HAL
open science

Étude du disque Galactique par marquage chimique de ses populations stellaires

Guillaume Guiglion

▶ **To cite this version:**

Guillaume Guiglion. Étude du disque Galactique par marquage chimique de ses populations stellaires. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université de Nice Sophia Antipolis, 2015. Français. NNT : . tel-01261576

HAL Id: tel-01261576

https://theses.hal.science/tel-01261576

Submitted on 25 Jan 2016

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

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

Université Nice Sophia Antipolis - UFR Sciences

Ecole Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université Nice Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de la Planète et de l'Univers

présentée et soutenue par

Guillaume GUIGLION

Etude du disque Galactique par marquage chimique de ses populations stellaires

Thèse dirigée par Patrick DE LAVERNY

soutenue le 10 décembre 2015

Jury :

Mme.	Caroline Soubiran	Directeur de Recherche	Rapporteur
M.	Mike Irwin	Professeur	Rapporteur
Mme.	Cristina Chiappini	Associate researcher	Examinatrice
M.	Nicolas Prantzos	Directeur de Recherche	Examinateur
M.	Patrick de Laverny	Astronome	Directeur
Mme.	Alejandra Recio-Blanco	Astronome-adjointe	Co-directrice

Etude du disque Galactique par marquage chimique de ses populations stellaires

---

Résumé :

L'étude de la composition chimique et de la cinématique des étoiles de la Voie Lactée est essentielle afin de comprendre comment les grandes structures de notre Galaxie se sont formées. En effet, les étoiles de faible masse gardent d'une part en mémoire dans leur atmosphère la composition chimique du milieu interstellaire dans lequel elles sont nées. D'autre part la cinématique est essentielle afin de caractériser les différentes populations stellaires. L'Archéologie galactique est ainsi basée sur l'observation et la caractérisation d'un grand nombre d'étoiles afin de poser des contraintes à l'échelle galactique. Dans cette thèse, nous nous penchons sur l'étude du disque galactique, composante majeure de notre Galaxie.

Dans le cadre de la mission spatiale Gaia, nous avons développé une procédure automatique de mesure d'abondances chimiques, GAUGUIN, basée sur une grille de spectres synthétiques, couplée à un algorithme de Gauss-Newton. Cette méthode a été utilisée dans le cadre du Gaia-ESO Survey GES (abondances chimiques d'éléments α et du pic du fer pour 10^4 étoiles) et du projet AMBRE (abondances de lithium pour $\sim 7\,300$ étoiles). GAUGUIN est parfaitement adapté aux relevés spectroscopiques massifs en terme de temps de calcul et de précision et va être prochainement intégré au pipeline d'analyse des spectres RVS de Gaia.

Nous avons ensuite étudié l'évolution des dispersions des vitesses dans le disque galactique en fonction du [Mg/Fe], utilisé comme proxy de l'âge. A partir des paramètres atmosphériques et des abondances recommandées d'un échantillon de 6 800 étoiles de GES, nous avons détecté la présence d'étoiles du disque épais cinématiquement froides mais avec des valeurs élevées du rapport [Mg/Fe], donc possiblement âgées. Dans le contexte d'un milieu turbulent, nous discutons la présence de ces étoiles dans le cadre des différents modèles de formation du disque galactique.

Nous avons également montré que l'abondance du lithium dans le disque montre une croissance avec la métallicité sur le domaine $-1 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0$ dex et décroît pour les métallicités super-solaires. Enfin, le disque mince et le disque épais seraient caractérisés par des évolutions chimiques différentes en abondance de lithium.

Ces résultats confirment d'une part que les abondances chimiques sont un important diagnostic pour comprendre la formation et l'évolution des populations stellaires de notre Galaxie. D'autre part, nous avons vu qu'il est nécessaire de développer des procédures automatiques de détermination d'abondances pour l'Archéologie galactique face aux challenges imposés par les relevés spectroscopiques massifs actuels.

Mots clés : Voie Lactée, procédure automatique, abondances chimiques individuelles. Galaxie : disque épais, dispersion des vitesses, formation du disque.

Studying the galactic disc by chemically tagging its stellar populations

Abstract :

Studying both the chemical composition and kinematics of Milky Way stars is essential to understand how big structures of our Galaxy are formed. Indeed, low-mass stars retain in their photosphere the chemical composition of the interstellar medium is which they were born. Additionally, the kinematics are essential to characterize different stellar populations. Galactic Archaeology is based on the observation of a huge number of stars in order to put constraints on a galactic scale. In this thesis, we focus on the galactic disc, a major component of the Milky Way.

In the context of the Gaia mission, we have developed an automatic procedure GAUGUIN, devoted to deriving chemical abundances. GAUGUIN is based on a grid of synthetic spectra and a Gauss-Newton algorithm to find the best solution. We first applied our method to the Gaia-ESO Survey (GES) data to derive α and iron-peak chemical abundances for 10^4 stars. We then derived lithium abundances for $\sim 7\,300$ stars from the AMBRE project. GAUGUIN is well adapted to massive spectroscopic surveys, both in terms of computation time and accuracy. GAUGUIN will be soon integrated into the RVS DPAC analysis pipeline of the Gaia mission.

We studied the velocity dispersions in the galactic disc as a function of the [Mg/Fe] ratio, used as an age proxy. From the recommended atmospheric parameters and abundances of 6 800 GES stars, we detected thick disc stars with cool kinematics and high [Mg/Fe] ratio, so presumably old. In the generally turbulent context of the primitive galactic disc, this thesis places these results in the framework of the different disc formation and evolution scenarios.

We also showed that the lithium abundance in the galactic disc increases as a function of the metallicity in the domain $-1 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0$ dex and decreases at super-solar metallicities. Finally, the thin and the thick discs could be characterized by different lithium abundance evolutions.

Our results confirms that chemical abundances are an important diagnostic for understanding the formation and the evolution of the Milky Way stellar populations. Moreover, the development of automatic pipelines of abundance derivation is necessary to face the challenges imposed by current massive spectroscopic surveys.

Keywords : Milky Way, automatic procedure, individual chemical abundances. Galaxy : thick disc, velocity dispersion, disc formation.

Remerciements

Ainsi s'achève cette thèse passée à l'Observatoire de la Côte d'Azur. En premier lieu, je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à mes directeurs de thèse **Patrick de Laverny** et **Alejandra Recio-Blanco** sans qui cette expérience n'aurait pu avoir lieu.

Merci à **Vanessa Hill**, **Georges Kordopatis**, **Mathias Schultheis**, **Mathieu Van der Swaelmen** et **Clare Worley** pour les riches discussions. En particulier, je souhaite remercier **Albert Bijaoui** pour son aide précieuse sur les algorithmes utilisés pendant cette thèse.

Merci à **Thierry Lanz** et l'équipe de direction de l'OCA grâce à qui j'ai pu m'impliquer dans le conseil d'administration.

Je souhaite particulièrement remercier **Farrokh Vakili** pour son soutien lors de son mandat de direction de l'OCA et les grandes ascensions dans le Mercantour.

Merci à **Richard Monier** en tant que directeur du master OMEGA Astrophyique, à l'**Université de Nice Sophia Antipolis** et au **laboratoire Lagrange** pour m'avoir accueilli pendant trois ans, ainsi qu'à **Alessandro Morbidelli**, **Philippe Stee** et **Fabrice Mortessagne** pour leur soutien.

Merci à l'équipe des **gestionnaires de Lagrange** pour leur aide. Merci également à **Sophie Rousset** pour sa compagnie aux heures les plus matinales et ses réponses à mes nombreuses questions sur la vie du laboratoire.

Un grand merci à toute l'équipe de la **DSI** pour leur soutien technique et en particulier **Jean-Michel Mercier** pour avoir résolu avec patience mes problèmes avec Cosmos. Merci à **Alain Miniussi** et **Gilles Niccolini** pour leurs conseils en programmation C++.

Merci à **Nicolas Nardetto** pour la collaboration sur l'étude des $\delta-$Scuti.

Un grand merci à **Khaled Bensaada** et à toute l'**équipe du restaurant du Mont Gros** pour les repas gastronomiques. Je reviendrai spécialement les jours de daube de sanglier.

Merci à **Nathalie Nergeault** pour son aide et sa bonne humeur, ainsi qu'à toute la famille **Capriani**.

Merci à **Elena Lega** et **Chiara Ferrari** pour leur dynamisme et leur aide.

Merci à **François Mignard** pour tous ses conseils sur l'observation de la Corse.

Merci à **Tatyana Sitnova** pour les discussions sur les dérivations d'abondances chimiques.

Un grand merci à **Laurent Galluccio**, **Bernard Pichon**, **Brigitte Guarnieri**, **Christophe Ordenovic**, **Sophie Maurogordato** et **Florence Guitton** pour les tea-breaks et les bons resto. Un grand merci aux **Goletto**, **Joel** et **Lucie**, et **les Poiriers** pour ces belles aventures "en famille" à Londres et Amsterdam. Merci à l'équipe du **CASOCA** sans qui ces voyages n'auraient pas eu lieu ! Un merci spécial à **Dominique Schraen** pour ses blagues mythiques et sa belle poésie lors des repas.

Merci à **Alain Carillot**, **Titi**, **Romimi**, **Alain Léonardi**, **Valérie**, **Mireille** et **Charly** pour toutes les belles sorties en montagne. Egalement, merci à **Jojo**, **la Poutre'**, **Nitoub**, **Chaaaarly**, **le Nico**, **Mélanie**, **Tonton**, **Kim** et **Perrine Boïdo** pour les bières, pizzas et autres Mont Alban. Un bolchoe merci à **Sergey** et **Masha Lisakov** pour leur bonne humeur et toutes les discussions philosophiques. Merci tout particulier à **Adrien Stankovic** pour tous les moments riches en plâtre.

Un grand merci à **Hélène**, **André**, **Thierry**, **Maurice**, **Johann** et tout le **club cycliste de l'ASBTP** pour les bons moments passés sur la route.

Un grand tchaao à l'**équipe des JDPN 2014** et à la **Messa Latina** de Roscoff.

Merci à mes deux compères du Master OMEGA Astrophysique **La brique de lait** et **Najima Jalti**.

Merci à **Sarūnas Mykolaitis**, **Reda Bružaité**, **Gianluca Castignani**, **Caroles Clastres**, **Florent Rostagni** et **Andrea Chiavassa**. Merci à **Alvaro Rojas-Arriagada** pour tous les trolls à l'obs et pendant les écoles d'été. Merci à **Anastasia Titarenko** pour avoir empéché que ma présentation de soutenance soit encore plus colorée. Merci à **Léa Khan** et **Sandrine Martinieri** pour leur bonne humeur.

Un grand merci à **Eric Fossat** pour tout ces beaux moments de montagne partagés et pour avoir su m'oxygéner la tête quand il le fallait. Merci à toute l'**équipe de l'Argentera** et du **Matto** pour ces superbes ascensions. Merci à **Michèle Pascaud**, **Fix**, **Emmanuelle**, **Eric Aristidi**, **Jean-Paul Boisson** et **Thierry Gesnot** pour les bons moments en rando.

Je tiens à remercier toutes les personnes m'ayant monté ou descendu de l'observatoire en voiture et m'ayant permis de garder un maximum d'énergie jusqu'à la fin de la thèse.

Enfin, merci à toute ma famille pour avoir été présente à mes côtés tout au long de ce parcours.

Table des matières

1 Introduction **1**

1.1 Les grandes structures de la Voie Lactée 2

1.1.1 Evolution des idées depuis l'Antiquité 2

1.1.2 La Voie Lactée dans le contexte cosmologique 3

1.1.3 La Voie Lactée : description actuelle 4

1.2 L'Archéologie Galactique 8

1.3 Scénarios de formation du disque 11

1.4 Les grands relevés spectroscopiques au service de l'Archéologie Galactique 13

1.5 La mission spatiale Gaia 16

1.6 Le Gaia-ESO Survey 20

1.7 Le projet AMBRE 24

1.8 Objectifs de cette thèse 25

2 GAUGUIN : une procédure automatique de mesures d'abondances chimiques **27**

2.1 Détermination d'abondances chimiques dans les atmosphères stellaires 28

2.2 Déterminations d'abondances chimiques à l'ère des grands relevés spectroscopiques 33

2.2.1 Méthodes automatiques d'analyse "à la volée" 33

2.2.2 Méthodes automatiques basées sur des grilles de spectres synthétiques 36

2.2.3 GAUGUIN : une procédure automatique de détermination d'abondances chimiques 37

2.3 Grilles de spectres synthétiques pour GAUGUIN 38

2.3.1 Micro-turbulence dans des grilles de spectres synthétiques . . 38

2.3.2 Grille de spectres synthétiques du Gaia-ESO Survey 40

2.3.3 Grille AMBRE/Li de spectres synthétiques autour du doublet du lithium 41

2.4 GAUGUIN : présentation détaillée 52

2.4.1 Méthode d'interpolation dans une grille de spectres synthétiques 52

2.4.2 Préparation des observations et des spectres synthétiques . . 59

2.4.3 L'algorithme de Gauss-Newton 60

2.4.4 Propagation des incertitudes des paramètres atmosphériques . 64

2.4.5 Définition des limites de détection des mesures d'abondances 65

2.5 Sensibilité de GAUGUIN 65

2.5.1 Sensibilité au bruit 66

2.5.2 Sensibilité aux vitesses radiales, de micro-turbulence et de rotation 70

2.6 Observations répétées avec HARPS et UVES : comparaison des abondances en lithium de GAUGUIN 73
2.7 Résumé et conclusions 75

3 Détermination massive d'abondances chimiques pour l'Archéologie Galactique 79
3.1 Abondances d'éléments α et du pic du fer pour la DR2/3 du Gaia-ESO Survey 80
3.1.1 Analyse des spectres iDR2 et iDR3 avec GAUGUIN 80
3.1.2 Résultats de GAUGUIN pour la iDR2 de GES 81
3.1.3 Comparaison des abondances de GAUGUIN avec Synspec et SME 85
3.1.4 Conclusions sur les abondances de GAUGUIN pour GES . . . 94
3.2 Abondances du lithium pour AMBRE 94
3.2.1 Echantillons de travail : spectres UVES, HARPS et FEROS . 96
3.2.2 Construction du catalogue d'abondances AMBRE/Li 96
3.2.3 Le catalogue final AMBRE/Li 100
3.2.4 Corrections NETL des abondances de lithium 103
3.2.5 Les erreurs sur A_{Li}^{ETL} 107
3.2.6 Les abondances en lithium de Delgado Mena *et al.* 2014 . . . 109
3.2.7 Analyse du lithium dans le disque galactique 111
3.3 Abondances chimiques des étoiles de référence Gaia 112
3.3.1 Eléments α et du pic du fer. 113
3.3.2 Le lithium 120
3.4 Résumé et conclusions 122

4 Le disque galactique : contraintes sur sa formation grâce aux dépendances chimiques de ses dispersions des vitesses 125
4.1 Présentation des cibles GES iDR2 de GIRAFFE 127
4.2 La dichotomie chimique disque mince / disque épais 129
4.3 La dichotomie cinématique disque mince / disque épais 132
4.3.1 Détermination des distances et de la cinématique 132
4.3.2 Distributions des vitesses galactocentriques dans les disques . 137
4.3.3 Gradients des vitesses galactocentriques dans les disques . . . 142
4.4 Dispersions des vitesses et mécanismes de chauffage du disque 148
4.4.1 Détermination des dispersions des vitesses dans le disque . . . 148
4.4.2 Dispersions des vitesses en fonction du rapport [Mg/Fe] . . . 153
4.4.3 Dépendances spatiales des dispersions des vitesses dans le disque Galactique 163
4.4.4 Résumé et conclusion 167
4.5 Discusion dans le contexte des modèles de formation du disque épais 167
4.6 Conclusions 173

5 Le lithium dans la Voie Lactée 177
5.1 Evolution du lithium dans notre Galaxie 177
5.1.1 Echantillon de travail 180
5.1.2 Comportement de l'abondance en lithium avec la métallicité . 181
5.1.3 Modèles d'évolution chimique du lithium dans la Voie Lactée 186
5.1.4 Résumé des résultats AMBRE 190
5.2 Marquage chimique du disque galactique avec le lithium 191
5.2.1 Séparation chimique entre les disques mince et épais 191
5.2.2 Le lithium dans le disque mince et le disque épais 193
5.3 Conclusions 197

6 Conclusions et perspectives 199
6.1 GAUGUIN : analyse chimique automatique des étoiles 199
6.2 Formation du disque galactique 201
6.3 Enrichissement en lithium de la Voie Lactée 203
6.4 Bilan 203
6.5 Perspectives dans le contexte de l'Archéologie galactique 204

A Interpolation par courbes de Bézier 207

B Normalisation automatique de spectres observés 211

Bibliographie 217

Table des figures

1.1 Schéma des grandes structures de notre Galaxie 5
1.2 Vue schématique de l'évolution de [α/Fe] en fonction de [Fe/H] . . . 9
1.3 Vue schématique du chemin optique de la lumière issue des miroirs primaires arrivant sur les instruments dans le plan focal de Gaia . . . 18
1.4 Spectres simulés du RVS pour différentes valeurs de paramètres atmosphériques 19
1.5 Diagramme illustrant la complémentarité des résultats de la mission Gaia et du Gaia-ESO Survey 21
1.6 Illustration détaillant le rôle de chaque groupe de travail du Gaia-ESO Survey 23
1.7 Diagramme de Hertzsprung-Rusell d'un sous-échantillon de $\sim 3\,600$ spectres FEROS et $\sim 75\,000$ spectres HARPS 25

2.1 Courbe de croissance d'un élément chimique donné en fonction de l'abondance chimique et flux normalisé d'une raie spectrale à une certaine longueur d'onde pour plusieurs abondances 31
2.2 Différence entre la valeur de ξ issue de la litérature et celle calibrée par GES en fonction de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] 39
2.3 Paramètres atmosphériques de la grille de spectres synthétiques du Gaia-ESO Survey 42
2.4 Spectres observés et synthétiques du Soleil et Arcturus sur un domaine de 15 Å 43
2.5 Spectres observés et synthétiques du Soleil et Arcturus sur un domaine ne de 1.5 Å 47
2.6 Spectres observés et synthétiques du Soleil et Arcturus sur un domaine ne de 1.5 Å, après calibration de la liste de raies 50
2.7 Profils synthétiques de raies, avec une variation en lithium, pour une étoile de type solaire et une géante froide 53
2.8 Représentation schématique des grandes étapes de GAUGUIN 54
2.9 Histogramme des valeurs de MAX(ΔF) (en % par pixel) et leur comportement avec la $T_{\rm eff}$ pour des interpolations de Catmull-Rom et linéaire 58
2.10 Grilles 1D interpolées pour le Soleil et HD140288 61
2.11 Distance quadratique χ^2 en fonction de l'abondance en [Mg/Fe] pour le Soleil et en fonction de l'abondance en lithium pour HD140288 . . 63
2.12 Déviation standard des 500 mesures d'abondance A(MgI) en fonction du SNR, pour le Soleil et Arcturus 67
2.13 Déviation standard des 500 mesures d'abondance $A_{\rm Li}$ et biais en fonction du SNR, pour Arcturus et le Soleil 69
2.14 $\Delta A_{\rm Li}/A_{\rm Li}$ en fonction de $V_{\rm rad}$ pour Arcturus et le Soleil 70

2.15 $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ en fonction de ξ pour Arcturus et le Soleil 72
2.16 $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ en fonction de $v \sin(i)$ pour Arcturus et le Soleil 73
2.17 Comparaison des paramètres atmosphériques et des abondances en lithium (ETL) pour les 117 étoiles du projet AMBRE observées avec HARPS et UVES 74

3.1 $T_{\rm eff}$ vs $\log(g)$ pour 6 848 étoiles GES 81
3.2 Abondances chimiques d'éléments α en fonction de la métallicité . . 83
3.3 Abondances chimiques d'éléments du pic du fer en fonction de la métallicité 84
3.4 Distribution des erreurs de GAUGUIN sur les abondances de MgI et CaII pour les étoiles de la DR2 86
3.5 Rapport [α/Fe] moyen en fonction de [M/H] pour 5 460 étoiles GES à SNR>15 87
3.6 GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [CaI/H] et [MgI/H]. 89
3.7 GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [SiI/H] et [Ti/H]. 90
3.8 GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [FeI/H] et [Cr/H]. 91
3.9 GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [MnI/H] et [CoI/H]. 92
3.10 [Mg/Fe] dérivé par GAUGUIN en fonction du [Mg/Fe] mesuré par Synspec pour 162 étoiles du Gaia-ESO Survey. 93
3.11 Histogramme normalisé du SNR des 3 échantillons de travail UVES, HARPS et FEROS. 97
3.12 Histogramme normalisé des $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ des 3 échantillons UVES (878 étoiles), HARPS (3 642 étoiles) et FEROS (3 301 étoiles). 99
3.13 Abondances en lithium ETL pour les 7 272 étoiles du catalogue AMBRE, présentées dans le plan $T_{\rm eff} - \log(g)$ 101
3.14 A_{Li}^{ETL} et A_{Li}^{NETL} en fonction de $T_{\rm eff}$ pour les étoiles du catalogue AMBRE/Li 102
3.15 Couverture dans les plans $T_{\rm eff} - \log(g)$, $T_{\rm eff} - [M/H]$ et $\log(g) - [M/H]$ de la grille des 5 431 corrections NETL de [Lind *et al.* 2009a] 106
3.16 Corrections NETL AMBRE/Li pour 6 479 étoiles en fonction de A_{Li}^{EL} 107
3.17 Corrections NETL AMBRE/Li pour 6 479 étoiles en fonction de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] 108
3.18 Erreurs sur A_{Li}^{ETL} pour les détections du doublet du lithium du catalogue AMBRE 109
3.19 Comparaison des paramètres atmosphériques et des abondances de lithium ETL entre notre étude et [Delgado Mena *et al.* 2014] 110
3.20 Présentation des 34 étoiles Gaia de référence dans les plan $\log(g)$ *vs* $T_{\rm eff}$, [Fe/H] *vs* $T_{\rm eff}$ et [Fe/H] *vs* $\log(g)$ 112

3.21 Comparaison des abondances mesurées par GAUGUIN avec celles issues de Synspec pour chacun des élements étudiés 119

4.1 Température effective en fonction de la gravité de surface pour les 6 800 étoiles de l'échantillon final de travail 128
4.2 Illustration des étapes de l'étude du disque galactique présentée dans ce chapitre 129
4.3 Histogrammes de [Mg/Fe] par tranche de [Fe/H] pour les 1 230 étoiles avec SNR $\geq$ 40 de l'échantillon principal 131
4.4 Discontinuité chimique entre le disque mince et le disque épais 133
4.5 Histogramme des distances et des erreurs relatives pour les 6 800 étoiles de notre échantillon principal 135
4.6 Schéma des systèmes de coordonnées galactiques, cartésiennes, et cylindriques, et vitesses héliocentriques cartésiennes, galactocentriques et galactocentriques cylindriques 137
4.7 Histogrammes des vitesses galactocentriques des 6 800 étoiles de notre échantillon principal 138
4.8 Hauteur par rapport au plan Z en fonction du rayon galactocentrique R pour les 6 800 étoiles de l'échantillon principal et distributions de R et Z 139
4.9 Hauteur par rapport au plan galactique Z en fonction du rayon galactocentrique 140
4.10 Distribution normalisée des vitesses de rotation V_R, V_ϕ et V_Z pour le disque mince et le disque épais 141
4.11 [Mg/Fe] en fonction de [Fe/H] pour les échantillons dans les composantes R, ϕ et Z, par tranche de [Fe/H] 143
4.12 Même figure que FIGURE 4.11. Les traits horizontaux définissent l'échantillonnage de l'axe de [Mg/Fe]. 144
4.13 Vitesses moyennes radiales, azimutales et verticales en fonction du rapport [Fe/H] 144
4.14 Vitesses moyennes radiales, azimutales et verticales en fonction du rapport [Mg/Fe] 147
4.15 [Mg/Fe] en fonction de [Fe/H] pour l'échantillon principal, distribution de V_R, distribution des erreurs sur V_R et distribution des 1 000 réalisations de bootstrap 152
4.16 Dispersion des vitesses azimutales moyennes en fonction du pourcentage d'étoiles sélectionnées dans un bin de 100 étoiles 153
4.17 Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales en fonction du [Mg/Fe] 154
4.18 Pour chaque composante de vitesse R, ϕ, Z, dispersion mesurée des vitesses en fonction de [Mg/Fe], dispersion intrinsèque des vitesses en fonction de [Mg/Fe], dispersion mesurée des vitesses en fonction de la dispersion intrinsèque des vitesses et erreur sur la dispersion intrinsèque des vitesses en fonction de [Mg/Fe] 155

4.19 Même figure que FIGURE 4.17, mais en tenant compte de la séparation chimique entre le disque mince et le disque épais 158
4.20 Dispersion des vitesses verticales, radiales et azimutales en fonction du [Mg/Fe] pour l'échantillon RAVE 160
4.21 Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales en fonction du [Mg/Fe] pour nos échantillons GES, sondant le même volume galactique que [Minchev *et al.* 2014b]. 161
4.22 Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales en fonction du [Mg/Fe] pour nos échantillons GES, sondant le même volume galactique et le même échantillonnage du plan [Fe/H] − [Mg/Fe] que [Minchev *et al.* 2014b] 162
4.23 Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales en fonction du rayon galactocentrique dans le disque mince et le disque épais . . 165
4.24 Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales en fonction de la hauteur par rapport au plan galactique 166
4.25 Vitesse azimutale moyenne en fonction de R et $|Z|$ 168
4.26 Dispersion de vitesses verticales en fonction du rayon de naissance moyen pour les étoiles du modèles de [Minchev *et al.* 2014b] 170

5.1 Abondances du lithium en fonction de la métallicité dans les études de [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015] 180
5.2 Abondances du lithium de l'échantillon de travail composé de 2 249 étoiles en fonction de $T_{\rm eff}$ 181
5.3 Abondance du lithium en fonction de la métallicité pour [M/H] $<$ -1.0 dex pour les étoiles AMBRE 182
5.4 Abondance maximale moyenne de lithium en fonction de la métallicité 183
5.5 Histogramme des métallicités de notre échantillon de travail pour le domaine $-1.0 \leq$ [M/H] $\leq +0.5$ dex 184
5.6 Même figure que FIGURE 5.4, mais cette fois-ci les tendances AMBRE/Li sont dérivées pour plusieurs échantillonnages 185
5.7 Abondance de lithium par rapport à l'hydrogène en fonction du rapport [Fe/H] (trait plein) pour le modèle de [Fields & Olive 1999] avec *outflows* 187
5.8 Abondance de lithium en fonction du rapport [Fe/H] du modèle de [Romano *et al.* 2001] 188
5.9 Abondance de lithium en fonction du rapport [Fe/H] du modèle de [Travaglio *et al.* 2001] 189
5.10 Abondance de lithium en fonction du rapport [Fe/H] du modèle A de [Prantzos 2012] 190
5.11 Echantillon de travail, composé de 2 628 étoiles représentées dans les plans $\log(g)$ *vs* $T_{\rm eff}$, [α/Fe] *vs* [M/H] et $A_{\rm Li}$ *vs*[M/H] 192
5.12 Sous-échantillons d'étoiles AMBRE pour SNR $>$ 150, SNR $>$ 100 et SNR $>$ 50 193

5.13 Abondance chimique du lithium en fonction de la métallicité et sa distribution normalisée 195
5.14 Abondance du lithium de [Ramírez *et al.* 2012] en fonction du rapport [Fe/H] dans le disque mince et le disque épais 196
5.15 Abondance du lithium de [Delgado Mena *et al.* 2015] en fonction du rapport [Fe/H] dans le disque mince et le disque épais 197

B.1 Spectres observés non-normalisés et après renormalisation, de 18Sco et αTau 213
B.2 Spectres AMBRE observés avant et après renormalisation de HD81797 montrés sur 50 et 15 Å 214
B.3 Maximum de la différence entre le spectre initial bruité et le spectre re-normalisé, moyenné sur 500 tirages de Monte-Carlo, en fonction du SNR 215

Liste des tableaux

2.1 Liste des raies (avant calibration) contribuant le plus à l'absorption et susceptibles d'être calibrées. 48
2.2 Raies principales autour du doublet du lithium, dont celles calibrées ont leur $\log gf$ écrit en gras 51

3.1 Eléments chimiques analysés avec GAUGUIN pour la iDR2 et iDR3 de GES 82
3.2 Identifant, spectrographe, paramètres atmosphériques, abondances de lithium ETL et corrections NTLE pour les 7272 étoiles du catalogue AMBRE. 103
3.3 Abondances d'éléments α, déviation standard et nombre de raies spectrales considérées pour la détermination d'abondances avec GAUGUIN pour les étoiles Gaia de référence. 115
3.4 Abondances d'éléments du pic du fer, déviation standard et nombre de raies spectrales considérées pour la détermination d'abondances avec GAUGUIN pour les étoiles Gaia de référence. 116
3.5 Abondances en lithium des étoiles de référence Gaia présentées suivant la méthode et les paramètres atmosphériques utilisés 121

4.1 Nombre d'étoiles dans chaque composante de vitesse de rotation avec les proportions respectives dans chaque disque 139
4.2 Vitesses galactocentriques moyennes et dipersions des vitesses corrigées des erreurs pour le disque mince et le disque épais 141

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Les grandes structures de la Voie Lactée **2**
1.1.1 Evolution des idées depuis l'Antiquité 2
1.1.2 La Voie Lactée dans le contexte cosmologique 3
1.1.3 La Voie Lactée : description actuelle 4
1.2 L'Archéologie Galactique **8**
1.3 Scénarios de formation du disque **11**
1.4 Les grands relevés spectroscopiques au service de l'Archéologie Galactique **13**
1.5 La mission spatiale Gaia **16**
1.6 Le Gaia-ESO Survey **20**
1.7 Le projet AMBRE **24**
1.8 Objectifs de cette thèse **25**

Un des buts de l'astrophysique moderne est d'étudier comment notre Galaxie, la Voie Lactée, s'est formée. Durant ces dernières décennies, un gros effort a été réalisé afin de comprendre sa formation et son évolution par l'étude de ses populations stellaires et de ses étoiles individuelles utilisées comme fossiles. Cette thèse est dédiée à l'étude de la formation et l'évolution de notre Galaxie et nous nous sommes penchés en particulier sur le disque galactique, qui est une de ses composantes majeures. Notre approche, basée sur l'étude de la cinématique et le marquage chimique des populations stellaires, nous permet de mieux comprendre les mécanismes de formation du disque. Afin de pouvoir poser des contraintes sures à l'échelle Galactique, il est nécessaire d'observer un grand nombre d'étoiles. Les relevés spectroscopiques massifs, tel que le Gaia-ESO Survey, sont ainsi des pierres angulaires de notre travail et nous permettront de sonder en détail la Galaxie, au-delà du voisinage de notre système Solaire.

Au fil des siècles, la compréhension de l'origine et de la formation de notre Galaxie la Voie Lactée a montré des facettes bien différentes. Les idées mises en avant afin d'expliquer notre Galaxie couvrent un large domaine, de la mythologie antique à nos jours, provenant de légendes, d'observations et actuellement de sondages massifs de ses populations stellaires. Le but de cette introduction est tout d'abord de présenter ce que l'on sait des grandes structures de la Voie Lactée (Sect 1.1). Nous montrons ensuite que l'Archéologie galactique, basée entre autre sur l'étude

de la cinématique et la composition chimique des étoiles, a pour rôle d'étudier la formation et l'évolution de ces grandes structures (Sect 1.2). Alors que nous présentons les principaux scénarios de formation du disque galactique dans la Sect 1.3, nous dressons un tableau des principaux relevés spectroscopiques massifs dédiés à l'Archéologie Galactique dans la Sect 1.4. Dans les Sect 1.5, Sect 1.6 et Sect 1.7, nous introduisons respectivement la mission spatiale Gaia, le Gaia-ESO Survey et le projet AMBRE. Enfin, nous décrivons les objectifs de cette thèse dans la Sect 1.8.

1.1 Les grandes structures de la Voie Lactée

Nous présentons ici brièvement comment la Voie Lactée a été perçue et comprise par l'homme, de l'Antiquité à nos jours. Nous présentons également les principales structures de notre Galaxie telles que nous les connaissons aujourd'hui.

1.1.1 Evolution des idées depuis l'Antiquité

Dans le ciel, la Voie Lactée est visible sous forme d'une traînée blanche, ses étoiles n'étant pas résolues. La légende raconte que la Voie Lactée serait en fait une traînée de lait dans le ciel, issue du sein de Héra, épouse de Zeus. En effet, selon la mythologie grecque, Zeus aurait voulu faire profiter son fils Héraclès, conçu avec Alcmène, du lait de Héra pendant que celle-ci dormait. Héra se réveilla et repoussa Héraclès, laissant échapper une traînée de lait dans le ciel. Cette idée de lait se retrouve aussi chez les Bouriates, peuple mongol de Sibérie, mais provenant du sein de la déesse du ciel. D'autres légendes apparentent la Voie Lactée à une chemin céleste, comme par exemple dans la culture des Pokomos d'Afrique ou chez les Indiens d'Amérique du Nord.

Il faut attendre l'antiquité gréco-latine pour trouver la première interprétation de la Voie lactée comme un ensemble d'étoiles. Démocrite voit la Voie Lactée comme un groupe d'étoiles "très petites et serrées". Au Moyen Âge, Averroès signale que la Voie Lactée ne montre pas de parallaxe et est dont située au-delà de l'orbite de la Lune. Averroès ne considère pas pour autant que la Voie Lactée fait partie de la sphère des étoiles fixes. Au début du XVIIe siècle, Galilée a pu confirmer de façon observationnelle grâce à sa lunette astronomique que la Voie Lactée est bien un ensemble d'innombrables étoiles. Il a de plus posé la question sur la composition des nébuleuses. Nous notons que Tycho Brahe a été le premier astronome à penser qu'une étoile puisse naître et qu'elle soit composée de matière stellaire, suite à l'observation d'une supernova.

Au XVIIIe siècle, les idées sur la compréhension de notre Galaxie font un bon en avant. Wright propose que le système Solaire fait en fait partie de la Voie Lactée, mais que notre position dans celle-ci nous empêche d'en voir sa vraie forme. Cette proposition est nouvelle : nous ferions partie de la Galaxie et nous l'observerions

ainsi de l'intérieur. Il propose de plus que notre Galaxie ne serait pas unique et que d'autre systèmes d'étoiles soient extérieurs au nôtre. Peu après Wright, Kant a proposé que les taches nébuleuses observées dans le ciel sont des groupes d'étoiles similaires à notre Galaxie, mais situées au-delà de la Voie Lactée. Nous notons qu'au même siècle, Lambert a émis l'idée importante que la Voie Lactée est un système d'étoiles plat en rotation circulaire, et que celle-ci est composée de sous-structures.

Entre la fin XIXe et le début du XXe siècle, Kaptyen a donné une description de la Voie Lactée bien plus moderne, montrant que la densité des étoiles diminue avec la distance au plan et introduit la notion d'échelle de distance. En 1920, le *Shapley-Curtis Debate* a opposé les astronomes Harlow Shapley et Heber Curtis et a porté sur le fait de savoir si les nébuleuses étaient dans la périphérie de notre Galaxie ou de véritables objets extra-galactiques. Le fait que la Voie Lactée n'est pas seule et que nous sommes entourés par d'autres galaxies a été définitivement confirmé en 1924 par Hubble et sa détermination de la distance d'Andromède grâce à l'étude de ses céphéides.

1.1.2 La Voie Lactée dans le contexte cosmologique

De nos jours, nous savons que la Voie Lactée est une galaxie spirale de type intermédiaire SBb-c dans la classification de Hubble. Il s'agit d'une galaxie de type tardif, possédant encore du gaz et des étoiles jeunes. Les galaxies de type spirale sont dominées par la rotation de leurs étoiles et le mouvement aléatoire du gaz et des étoiles est faible, avec des orbites stellaires restant globalement confinées dans le plan du disque. Les poussières dans le disque jouent un rôle important dans l'étude des structures de la Voie Lactée car elles sont responsables entre autres choses de biais de mesures sur les distances (comme nous le verrons plus tard). La masse totale d'étoiles de la Voie Lactée est estimée à 6×10^{10} masses solaires ($M_{\odot}$) et une masse totale de $1-2\times10^{12} M_{\odot}$ [Wilkinson & Evans 1999, Deason *et al.* 2012]. Notre Galaxie fait partie du Groupe Local (GL). Ce groupe est composé d'une trentaine de galaxies dont les deux principales sont la Voie Lactée et la Galaxie d'Andromède, ayant chacune leur propre système de galaxies naines satellites.

Dans le scénario classique de formation des structures de l'Univers, la Voie Lactée se serait formée par effondrement, la masse stellaire étant issue de la masse de gaz initialement présente. Il s'agit du scénario d'effondrement monolithique proposé par [Eggen *et al.* 1962].

Cependant, le modèle ΛCDM, reconnu à ce jour comme le modèle le plus accepté propose une autre version des faits. En effet, ce modèle présente la formation des grandes structures de notre Univers de façon hiérarchique à partir de petits halos de matière noire froide, formés à partir des fluctuations de densité après le Big Bang. Ces halos seraient accrétés de façon continue [White & Rees 1978,

Navarro *et al.* 1995], dans un Univers homogène et isotrope en expansion accélérée, avec une courbure nulle. Le fait que notre Univers soit en expansion accélérée implique la présence d'une énergie noire, représentant presque 70% de la densité d'énergie totale de notre Univers [Planck Collaboration *et al.* 2014]. La matière noire et la matière barionique représenteraient elles respectivement 27% et 3% de densité d'énergie totale de notre Univers. Ce modèle ΛCDM permettrait d'expliquer la mise en place des galaxies et amas de galaxies, et a un succés important dans la compréhension de la structure à grande échelle de l'Univers.

En revanche, le modèle ΛCDM est confronté à plusieurs problématiques observationnelles, *e.g.* [Rix & Bovy 2013]. Tout d'abord, il est prédit que le nombre de galaxies naines en orbite autour de notre Galaxie soit bien plus élevé que celui observé, de l'ordre de 500, mais ne sont pas observées dans le visible ou en HI. Il s'agit du "Missing dwarf problem" [Moore *et al.* 1999]. De plus, les galaxies naines doivent être dominées par la matière noire [Mateo 1998]. Cependant, leur profil de matière noire est inconsistant avec le profil prédit par le modèle ΛCDM. Le modèle ΛCDM a également des difficultés à générer des galaxies avec un bulbe petit ou absent. Les bulbes petits sont sensés être générés par des instabilités dans les disques plutôt que des accrétions. Si ceci est correct, une fraction plus grande des galaxies présentant un disque devrait ne pas posséder de bulbe. Le modèle ΛCDM prédit de plus une riche histoire en accrétion, laissant des traces de débris et de satellites accrétés dans le disque stellaire et le halo. Des accrétions très actives seraient inconsistantes avec la présence dominante d'un disque mince aujourd'hui. En effet, l'intensité des accrétions peut être responsable de la survie du disque galactique. A ce jour, trop peu de débris et de courants d'étoiles ont été détectés. Enfin, le modèle ΛCDM présente des difficultés à former des galaxies spirales avec un disque étendu. En effet, le gaz céderait du moment angulaire à la matière noire. Il s'agit du *angular momentum problem.*

1.1.3 La Voie Lactée : description actuelle

La Voie Lactée, telle que nous la connaissons aujourd'hui, peut être vue comme un amalgame organisé de plusieurs composantes stellaires, chacune caractérisée par des distributions spatiales, des cinématiques et des populations stellaires bien distinctes. De façon globale, les principales composantes de la Voie Lactée sont le halo, le disque mince, le disque épais et le bulbe. Ces composantes galactiques ont donc différentes histoires de formation, distributions d'âges, distributions de métallicité et de rapports d'abondances. Nous pouvons voir une représentation schématique de ces grandes structures dans la FIGURE 1.1

Le disque mince

Le disque mince est une composante majeure de la Voie Lactée, comportant des

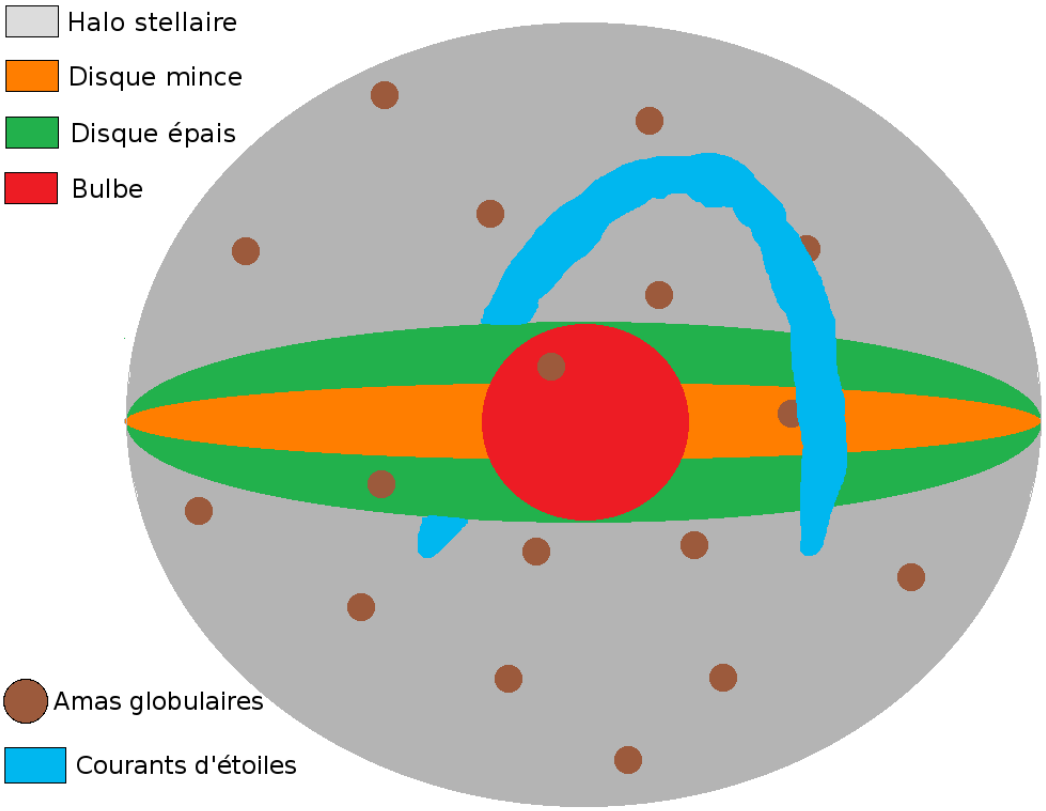

FIGURE 1.1 – Représentation schématique des grandes structures de notre Galaxie. Les échelles ne sont pas respectées.

étoiles jeunes (< 10 milliards d'années) ainsi que la plupart du gaz présent dans notre Galaxie, essentiellement de l'hydrogène neutre, atomique et moléculaire. Le disque peut alors renouveler sa population d'étoiles à partir de ce gaz. Comme pour le disque épais, la densité du disque mince suit une loi exponentielle décroissante avec le rayon galactique et s'étend jusqu'à 16 kpc. Les étoiles sont relativement jeunes, de quelques millions d'années à $\sim 8-10$ milliards d'années. L'échelle de hauteur du disque mince est plus faible que celle du disque épais, typiquement 300 pc. Les étoiles du disque mince ont de plus une dispersion des vitesses faible ($\sim 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$), et possèdent des vitesses de rotation plus rapides (de l'ordre de $210\,\mathrm{km\ s^{-1}}$) que celles du disque épais, de l'ordre de $180\,\mathrm{km\ s^{-1}}$(voir par exemple [Recio-Blanco *et al.* 2014]). Ainsi, les orbites des étoiles du disque mince sont quasi-circulaires, peu perturbées. Le domaine de métallicité, centré sur des valeurs solaires couvre typiquement de -0.5 dex à $+0.5$ dex (voir par exemple [Fuhrmann 1998, Reddy *et al.* 2006]).

Le disque épais

La plupart des galaxies de type spirale ont un disque épais. Nous pouvons citer par exemple le cas de NGC 891 [Mouhcine *et al.* 2010], possédant un disque épais ayant une échelle de hauteur de ~ 1.4 kpc et une échelle de longueur de 4.8 kpc, typiquement comme celui de la Voie Lactée. Dans les galaxies comme la nôtre, le disque épais représente environ 10% de la luminosité du disque mince. Dans notre Galaxie, le disque épais a été identifié par comptage d'étoiles vers les pôles Galactiques [Yoshii 1982, Gilmore & Reid 1983]. La densité du disque épais suit une loi exponentielle décroissante avec le rayon galactique. L'échelle de hauteur typique du disque épais est ~ 0.7 kpc [Kordopatis *et al.* 2011], alors que l'échelle de longueur typique est de l'ordre de 3.5 kpc [Ojha 2001, Jurić *et al.* 2008]. Les étoiles du disque épais sont âgées, couvrant un large domaine d'âges, de 8 à 14 milliards d'années [Haywood *et al.* 2013], bien plus vieilles que celles du disque mince. Le domaine de métallicité est également large, typiquement de -1.2 dex à -0.2 dex (voir par exemple [Kordopatis *et al.* 2011, Boeche *et al.* 2013, Recio-Blanco *et al.* 2014]) et ces étoiles présentent un enrichissement en élement α. Les étoiles du disque épais ont une dispersion des vitesses élevée comparée à celles du disque mince ($\sim 40\,\mathrm{km\ s^{-1}}$).

Le halo

Le halo est la composante de la Voie Lactée contenant le moins d'étoiles. Son observation n'est pas facile car ses étoiles sont en faible densité. Celles-ci sont très âgées (> 12 milliards d'années) et ont été formées en même temps que la Voie Lactée. Le halo tient sont nom de sa forme sphérique. Celui-ci est régi principalement par les mouvements aléatoires de ses étoiles ayant des orbites elliptiques. Alors que le halo s'étend jusqu'à un rayon de ~ 100 kpc [Sirko *et al.* 2004], la densité radiale suit une loi de puissance avec une rupture de pente à ~ 27 kpc [Deason *et al.* 2011]. Les étoiles du halo sont très pauvres en métaux, typiquement $[\mathrm{M/H}] < -1$ dex, *e.g.* [Nissen & Schuster 2012]. [Carollo *et al.* 2010] ont observé la présence d'un halo in-

terne ($R < 10 - 15\,\mathrm{kpc}$, $\langle[\mathrm{M/H}]\rangle \sim -1.6\,\mathrm{dex}$) et d'un halo externe ($R > 15 - 20\,\mathrm{kpc}$, $\langle[\mathrm{M/H}]\rangle \sim -2.2\,\mathrm{dex}$), ce qui est à ce jour encore controversé. Le halo stellaire ne serait donc pas une composante homogène. Les étoiles accrétées ont de plus joué un rôle dans la formation du halo. En effet, plusieurs courants d'étoiles ont été détectés tels que le courant du Sagittaire [Ibata *et al.* 1995] ou celui d'Orphan [Newberg *et al.* 2010]. Ces courants sont homogènes en cinématique, mais pas forcément en âge et en abondances chimiques. Le Sagittaire est par exemple une véritable galaxie naine. Enfin, il convient de parler des amas globulaires. Ces groupes d'étoiles peuvent contenir de l'ordre de 10^5 étoiles. Ces amas sont très denses et contiennent des étoiles très pauvres en métaux (appartenant préférentiellement au halo) ou riches appartenant plutôt au bulbe [Harris 1976]. Les amas globulaires sont de plus d'excellents laboratoires en terme d'évolution stellaire, par exemple nous pouvons citer les études de [An *et al.* 2008, An *et al.* 2009], réalisées avec des données du SDSS.

Le bulbe

Les bulbes des galaxies possédant un disque sont très hétérogènes, allant d'un bulbe étendu (comme la galaxie du Sombrero) à des bulbes plus petits comme dans NGC 4565. Parmi les composantes principales de notre Galaxie, le bulbe est une structure centrale avec une masse de l'ordre de $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ [Sofue *et al.* 2009]. Le bulbe est de forme allongée, caractérisé par la présence d'une barre [Dwek *et al.* 1995]. De plus, il a été montré que le bulbe possède une structure en X (voir par exemple [McWilliam & Zoccali 2010] et [Nataf *et al.* 2010]. La cinématique des étoiles du bulbe est intermédiaire entre un système purement en rotation, comme le disque mince, et un système régi par la dispersion des vitesses comme le halo stellaire. Le bulbe possède également des amas globulaires riches en métaux, partageant les mêmes cinématiques, distributions spatiales et composition que les étoiles du bulbe [Zoccali *et al.* 2004, Bica *et al.* 2006]. Les étoiles du bulbe couvrent un large domaine de métallicités, typiquement $-1.0 < [\mathrm{M/H}] < +0.5\,\mathrm{dex}$ [Zoccali *et al.* 2003]. L'observation des étoiles du bulbe est rendue difficile par le fait que ces étoiles soient distantes, mais aussi à cause de la forte extinction causée par les poussières du milieu interstellaire. L'origine du bulbe est encore incertaine. En effet, un scénario classique d'effondrement d'un nuage de gaz proto-galactique [Eggen *et al.* 1962, Larson 1974] pourrait être à l'origine du bulbe. Dans le contexte du modèle ΛCDM, le bulbe aurait pu être formé par accrétion de sous-structures [Immeli *et al.* 2004]. Enfin, une évolution interne lente et séculaire avec la formation d'une barre est envisagée et pourrait former un "pseudo-bulbe" [Pfenniger & Norman 1990, Kormendy & Kennicutt 2004].

L'Archéologie Galactique, présentée dans la section suivante a pour but d'étudier la formation et l'évolution de ces grandes structures galactiques, grâce à l'étude des étoiles individuelles qui les composent.

1.2 L'Archéologie Galactique

Dans le but de comprendre la formation des galaxies, il est possible d'observer celles-ci à différents "redshifts" afin de remonter dans le temps. Cependant, ces galaxies sont mal résolues en étoiles et, seulement des propriétes globales, telle que la morphologie peuvent être étudiées. Notre système Solaire étant situé au sein de la Voie Lactée, nous avons ainsi la chance de pouvoir l'observer en détail de l'intérieur.

Basée sur l'étude d'étoiles individuelles, le but de l'Archéologie Galactique est de comprendre la formation et l'évolution des structures stellaires que nous observons. Il est devenu progressivement clair que les différentes populations de la Voie Lactée ont des cinématiques, des signatures chimiques, des âges et des magnitudes spécifiques. La combinaison de ces sources d'information est primordiale pour mieux comprendre l'évolution de notre Galaxie. En effet, les étoiles de faible masse ayant une durée de vie très longue, elles peuvent être utilisées comme des fossiles, conservant les caractéristiques chimiques et cinématiques des époques passées de la Voie Lactée et du milieu interstellaire dans lequel elles sont nées. La cinématique permet de tracer des événements tels que des accrétions de débris de satellites et d'étoiles par la Voie lactée. L'étude de corrélations entre la chimie et la cinématique permet également par exemple de comprendre si des processus internes d'évolution ont eu lieu.

Une des études pionnières d'Archéologie Galactique proprement dite est celle de [Edvardsson *et al.* 1993]. Basée sur $\sim$ 200 étoiles observées à haute résolution spectrale ($R \sim 60\,000$), ces auteurs ont procédé à la détermination des paramètres atmosphériques, des abondances individuelles et des âges des étoiles. Ils ont pu ainsi étudier l'histoire et l'évolution des abondances chimiques dans le disque galactique. Cette étude pour la première fois a reposé sur une statistique importante et le marquage chimique de ses étoiles a été très détaillé (13 éléments chimiques).

Nous allons voir par la suite comment les abondances chimiques et la cinématique des étoiles peuvent fournir d'importants diagnostics sur l'évolution de populations stellaires de notre Galaxie.

Les abondances chimiques comme traceurs de l'évolution des populations stellaires.

Comme nous l'avons décrit plus haut, les étoiles sont utilisées comme des fossiles, leurs abondances chimiques reflètant la composition du milieu interstellaire où les étoiles sont nées. Le rapport [α/Fe] peut être utilisé comme chronomètre chimique et renseigne sur les épisodes de formation stellaire dans la Galaxie.

Le rapport [α/Fe] est basé sur la proportion entre les éléments α et le fer dans le Milieu InterStellaire (ISM) au moment de la formation de l'étoile. En effet, le groupe des éléments α (O, Mg, Ca, Si et Ti) est synthétisé de façon prédominante par cap-

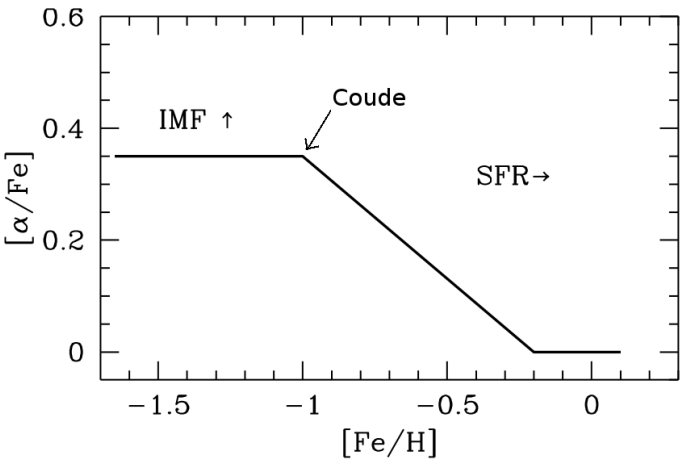

FIGURE 1.2 – Vue schématique de l'évolution de [α/Fe] en fonction de [Fe/H]. Figure issue de [McWilliam 1997].

ture d'éléments α durant les phases de combustion dans les étoiles massives. Celles-ci voient leur fin de vie devenir une Supernova de Type II (SNII) et expulsent les éléments synthétisés dans l'ISM sur une échelle de temps très courte ($\sim 10^7$ années). Le fer est produit par fusion nucléaire de façon prédominante dans les Supernovas de Type Ia (SNIa). Celles-ci vont expulser ces éléments dans l'ISM sur une échelle de temps plus longue, de l'ordre du milliard d'années. Ainsi le rapport [α/Fe] nous renseigne sur la contribution relative entre ces deux types de Supernova à un temps donné, indiquant donc l'échelle de temps de la formation stellaire. Un représentation schématique de l'évolution de [α/Fe] en fonction de [Fe/H] [1] est présentée dans la FIGURE 1.2. Le rapport [α/Fe] peut être vu comme un chronomètre (ou proxy de l'âge) et commence donc à diminuer après plusieurs 10^8 années (temps d'évolution typique des SNIa). Le début de la décroissance de [α/Fe] ou "coude" est sensible au taux de formation stellaire. En effet, si le taux de formation stelllaire est fort, le gaz va atteindre des valeurs de [Fe/H] plus grandes avant que les premières explosions de SNIa n'arrivent. Le rapport [α/Fe] va alors décroitre. Enfin, le niveau du plateau à faible [M/H] de [α/Fe] est fixé par la Fonction de Masse Initiale (IMF).

Ce lien entre âge et [α/Fe] a été récemment contraint de façon observationnelle par exemple par [Haywood *et al.* 2013] et [Bergemann *et al.* 2014] pour le disque galactique. [Haywood *et al.* 2013] ont mis en évidence une étroite corrélation entre [Mg/Fe] et l'âge pour un échantillon de $\sim 1\,000$ étoiles du voisinage Solaire proche. Il s'agit d'étoiles naines et sous-géantes observées à haute résolution (HARPS, $R \sim 110\,000$), avec des magnitudes absolues issues de parallaxes HIPPARCOS. La très bonne qualité des données a révélé une corrélation étroite entre l'âge et

1. $[\mathrm{Fe/H}] = \log\left[\frac{N(\mathrm{Fe})}{N(\mathrm{H})}\right]_\star - \log\left[\frac{N(\mathrm{Fe})}{N(\mathrm{H})}\right]_\odot$

le rapport [Mg/Fe] pour le disque épais. Pour le disque mince, cette corrélation est aussi visible, bien que plus dispersée. Ces observations ont été confirmées par [Bergemann *et al.* 2014] avec un échantillon de 144 étoiles UVES du Gaia-ESO Survey. La corrélation entre l'âge et les éléments α est aussi observée dans les galaxies précoces (voir par exemple [Walcher *et al.* 2015] pour un échantillon de 2 300 galaxies du SDSS). Ces conclusions confortent donc le fait que [α/Fe] peut être utilisé comme un proxy de l'âge.

La cinématique des étoiles

La cinématique des étoiles de la Voie Lactée est un important diagnostic afin de comprendre la formation de notre Galaxie. Rappelons tout d'abord que dans le contexte de formation hiérarchique des grandes structures, le modèle ΛCDM prévoit la formation de notre Galaxie par des agrégats de groupes stellaires, pouvant être vus comme des briques élémentaires. Les orbites et la connaissance du moment angulaire permettent d'identifier si des étoiles sont cinématiquement proches, donc potentiellement issues des mêmes briques ayant permis de construire la Voie Lactée. D'une façon plus générale, la cinématique permet de caractériser les différentes populations stellaires.

Ainsi, grâce à la cinématique, [Helmi *et al.* 1999, Helmi *et al.* 2000] ont pu mettre en évidence la présence d'étoiles dans le halo galactique, provenant de deux satellites détruits au cours de leur rotation autour de la Voie Lactée. Les deux populations stellaires résultantes sont à présent spatialement homogènes avec le halo, mais elles ont pu être identifiées grâce à leur moment angulaire. En effet, cette quantité doit en principe se conserver avec le temps [Helmi & de Zeeuw 2000]. Ces études étaient basées sur une faible statistique, typiquement quelques centaines d'étoiles avec des distances HIPPARCOS. Un grand bond en avant sera bien évidemment accompli avec la cinématique fournie par Gaia (voir Sect 1.5).

L'Archéologie Galactique repose aussi sur l'étude de corrélations entre la cinématique et la chimie des étoiles qui composent notre Galaxie. Par exemple, la présence ou l'absence de gradient de vitesses avec le rapport [Fe/H] indique si des mécanismes internes, telle que la migration radiale, ont joué un rôle dans l'évolution du disque [Schönrich & Binney 2009, Loebman *et al.* 2011].

Enfin, la dispersion des vitesses, est une observable important et permet de contraindre les mécanismes de chauffage dans les grandes structures de la Voie Lactée [Wielen 1975, Nordström *et al.* 2004]. Ce thème là va être plus particulièrement développé dans le Chapitre 4.

Dans cette thèse, nous allons nous concentrer sur le disque galactique, nous dressons ainsi par la suite un tableau de ses scénarios de formation, dans le contexte de l'Archéologie galactique.

1.3 Scénarios de formation du disque

Il a été observé que la Voie Lactée possède deux disques : un disque épais et un mince, comme détaillé précédemment. Ce fait a été découvert indépendamment par [Yoshii 1982] et [Gilmore & Reid 1983] par comptage d'étoiles, puis confirmé de nombreuses fois par la mise en lumière d'une discontinuité chimique, à haute comme à basse résolution spectrale, *e.g.* [Haywood *et al.* 2013], [Nidever *et al.* 2014a] et [Recio-Blanco *et al.* 2014].

Concernant l'origine de cette discontinuité chimique, [Haywood *et al.* 2013] a proposé qu'un changement de régime de formation stellaire en serait à l'origine, quantifié récemment par [Snaith *et al.* 2015]. En effet, selon ces auteurs, la formation stellaire, forte pendant les 4 premières années de formation du disque épais, se serait brusquement interrompue autour de 8 milliards d'années puis aurait progressivement repris pour former le disque mince.

[Nidever *et al.* 2014a] a proposé une scénario différent, basé sur des observations avec le relevé APOGEE. D'une part, les étoiles de la séquence du disque épais (riche en [α/Fe]) partageraient une histoire de formation similaire, formées dans un milieu interstellaire turbulent et homogène, dominé par des molécules. D'autre part, les étoiles du disque mince (pauvres en [α/Fe]) auraient été formées soit par accrétion de gas couplée avec une chute du taux de formation stellaire, soit par une superposition de multiples populations caractérisées par différents taux de formation stellaire et différentes histoires d'enrichissement.

Enfin, dans le contexte du scénario proposé par [Schönrich & Binney 2009] impliquant la migration radiale d'étoiles du bulbe pour former le disque épais, une telle discontinuité n'est pas visible, mais laisse place à une sous-densité d'étoiles riches en éléments α.

Un des objectifs de cette thèse est d'étudier la formation et l'évolution du disque galactique, en particulier le disque épais. Les principaux scénarios de formation du disque épais, faisant appel à des processus internes et externes sont présentés ci-dessous.

Chauffage d'un disque initial par des inhomogénéités.

Ce scénario a été proposé par [Bournaud *et al.* 2009] et fait appel à un processus d'évolution interne, sans contribution de mécanismes externes telles que des accrétions. En effet, [Bournaud *et al.* 2009] ont proposé que le disque épais est né d'un disque initial uniforme (gaz + étoiles + matière noire) perturbé par des inhomogénéités dues à des instabilités gravitationnelles. Au cours de l'évolution du disque, des accrétions de gaz ont lieu, et la formation de ces inhomogénéités (de l'ordre de $10^8 M_\odot$) nécéssite des dispersions des vitesses relativement élevées dans

le disque ($30 - 40\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, [Elmegreen *et al.* 2009]). Un tel scénario implique que le disque épais va avoir une échelle de hauteur constante avec le rayon galactocentrique.

Migration radiale dans le disque galactique

Le phénomène de migration radiale [Sellwood & Binney 2002] dans le disque galactique a été évoqué afin d'expliquer la formation du disque épais, par exemple par [Schönrich & Binney 2009]. En effet, les étoiles observées actuellement au voisinage solaire dans le disque épais proviendraient de régions du disque plus éloignées. La migration radiale peut être décomposée en deux processus : le *blurring* et le *churning*. Le *blurring* a pour effet de diffuser les orbites des étoiles, d'en conserver le moment angulaire mais d'en changer l'excentricité. La présence de nuages moléculaires géants peut être â l'origine de ce phénomène. Le *churning* quand à lui est dû aux résonances de corotation avec la structure spirale de la Galaxie, et a pour effet de changer le moment angulaire. Cependant, plusieurs études récentes semblent avoir montré que la migration radiale, dans le sens du *churning* n'a pas contribué de façon significative à l'épaississement du disque [Minchev *et al.* 2012, Minchev *et al.* 2014a, Vera-Ciro *et al.* 2014].

Chauffage d'un disque initial par une accrétion mineure

Au cours de son évolution, le disque galactique a sûrement eu des interactions avec son environement. Le disque épais aurait été formé à partir d'un disque mince pré-existant, et chauffé par une accrétion mineure, *e.g.* [Hernquist & Quinn 1989], [Quinn *et al.* 1993], [Walker *et al.* 1996] et [Villalobos & Helmi 2008]. Les étoiles du disque épais seraient alors formées *in situ*. L'épaississement du disque est plus efficace dans la périphérie du disque, zone où l'activité des accrétions est la plus forte. Ce modèle prédit la présence d'un disque vestige du disque mince initial, non perturbé par l'accrétion. Celui-ci serait composé d'étoiles âgées ayant une cinématique froide, et situées typiquement à $|Z| < 1$ kpc. L'accrétion mineure ne détruirait pas le disque initial et peut entraîner un "warp" (ou gauchissement) du disque. Le "warp" est observé dans différents constituants du disque : l'hydrogène neutre [Diplas & Savage 1991], les poussières [Freudenreich *et al.* 1994] et les étoiles [Drimmel *et al.* 2000].

Formation par accrétion de débris de galaxies satellites

Selon le scénario de formation du disque épais proposé par [Abadi *et al.* 2003], des galaxies satellites sous forme de débris auraient été accrétées et auraient déposé leurs étoiles sur des orbites coplanaires. Dans ce scénario, les dispersions des vitesses typiques pour des étoiles vieilles du disque épais seraient supérieures à $80\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Nous notons que dans ce type de scénario, le temps de formation d'un disque épais est très court ($\lesssim 500$ millions d'années), de l'ordre de quelques périodes de rotation du disque, bien plus rapide que les temps caractéristiques de l'évolution séculaire

[Qu *et al.* 2011]. De plus, dans ce contexte d'un disque formé par des étoiles accrétées, ces étoiles doivent avoir une histoire chimique séparée des étoiles formées "in-situ" du disque mince.

Accrétion d'un satellite riche en gaz

Un scénario faisant aussi appel à une accrétion a été proposé par [Brook *et al.* 2004, Brook *et al.* 2007]. Le disque épais aurait été formé *in situ* suite à l'accrétion d'une galaxie riche en gaz. Caractérisées par un disque de gaz exponentiel incorporé dans un halo de matière noire, les deux galaxies auraient fusionné suivant une rotation prograde. Le pic de formation stellaire à partir du gaz aurait été atteint il y a ~ 9 milliards d'années. Ce scénario forme donc le disque épais à partir du gaz accrété et non des étoiles déposées sur des orbites coplanaires, tel le modèle proposé par [Abadi *et al.* 2003].

1.4 Les grands relevés spectroscopiques au service de l'Archéologie Galactique

Dans le contexte de l'Archéologie galactique, il est nécessaire de poser des contraintes sur la formation et l'évolution des grandes structures de notre galaxie. Pour ce faire, il faut étudier un large échantillon d'étoiles, statistiquement robuste. Les grands relevés photométriques, tel que VISTA [Saito *et al.* 2012] ou la mission Gaia (BP/RP) permettent d'obtenir la distribution spectrale d'énergie pour des millions de cibles, utile pour dériver les propriétés physiques des étoiles. Nous nous concentrons ici sur les relevés spectroscopiques à haute résolution.

Les premières études spectroscopiques d'Archéologie Galactique, telle que celle d'[Edvardsson *et al.* 1993] ($\sim$ 200 étoiles) souffraient d'un manque cruel de statistique. En effet, collecter des spectres stellaires pour quelques centaines d'étoiles pouvait prendre plusieurs mois, voire plusieurs années. De gros progrès ont été réalisés avec le développement des spectrographes multi-fibres, tel que FLAMES [Pasquini *et al.* 2000] monté sur un télescope de 8 mètres au VTL permettant d'observer simultanément plusieurs dizaines d'étoiles à la fois. Nous dressons ici un tableau des principaux relevés spectroscopiques dédiés à l'Archéologie galactique.

GCS

Le *Geneva-Copenhagen Survey* a été le premier véritable relevé spectroscopique massif conçu pour l'Archéologique galactique [Nordström *et al.* 2004]. L'observation de $\sim$ 14000 étoiles naines s'est faite sur une durée de trois ans, dans le voisinage Solaire, pour lesquelles la mission HIPPARCOS avait fourni une mesure de parallaxe [ESA 1997]. La magnitude limite du relevé est $V \sim 8.3$, les étoiles sont toutes situées

à moins de 40 pc du Soleil. Le but du relevé était d'étudier le disque galactique, et de fournir pour chaque étoile l'âges, la métallicité et la cinématique. Les observations ont été homogènes, couvrant le ciel des hémisphères nord et sud grâce aux télescopes "Swiss 1-m" et "Danish 1.5-m" situés respectivement à l'Observatoire de Haute Provence et à La Silla. L'instrument CORAVEL a permis de déterminer les vitesses radiales des étoiles ($R \sim 20\,000$). Parmi les nombreuses applications scientifiques effectuées grâce à ce relevé, nous pouvons citer l'étude de [Seabroke & Gilmore 2007] ayant permis de contraindre le comportement des dispersions des vitesses dans le disque en fonction de l'âge des étoiles.

SEGUE

Le relevé SEGUE (*Sloan Extension for Galactic Underpinnings and Evolution*) avait pour but d'observer le disque galactique et les courants d'étoiles dans le plan du disque [Newberg & Sloan Digital Sky Survey Collaboration 2003] (magnitude $14 < g < 20$). Le relevé SEGUE a observé $\sim 250\,000$ étoiles à une résolution spectrale basse $R \sim 1800$ sur une durée de trois ans, fournissant ainsi leurs abondances globales en éléments α et la cinématique [Yanny *et al.* 2009, Lee *et al.* 2011a]. Nous pouvons noter que grâce aux données SEGUE, [Bovy *et al.* 2012a] a suggéré que le disque mince et le disque épais ne présentaient pas de discontinuité chimique.

RAVE

Le relevé RAVE (*RAdial Velocity Experiment*, [Steinmetz 2003]) est à ce jour le relevé spectroscopique le plus massif jamais créé, s'étalant sur une période de 10 ans. Son but scientifique est d'observer le ciel de l'hémisphère sud afin d'étudier les structures stellaire de notre Galaxie (magnitude limite $V \sim 16$). Pour ce faire, les vitesses radiales, métallicités et abondances chimiques sont dérivées par le relevé à une résolution basse $R \sim 7\,000$, à l'aide d'observations spectroscopiques collectées par le télescope "1.2-m UK Schmidt" de l'Observatoire Anglo-Australien (AAO) Le domaine spectral couvert par le spectrographe est centré sur le triplet du CaII ($8\,480 - 8\,740$ Å), ce qui est très similaire au domaine du RVS de Gaia (voir plus bas). A ce jour, le catalogue de la quatrième *data-release* 4 est composé de plus de 400 000 étoiles [Kordopatis & RAVE Collaboration 2014]. La prochaine *data-release* aura lieu en 2016. Ce relevé a déjà permis de nombreuses publications. [Smith *et al.* 2007] ont suggérée que la Voie Lactée possède bien un halo de matière noire grâce à des contraintes sur la vitesse d'échappement dans la Galaxie. [Ruchti *et al.* 2010] ont montré que le halo et disque épais partagent une fonction de masse initiale similaire. [Binney *et al.* 2014] ont ajusté le modèle dynamique de [Binney 2012] aux données RAVE et ont obtenu un accord remarquable. Récemment, [Sharma *et al.* 2014] ont montré que l'échelle de longueur radiale des dispersions des vitesses est plus faible dans le disque mince que dans le disque épais.

APOGEE I et II

Le relevé APOGEE (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment* ; [Majewski *et al.* 2007]) a pour but d'observer 100 000 étoiles géantes sur une période de trois ans dans le proche infra-rouge, situées dans les parties internes du disque vers le bulbe et le disque. Ce domaine de longueurs d'onde est particulièrement adapté à ces régions de la Galaxie, où les observations optiques sont limitées par l'absorption due aux poussières du milieu interstellaire. A ce jour, le catalogue APOGEE issu de la douzième *data release* [Majewski *et al.* 2015] contient les abondances chimiques et la cinématique pour $\sim$ 150 000 étoiles observées à une résolution spectrale de $R \sim 22\,500$. Parmi les nombreux résultats déjà publiés par le relevé, nous pouvons souligner le fait que [García Pérez *et al.* 2013] ont détecté la présence d'étoiles pauvres en métaux dans le bulbe ([Fe/H] ≤ -1.7 dex). Récemment, [Martig *et al.* 2015] ont découvert des étoiles jeunes (< 6 Ma) et enrichies en éléments α ([α/Fe] $> +0.2$ dex) dans les données APOGEE. Cette découverte va à l'encontre de la relation entre l'âge et le rapport [α/Fe] dans le disque.

LAMOST

Le relevé LAMOST (*Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope*) a pour but d'observer 10^7 étoiles, galaxies et quasars sur une durée de cinq ans [Newberg *et al.* 2009]. L'étude du disque galactique, la recherche de sous-structures d'étoiles extrêmement pauvres en métaux dans le halo galactique font partie des buts scientifiques du relevé. Il s'agit d'un relevé à basse résolution $R \sim 2\,000$, similaire à SEGUE. La force de LAMOST repose sur un spectrographe multi-fibres pouvant observer jusqu'à 400 objets simultanément, monté sur un télescope de 4 mètres d'ouverture. Le catalogue actuel contient près de 2×10^6 spectres d'étoiles pour lesquels les paramètres atmosphériques ont été dérivés [Luo *et al.* 2015].

GALAH

Le projet GALAH (*Galactic Archaeology with HERMES*) est un relevé spectroscopique à haute résolution ($R \sim 28\,000$), venant de débuter [Anguiano *et al.* 2014, De Silva *et al.* 2015] et prévu pour une durée de cinq ans. Le but scientifique de ce relevé est l'étude des populations stellaires du disque, du bulbe et du halo de notre Galaxie grâce au marquage chimique. L'observation de 10^6 étoiles de l'hémisphère sud est prévue ($V < 14$) avec le spectrographe multi-fibres HERMES monté sur le Télescope Anglo-Australien de 4 mètres de diamètre, permettant d'observer près de 400 étoiles simultanément. HERMES possède quatre bandes spectrales : bleue ($4\,718 - 4\,903$ Å), verte ($5\,649 - 5\,873$ Å), rouge ($6\,481 - 6\,739$ Å) et infrarouge ($7\,590 - 7\,890$ Å). Ce relevé dépassera les grands relevés actuels au sol en terme de marquage chimique et de statistique.

Enfin, nous notons que deux relevés massifs sont en cours de création :

- **WEAVE** : le projet WEAVE (PI : Gavin Dalton) va permettre de fournir la cinématique de 10^6 étoiles ($R \sim 5\,000$ pour $V \in [17-20]$ et $R \sim 20\,000$ pour $V < 18$) de l'hémisphère nord et de caractériser chimiquement les plus brillantes, afin d'une part de complêter la mission Gaia et d'autre part d'étudier les structures de notre Galaxie. Une précision de 0.1 dex est attendue sur les abondances chimiques de plusieurs éléments. Ce projet reposera sur le spectrographe MOS, monté sur le télescope William Herschel à La Palma. Ce spectrographe permettra d'observer simultanément $\sim 1\,000$ étoiles. Les opérations pourraient débuter en 2018.

- **4MOST** : le projet 4MOST (*4m Multi Object Spectroscopic Telescope* ; PI : Roelof de Jong) est similaire au projet WEAVE et couvrira l'hémisphère sud. A des fins de compléter la mission Gaia, 4MOST devrait fournir 13×10^6 spectres à $R \sim 5\,000$ ($\mathrm{m_V} \sim 15-20$) et 10^6 à $R \sim 20\,000$ ($\mathrm{m_V} \sim 14-16$) sur un total de 16 000 degrés carré [de Jong *et al.* 2014]. Le spectrographe utilisé par le projet devrait posséder $\sim 3\,000$ fibres, ce qui est considérablement plus élevé que les relevés actuels. Cet instrument sera monté sur le télescope de 4m VISTA à Paranal. Les premières lumières sont prévues pour 2021, et le relevé s'étale sur une période de cinq ans.

Les deux grands relevés européens actuels Gaia-ESO Survey et la mission Gaia de l'ESA sont présentés dans les sections suivantes.

1.5 La mission spatiale Gaia

Le satellite Gaia[2] est une mission spatiale de l'Agence spatiale Européenne (ESA), lancé le 19 décembre 2013 depuis la base de Kourou en Guyane. Il s'agit d'une mission à la fois astrométrique, photométrique et spectroscopique, dont les buts sont de déterminer les positions, les mouvements propres, parallaxes pour $\sim 10^9$ étoiles ($V < 20$) de la Voie Lactée [Perryman *et al.* 2001] et les vitesses radiales pour 200 millions d'entre elles. Il s'agit d'une mission dans la lignée d'HIPPARCOS [Perryman 1982], qui avait mesuré les parallaxes de $\sim 120\,000$ étoiles. Gaia va sonder tout le ciel durant toute la durée de la mission (5 ans) permettant ainsi d'observer de façon répétée les objets du ciel en moyenne 70 fois. Nous notons que Gaia va également observer les corps du système Solaire, et de nombreux objets extragalactiques, tels que des galaxies et des quasars.

Le satellite possède deux miroirs primaires (surface totale individuelle de $0.7\,\mathrm{m}^2$), dont les lignes de visées forment un angle de $\sim 106.5^\circ$. Cette configuration est spécifique aux besoins astrométriques et permet une grande précision des mesures de

2. http ://sci.esa.int/gaia/

parallaxes et de mouvements propres pendant le balayage du ciel par Gaia. La lumière collectée par ces deux miroirs est combinée sur le plan focal par l'intermédiaire d'un jeu de miroirs secondaires. Pour des étoiles de type solaire de magnitude $G = 15$ et $G = 20$, une précision sur la parallaxe inférieure à 25 et 300 micros seconde d'arc est attendue.

Les instruments embarqués par Gaia

Gaia possède plusieurs instruments à son bord : un instrument astrométrique (ASTRO), deux spectrophotomètres *Blue Photometer* (BP) & *Red Photometer* (RP) et un spectrographe (*Radial Velocity Spectrometer*, RVS). Une illustration des chemins optiques de la lumière arrivant sur les instruments est présentée dans la FIGURE 1.3.

- Instrument astrométrique : les mesures astrométriques de Gaia sont réalisées grâce à l'appareil astrométrique ASTRO. Le principe est de mesurer la séparation relative entre les cibles présentes simultanément sur les champs de vues combinés. L'instrument astrométrique repose sur 62 capteurs CCD placés dans le plan focal. Grâce à cet instrument, les parallaxes et mouvements propres peuvent être déterminés. La précision sur les mesures de distances sera meilleure que 1% pour plusieurs millions d'étoiles et inférieure à 10% pour ~ 100 millions d'étoiles.
- Spectrophotomètres : les spectrophotomètres de Gaia consistent en deux prismes à basse résolution, dispersant la lumière provenant des champs de vue. Les prismes sont situés entre le plan focal et le miroir M6. Deux domaines de longueurs d'ondes sont privilégiés : un domaine dans le bleu (BP, 330-680 nm) et un autre dans le rouge (RP, 640-1050 nm). La magnitude limite permettant d'avoir un rapport signal à bruit suffisant pour l'analyse a été fixée à $G = 20$. Grâce à ces instruments, les propriétés physiques des étoiles telles que la température effective, la gravité de surface, la métallicité et l'extinction sur la ligne de visée peuvent être estimées. Pour les étoiles avec $G = 15$, une précision typique de 1% est attendue sur la mesure de la température effective, $0.1 - 0.2\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$ sur la gravité de surface et $0.1 - 0.2\,\mathrm{dex}$ sur la métallicité [Liu *et al.* 2012].
- RVS : le spectrographe intégral de champ RVS est un spectrographe à moyenne résolution ($R \sim 11\,500$), permettant de fournir les vitesses radiales pour les étoiles jusqu'à la magnitude limite $G_{\mathrm{RVS}} = 17$, soit 200×10^6 objets [Bailer-Jones *et al.* 2013]. Cependant, suite à des dégradations sur les performances attendues, cette magnitude limite devrait être autour de $G_{\mathrm{RVS}} = 15.2$. Le domaine de longueurs d'onde de l'instrument est centré sur le triplet du calcium dans l'infra-rouge $\lambda = [845 - 872]\,\mathrm{nm}$. Le RVS va aussi permettre de déterminer pour les étoiles les plus brillantes la vitesse de rotation, les paramètres atmosphériques et les abondances chimiques individuelles (voir plus bas).

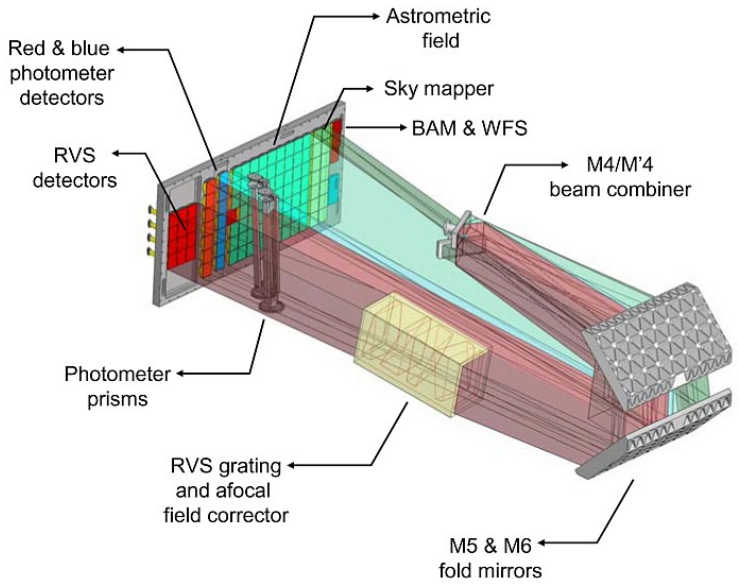

FIGURE 1.3 – Vue schématique du chemin optique de la lumière issue des miroirs primaires arrivant sur les instruments dans le plan focal de Gaia. Crédits : EADS Astrium.

Paramétrisation des étoiles avec le RVS

Le domaine spectral couvert par le RVS autour du triplet du calcium est suffisant pour pouvoir paramétriser les étoiles les plus brillantes [Wilkinson *et al.* 2005, Recio-Blanco *et al.* 2015]. Le domaine du RVS, comme illustré dans la FIGURE 1.4, contient de nombreuses raies spectrales, diagnostics importants afin de déterminer les paramètres atmosphériques et abondances chimiques des étoiles. En effet, on retrouve le triplet du CaII ($\lambda = 8498.02\,\text{Å}$, $\lambda = 8542.09\,\text{Å}$, $\lambda = 8662.14\,\text{Å}$), mais également des raies du fer ainsi que des raies d'élements α (Ti, Ca, Si).

Le traitement des données de Gaia sera effectué au sein du DPAC (*Gaia Data Processing and Analysis Consortium*). En particulier, la détermination des propriétés astrophysiques des étoiles à partir des données BP/RP et RVS se fera au sein de l'Unité de Coordination 8 (CU8). Au sein de cette CU8, $GSP - Spec$ ([Recio-Blanco *et al.* 2015]) est en charge de la paramétrisation des spectres RVS. Pour les étoiles avec $G_{\text{RVS}} < 12.5$, une bonne paramétrisation est attendue à partir de la pipeline de $GSP - Spec$, avec de plus une détermination robuste du rapport [α/Fe]. En effet, pour les étoiles de type spectral FGK riches en métaux ou intermédiaires, les erreurs internes seront de l'ordre de 40 K en T_{eff}, 0.1 cm s^{-2} en log(g), 0.04 dex en [M/H] et 0.1 dex en [α/Fe] à $G_{\text{RVS}} = 10.3$. L'erreur interne se dégrade

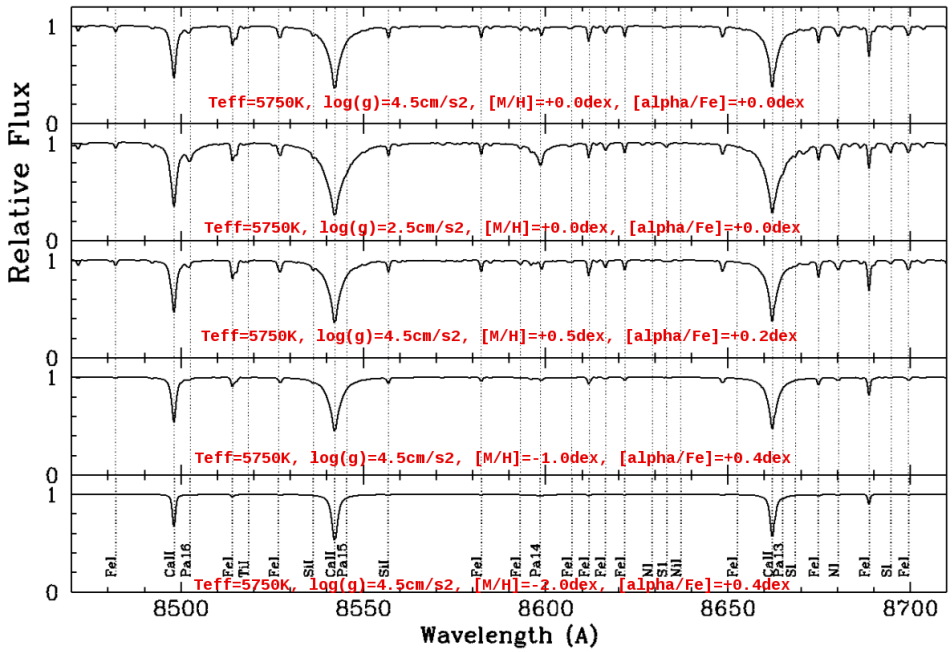

FIGURE 1.4 – Spectres simulés du RVS pour différentes valeurs de paramètres atmosphériques. Les raies spectrales principales sur le domaine sont identifiées en pointillés. Figure issue de [Recio-Blanco *et al.* 2015].

pour les étoiles moins brillantes ($G_{\rm RVS} \sim 12$) et atteint 155 K en $T_{\rm eff}$, 0.15 cm s^{-2} en log(g), 0.10 dex en [M/H] et 0.1 dex en [α/Fe]. Il est important de noter que pour les étoiles plus faibles, une estimation de $T_{\rm eff}$ grâce aux spectrophotomètres sera possible et permettra d'améliorer la paramétrisation par $GSP-Spec$. La paramétrisation des étoiles RVS, couplée aux très bonnes mesures de distances vont permettre de conduire des études d'Archéologie galactique sur les grandes structures de notre Galaxie, par exemple, en améliorant les estimations des âges.

La CU8 va également fournir des abondances chimiques pour les étoiles les plus brillantes. Un des objectifs de cette thèse a été le développement et la fiabilisation d'une procédure automatique de détermination d'abondances chimiques qui va être intégrée au module de $GSP - Spec$ de la pipeline Apsis (voir Chapitre 2). Cette procédure se doit d'être robuste, et surtout rapide. Au bout d'un an de mission, Gaia a en effet déjà permis d'enregistrer 272 milliards de mesures de positions ou d'astrométrie, 54.4 millions de données photométriques et 5.4 milliards de spectres RVS.

Les *data releases* de Gaia

Pendant les 5 années de la mission, les données collectées par Gaia vont faire l'objet de catalogues intermédiaires organisés en cinq *releases*. La première *release*

est planifiée pour juillet 2016, et comportera normalement les positions sur le ciel (α, δ) et la magnitude G pour les étoiles individuelles ainsi que les mouvements propres des cibles HIPPARCOS *(Hundred Thousand Proper Motion project)*. A ce stade, il est prévu que 90% du ciel sera couvert. La seconde *release* est prévue pour début 2017 et contiendra les positions, mouvements propres et vitesses radiales pour les étoiles individuelles. En particulier, les vitesses radiales seront disponibles pour les étoiles ne présentant pas de variation de vitesse radiale. Les paramètres astrophysiques des étoiles seront dérivés à partir de la photométrie BP/RP. Courant 2017/2018, la troisième *release* fournira les paramètres orbitaux, les vitesses radiales et les 5 paramètres atmosphériques pour les étoiles binaires dont la période de rotation est comprise entre 2 mois et 75% du temps d'observation. Les paramètres astrophysiques obtenus à partir de BP/RP et/ou le RVS pour une grande partie des cibles seront à nouveau fournis. La quatrième *release* (2018/2019) comprendra les propriétés des étoiles variables ainsi que les paramètres orbitaux pour les objets du système Solaire. De plus, les catalogues d'étoiles multiples seront publiés. Enfin, la *release* finale prévue pour 2022 comprendra les catalogues complets astrométriques, photométriques, des vitesses radiales et des paramètres astrophysiques.

Physique galactique avec Gaia

Une avancée majeure sera faite avec Gaia car nous pourrons estimer solidement les âges des étoiles, grâce aux mesures de distances (contrainte forte sur la magnitude absolue). Grâce aux mouvements propres et aux vitesses radiales fournis par Gaia, il sera possible d'étudier en détail plusieurs grandes questions de physiques galactique. En effet, grâce à la cinématique et aux paramètres atmosphériques des étoiles Gaia, nous pourrons par exemple comprendre quand le bulbe est apparu par rapport au halo et aux parties internes du disque. Nous pourrons également contraindre si le disque épais est issu d'un disque initial ou si un événement majeur d'accrétion a aidé à sa mise en place. Des éléments de réponse pourront être apportés à la question de savoir si un gradient radial d'âge existe pour les étoiles les plus vieilles. Gaia pourra de plus permettre de comprendre si l'histoire de la formation stellaire dans la Voie Lactée est régulière ou fortement épisodique.

1.6 Le Gaia-ESO Survey

Le Gaia-ESO Survey (GES) est un relevé spectroscopique [Gilmore *et al.* 2012], ayant débuté le 31 décembre 2013 pour une durée de cinq ans, représentant 300 nuits d'observations avec le télescope UT2 du *Very Large Telescope* (VLT) à Paranal (Chili). L'enjeu de ce relevé est d'observer un total de 10^5 étoiles. Il s'agit du plus grand relevé spectroscopique développé par des instituts européens. Le Gaia-ESO Survey compte quelques 300 scientifiques répartis dans près de 90 instituts.

Complémentarité entre GES et Gaia

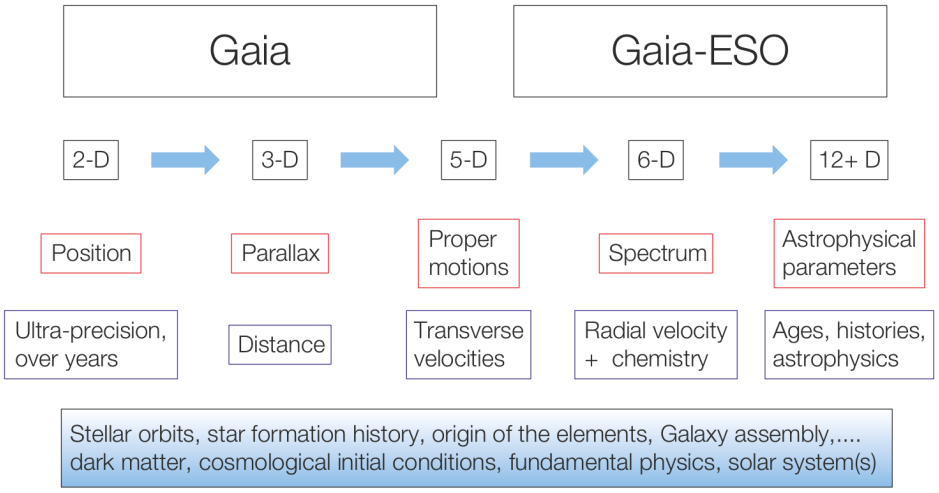

FIGURE 1.5 – Diagramme illustrant la complémentarité des résultats de la mission Gaia et du Gaia-ESO Survey. Figure issue de [Gilmore *et al.* 2012].

Comme vu dans la section précédente, la mission astrométrique Gaia va permettre de fournir avec une très grande précision les positions dans le ciel des étoiles observées ($V \leq 20$). Les parallaxes vont donc pouvoir nous donner une estimation robuste des distances. De plus, les vitesses transverses vont être déterminées par les mouvements propres et les vitesses radiales à partir du RVS. Cependant, Gaia ne va obtenir de spectres à basse résolution que pour les étoiles avec $G < 16$ (S/N suffisamment élevé pour dériver les vitesses radiales), ce qui correspond à $V \lesssim 17.3$ pour une étoile de type solaire. La partie spectroscopique est limitée comparée aux observations au sol. Le Gaia-ESO Survey va donc pouvoir combler en partie cette lacune pour les magnitudes $V \leq 20$ et ainsi fournir des mesures de vitesses radiales. Du point de vue de la détermination des paramètres atmosphériques et des abondances chimiques, le Gaia-ESO Survey va être crucial afin de compléter Gaia. Un diagramme de la complémentarité entre Gaia et GES est présenté dans la FIGURE 1.5. Nous voyons clairement que GES va pouvoir fournir des paramètres atmosphériques et des abondances chimiques individuelles en complément de Gaia.

Physique galactique avec GES

Les principales structures de la Voie Lactées sont ciblées : le halo stellaire, le disque mince, le disque épais, le bulbe, et une centaine d'amas ouverts et globulaires, couvrant ainsi un large domaine d'âges stellaires et de masses. Un des buts du Gaia-ESO Survey est de marquer chimiquement ces populations galactiques afin d'en comprendre la formation et l'évolution, dans le contexte de l'Archéologie Galactique. Il s'agit du premier relevé spectroscopique visant à être homogène en terme d'étoiles du champ et d'amas. Parmi les buts scientifiques du relevé, nous pouvons

citer : formation et évolution des amas ouverts, étude des populations stellaires du halo, nature du bulbe, origine du disque épais et du disque mince.

Les observations GIRAFFE et UVES de GES

Le Gaia-ESO Survey est basé sur les spectrographes muti-fibres GIRAFFE [Pasquini *et al.* 2000] et UVES [Dekker & D'Odorico 1992] de l'ESO. La plupart des étoiles GES sont observées avec GIRAFFE en mode Medusa, simultanément avec les setups HR10 et HR21 à des résolutions respectives $R \sim 19\,800$ et $R \sim 16\,600$. Le setup HR10 est dans le domaine visible, alors que le setup HR21 est centré sur le triplet du CaII, similaire au RVS de Gaia. Le setup HR15N de GIRAFFE est privilégié pour les amas ouverts (doublet du lithium à 6708 Å). Centrées sur l'étude du disque mince dans le voisinage Solaire (à l'intérieur de 2 kpc), 5 000 étoiles seront également observées à haute résolution avec UVES ($R \sim 48000$). La sélection des cibles du champ est faite grâce à la photométrie des projets VISTA [Emerson 2001] et 2MASS [Kleinmann 1992] et de plusieurs autres relevés photométriques pour les amas ouverts. Les mouvements propres des étoiles sont fournis par le catalogue PPMXL [Roeser *et al.* 2010].

Marquage chimique des populations stellaires

Grâce aux domaines de longueurs d'onde couverts par GIRAFFE et UVES, un grand nombre de raies spectrales est disponible, permettant une paramétrisation efficace des étoiles. Les paramètres physiques suivants sont systématiquement dérivés : température effective, gravité de surface, métallicité, enrichissement en éléments α relativement au fer, vitesses de rotation ainsi que la vitesse radiale. Les abondances individuelles sont mesurées dans une seconde étape pour les principaux éléments parmi lesquelles : Na, Mg, Al, Si, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Sr, Zr, Ba. Des déterminations d'abondances du lithium ont été faites pour les étoiles d'amas ouverts.

Analyse des données de GES

Le Gaia-ESO Survey est organisé en 20 groupes de travail (WG) afin de pouvoir gérer efficacement toutes les étapes de paramétrisation, de la sélection des étoiles à observer, à la vérification finale des catalogues publiés. Les abondances chimiques dérivées dans cette thèse et présentées dans le Chapitre 3 se placent dans le contexte du WG10 dont la tâche est de fournir les paramètres atmosphériques et abondances chimiques des cibles GIRAFFE de type FGK, comme illustré dans la FIGURE 1.6.

A ce jour, le Gaia-ESO Survey a fait l'objet de plus de 40 articles, la plupart acceptés dans des revues à comité de lecture et en est à sa quatrième *Data Release* (iDR4) avec plus de 30 000 étoiles observées dans le champ du disque. Le Chapite 4 fait l'objet d'une étude du disque galactique grâce aux données HR10 et HR21 de la iDR2 de GES, dont les principaux résultats font l'objet d'une publication acceptée

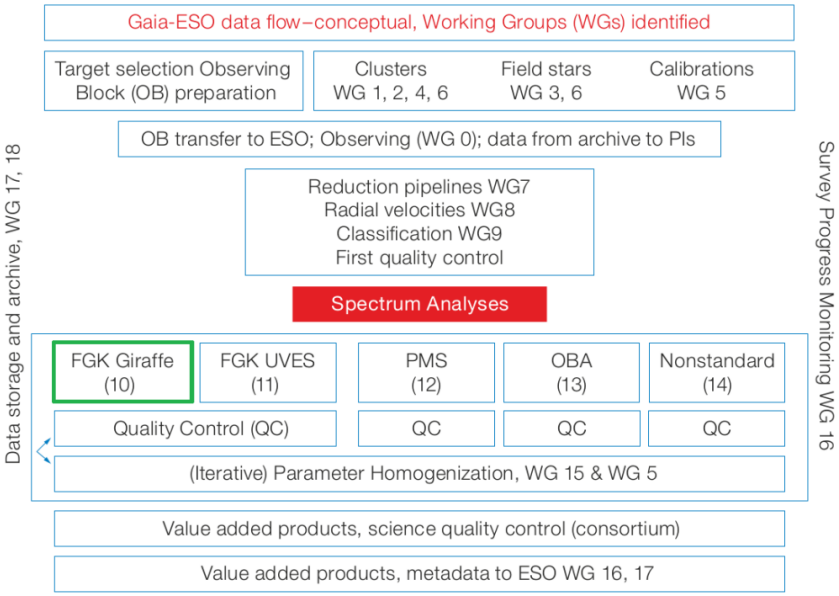

FIGURE 1.6 – Illustration détaillant le rôle de chaque groupe de travail du Gaia-ESO Survey. Le WG10 dans lequel nous sommes impliqués est encadré en vert. Figure issue de [Gilmore *et al.* 2012].

dans Astronomy & Astrophysics [Guiglion *et al.* 2015]. Nous dressons dans le paragraphe suivant un rapide résumé des principaux résultats obtenus pour le disque grâce à GES.

Résultats sur le disque galactique avec GES

Grâce à $\sim 1\,000$ étoiles GIRAFFE de la iDR1 de GES, [Recio-Blanco *et al.* 2014] ont pu séparer chimiquement le disque mince du disque épais grâce aux rapports [α/Fe] et [M/H], et ont détecté la présence d'un gradient des vitesses azimuthales avec le rapport [α/Fe] dans le disque épais.

A partir d'un échantillon de 144 étoiles UVES, [Bergemann *et al.* 2014] ont montré que les parties internes du disque sont d'une part plus riches en éléments α que celles des parties externes et d'autre part que le disque interne est en moyenne plus âgé que le disque externe, ceci grâce aux âges et aux abondances de Mg.

[Ruchti *et al.* 2015] ont suggéré que la Voie Lactée n'a pas une contribution importante d'étoiles accrétées (donc pas de disque de matière noire) à partir de 4 700 étoiles GIRAFFE de la iDR3 de GES. Ceci impliquerait que notre Galaxie n'a pas subi d'accrétions majeures après la formation du disque (il y a $\sim$ 9 milliards d'années).

[Kordopatis *et al.* 2015] ont pu mettre en évidence l'absence de gradients radiaux en [α/Fe] et [Fe/H] dans le disque épais, indiquant que le mécanisme permettant de mélanger les métaux dans le disque jeune de la Galaxie a été plus efficace avant que

le disque mince ait commencé à se former.

Nous notons que [Mikolaitis *et al.* 2014a] ont étudié les gradients d'abondances d'éléments α en fonction du rayon galactocentrique dans le disque à partir de données GIRAFFE HR10 et HR21 de la iDR1 de GES. Enfin, plusieurs études du disque galactique ont été menées à partir d'amas ouverts, *e.g.* [Magrini *et al.* 2014, Magrini *et al.* 2015].

1.7 Le projet AMBRE

AMBRE (*Archéologie avec Matisse Basée sur les aRchives de l'ESO*) est un projet d'Archéologie Galactique débuté en 2009 entre l'Observatoire de la Côte d'Azur et l'ESO, dont le but est de déterminer les paramètres atmosphériques stellaires des archives spectrales de l'ESO [de Laverny *et al.* 2013b]. Cette archive est composée de spectres issus des quatre spectrographes à haute résolution HARPS , UVES, FEROS et GIRAFFE, soit un total de plus de 326 000 spectres.

AMBRE va fournir à l'ESO une base de données contenant les vitesses radiales et les paramètres atmosphériques suivants : température effective, gravité de surface, métallicité, enrichissement en éléments α par rapport au fer. Ces paramètres seront offerts à la communauté afin d'encourager l'usage futur de l'archive ESO. L'archive spectrale de l'ESO est aussi l'occasion de tester les algorithmes automatiques de détermination de paramètres atmosphériques sur un large échantillon de données couvrant des domaines variés de longueurs d'ondes et de résolutions spectrales.

L'analyse automatique par AMBRE a été réalisée de façon homogène à l'aide d'un pipeline spécialement développé pour ce projet. La procédure repose sur l'algorithme MATISSE [Recio-Blanco *et al.* 2006], initialement développé à l'Observatoire de la Côte d'Azur pour l'analyse des données RVS de Gaia. Une grille de spectres synthétiques couvrant un large domaine de paramètres atmosphériques a spécialement été conçue pour le projet AMBRE [de Laverny *et al.* 2012]. Une estimation du rapport signal-à-bruit, des erreurs internes et externes est aussi fournie.

A ce jour, les échantillons de spectres AMBRE HARPS ($\sim$ 97 000 spectres, [De Pascale *et al.* 2014]), FEROS ($\sim$ 6 500 spectres, [Worley *et al.* 2012]) et UVES ($\sim$ 52 000 spectres, [Worley *et al.* 2014]) ont déjà été analysés et les paramètres atmosphériques obtenus sont en voie d'être délivrés à l'ESO. Les cibles GIRAFFE sont actuellement en cours d'analyse. Un exemple typique de résultats fournis par AMBRE est présenté dans le FIGURE 1.7. Nous notons déjà que dans le contexte de cette thèse, nous avons effectué une analyse automatique de détermination d'abondances de lithium pour les étoiles HARPS, UVES et FEROS du projet AMBRE (voir Chapitre 3).

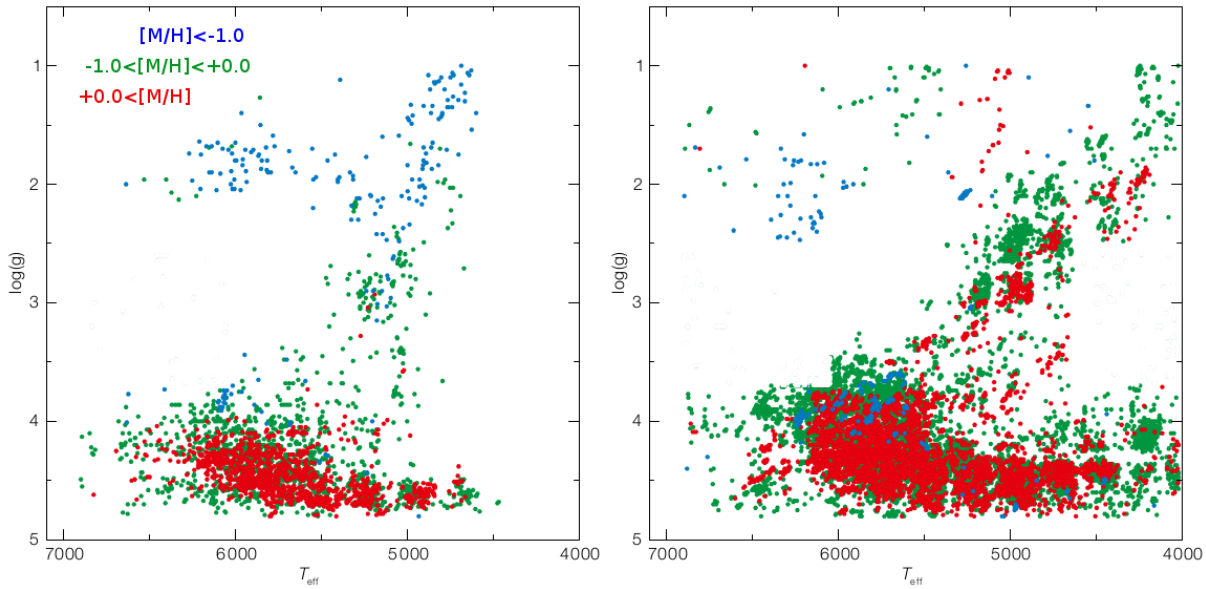

FIGURE 1.7 – Diagramme de Hertzsprung-Rusell d'un sous-échantillon de spectres FEROS (à gauche, $\sim$ 3 600 spectres) et HARPS (à droite, $\sim$ 75 000 spectres). Le code couleur est suivant la métallicité. Figure issue de [de Laverny *et al.* 2013b].

1.8 Objectifs de cette thèse

Cette thèse se place dans le contexte de l'Archéologie galactique, avec un axe de recherche centré sur le disque galactique. Le but de notre travail est de contraindre la formation et l'évolution du disque galactique d'une part par marquage chimique de ses populations stellaires et d'autre part en étudiant leur cinématique.

Pour ce faire, nous avons mis en place une procédure automatique de déterminations d'abondances chimiques GAUGUIN, basée sur une grille de spectres synthétiques et un algorithme de Gauss-Newton. Nous présentons en détail notre méthode dans le Chapitre 2. Les tests de validation y sont également décrits, basés sur des observations GIRAFFE du Gaia-ESO Survey et des spectres AMBRE à haute résolution spectrale.

Grâce à cet algorithme GAUGUIN, une détermination massive d'abondances chimiques dans le cadre du Gaia-ESO Survey a été effectuée sur plus de 10 000 étoiles des 2e et 3e *Data Release* afin de fournir des abondances d'éléments α et du pic du fer pour le consortium. De plus, pour plus de 7 200 étoiles du projet AMBRE, un catalogue homogène d'abondances de lithium a été créé. Les détails de ces deux analyses massives sont présentés dans le Chapitre 3.

Grâce à notre contribution à l'analyse chimique des étoiles GES, nous avons mené à bien une étude sur l'évolution des dispersions des vitesses dans le disque galactique à partir des paramètres et abondances recommandés de la deuxième *Data Release*. Cette étude est détaillée dans le Chapitre 4.

Dans le contexte du projet AMBRE et du catalogue homogène d'abondances de lithium que nous avons créé, nous nous sommes enfin intéressés à l'évolution chimique du lithium dans notre Galaxie dans le Chapitre 5. Nous y présentons également une étude visant à établir une dichotomie en lithium entre le disque mince et le disque épais.

Enfin, nous présentons dans le Chapitre 6 une conclusion résumant les principaux résultats des travaux effectués au cours de cette thèse. Les perspectives de recherches futures sur les études présentées dans cette thèse sont également discutées.

Chapitre 2

GAUGUIN : une procédure automatique de mesures d'abondances chimiques

Sommaire

2.1 Détermination d'abondances chimiques dans les atmosphères stellaires . . . 28

2.2 Déterminations d'abondances chimiques à l'ère des grands relevés spectroscopiques . . . 33

2.2.1 Méthodes automatiques d'analyse "à la volée" . . . 33

2.2.2 Méthodes automatiques basées sur des grilles de spectres synthétiques . . . 36

2.2.3 GAUGUIN : une procédure automatique de détermination d'abondances chimiques . . . 37

2.3 Grilles de spectres synthétiques pour GAUGUIN . . . 38

2.3.1 Micro-turbulence dans des grilles de spectres synthétiques . . . 38

2.3.2 Grille de spectres synthétiques du Gaia-ESO Survey . . . 40

2.3.3 Grille AMBRE/Li de spectres synthétiques autour du doublet du lithium . . . 41

2.4 GAUGUIN : présentation détaillée . . . 52

2.4.1 Méthode d'interpolation dans une grille de spectres synthétiques 52

2.4.2 Préparation des observations et des spectres synthétiques . . . 59

2.4.3 L'algorithme de Gauss-Newton . . . 60

2.4.4 Propagation des incertitudes des paramètres atmosphériques 64

2.4.5 Définition des limites de détection des mesures d'abondances 65

2.5 Sensibilité de GAUGUIN . . . 65

2.5.1 Sensibilité au bruit . . . 66

2.5.2 Sensibilité aux vitesses radiales, de micro-turbulence et de rotation . . . 70

2.6 Observations répétées avec HARPS et UVES : comparaison des abondances en lithium de GAUGUIN 73

2.7 Résumé et conclusions . . . 75

Le but de ce chapitre est de présenter la procédure automatique de détermination d'abondances chimiques développée durant cette thèse. Cette procédure a été

mise en place dans le cadre de la mission spatiale Gaia (présentée dans le premier chapitre). Nous rappelons qu'un des objectifs de ce satellite est de réaliser le marquage chimique de plusieurs dizaines de millions d'étoiles de notre galaxie, grâce au spectrographe RVS embarqué à son bord [Wilkinson *et al.* 2005], Recio-Blanco et al. 2015a, A&A, sous presse. Dans ce contexte, notre procédure doit être trés rapide et fiable afin de gérer cette grande quantité de données spectroscopiques. En effet, une des méthodes classiques de mesures d'abondances est de comparer au spectre observé des spectres modèles, synthétisés à la volée. Notre méthode originale, à l'inverse, est basée sur une grille de spectres synthétiques couvrant un large domaine de paramètres atmosphériques et d'abondances chimiques. Une simple interpolation dans cette grille sur les paramètres atmosphériques de l'étoile observée nous permet de construire rapidement une grille 1D de spectres synthétiques couvrant un large domaine d'abondances chimiques, à comparer à l'observation à l'aide de l'algorithme de Gauss-Newton GAUGUIN [Bijaoui *et al.* 2012]. Notre méthode est ainsi particulièrement adaptée aux relevés spectroscopiques massifs, gagnant un facteur ~ 100 en temps de calcul par rapport aux procédures déjà existantes, telle que Synspec [Mikolaitis *et al.* 2014b]. Nous nommons notre procédure GAUGUIN car le coeur de cette méthode est une adaptation de l'algorithme de Gauss-Newton GAUGUIN.

Dans ce chapitre, nous rappelons tout d'abord succinctement les principes d'une mesure d'abondance chimique dans une atmosphère stellaire (Sect. 2.1), puis nous dressons un tableau des méthodes automatisées déjà existantes pour mesurer des abondances chimiques dans la Sect. 2.2. La Sect. 2.3 est consacrée à la présentation des grilles de spectres synthétiques nécessaires à l'exploitation de GAUGUIN et nous présentons en détail les étapes de calcul de GAUGUIN dans la Sect. 2.4. Les tests sur la sensibilité de GAUGUIN sont ensuite prsentés dans les Sect. 2.5, et enfin la Section 2.6 est consacrée à la validation interne de GAUGUIN.

2.1 Détermination d'abondances chimiques dans les atmosphères stellaires

La mesure d'abondances chimiques dans une étoile repose sur la connaissance de son atmosphère. En effet, c'est dans cette région particulière que l'énergie provenant des réactions thermo-nucléaires au coeur de l'étoile est émise. Durant leur trajet dans la photosphère, les photons vont intéragir avec les atomes et molécules sous forme d'absorption ou de diffusion, dictant ainsi le flux émergeant à une longueur d'onde donnée. Chaque atome ou molécule absorbe le rayonnement à une longueur d'onde particulière. Le spectre émergeant de l'étoile va dépendre de la température effective, de la gravité de surface et de la composition chimique de l'étoile. En analysant le profil des raies spectrales d'un élement donné, nous avons accès à la composition chimique de cet élément.

L'équation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif nous permet de décrire le comportement du flux dans l'atmosphère stellaire. Cette atmosphère est considérée comme ayant une faible densité en gaz, dans l'hypothèse que le milieu soit à l'équilibre, les lois de la thermodynamique peuvent être utilisées pour relier la température, la densité et la pression dans l'atmosphère. L'équation du transfert radiatif est donnée par :

$$\frac{\mathrm{d}I_\nu}{\mathrm{d}\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \tag{2.1}$$

où S_ν est la fonction source $S_\nu = j_\nu/\kappa_\nu$ (avec j_ν et κ_ν les coefficients d'émission et d'absorption), τ_ν la profondeur optique sur la ligne de visée. Le flux f_ν traversant un élément de volume cylindrique d'épaisseur $\mathrm{d}x$, de surface $\mathrm{d}A$ dans la direction θ, par unité de temps et de fréquence est défini par :

$$f_\nu = \oint I_\nu \cos\theta \mathrm{d}\omega, \tag{2.2}$$

où $\mathrm{d}\omega$ est l'angle solide sur la ligne de visée.

Approximations dans l'atmosphère d'une étoile

Cependant, afin de déterminer le spectre photosphérique en résolvant l'équation de transfert, un certain nombre d'approximations sont à prendre en compte. Tout d'abord, le système est à l'équilibre hydrostatique, c'est à dire que les forces de pression compensent la gravité (pas d'expansion, ni de perte de masse). L'atmosphère est considérée comme ayant une petite dimension devant le rayon de l'étoile, ce qui permet de travailler dans l'approximation 1-D où l'atmosphère peut être vue comme une suite de couches minces parallèles. L'équilibre thermodynamique local est par ailleurs considéré comme valide dans chaque élément de volume de l'atmosphère, où la fonction source S_ν est donnée par la fonction de Planck :

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2hv^3}{c^2}\frac{1}{\exp h\nu/kT - 1}, \tag{2.3}$$

où c est la vitesse de la lumière ($2.998 \times 10^{10}\,\mathrm{cm\,s^{-1}}$), h est la constante de Planck (6.626×10^{-27} eV.s), k la constante de Boltzmann ($8.62 \times 10^{-5}\,\mathrm{eV\,K^{-1}}$) et T la température à chaque couche de l'atmosphère.

Enfin, une approximation essentielle est de considérer que l'atmosphère est à l'équilibre radiatif : l'énergie entrant dans une couche de l'atmosphère doit être intégralement redistribuée dans la couche suivante, par conservation de l'énergie.

Nous notons qu'à l'heure actuelle, de réels progrès ont été réalisés dans le domaine de la modélisation en 3D des atmosphères stellaires, dans le but de fournir une description toujours plus réaliste des atmosphères stellaires. Nous pouvons citer par exemple la grille à métallicité solaire développée par [Trampedach *et al.* 2013] et

les grilles de modèles STAGGER [Magic *et al.* 2013] et CIFIST [Ludwig *et al.* 2009] couvrant un large domaine de paramètres atmosphériques.

Les lois de Boltzmann et Saha

D'une part, pour savoir si une raie spectrale est susceptible de se former, il convient de connaître la proportion relative des populations d'atomes dans des états excités. A l'équilibre thermodynamique (ETL), la loi de Boltzmann nous permet de connaître la population relative des états éxcités. D'autre part, pour connaître le comportement d'une raie spectrale, il convient de déterminer la fraction des atomes d'un élément particulier étant dans l'état de ionisation de la raie considérée. En pratique, nous utilisons la loi de Saha, donnant la distribution des atomes d'une même espèce dans différents états d'ionisation. Il est important de noter que l'approximation ETL nous permet de calculer les équilibres d'ionisation, la population des niveaux d'énergies atomiques et la fonction source. Dans le cas de raies fortes, dont le coeur est formé à faible profondeur optique, l'approximation ETL n'est plus valide et les intéractions matière/rayonnement sont à traiter plus en détail (voir Chapitre 3, Sect 3.2.4). Les effet non-ETL (NETL) sont donc à prendre en compte.

Le coefficient d'absorption

La fonction source S_ν et l'opacité $\tau_\nu = \int \kappa_\nu \rho \mathrm{d}x$ (ρ étant la densité de matière) dépendent du coefficient d'absorption κ_ν. Celui ci représente la contribution des processus de capture et de diffusion des photons dans l'atmosphère de l'étoile, dépendant de la fréquence. Nous pouvons citer deux contributions au coefficient d'absorption : l'absorption continue et l'absorption spécifique. L'absorption continue est une somme de plusieurs processus tels que la photo-ionisation, l'absorption libre-libre d'un photon par un électron proche d'un ion, les diffusions Thompson, Compton et Rayleigh, etc. Les contributeurs principaux à l'absoprtion dans une atmosphère stellaire sont les ions H^-. L'absorption spécifique est dictée par des transitions lié-lié d'un électron dans un atome aprés absorption d'un photon. L'absorption spécifique dépend de la longueur d'onde (ou énergie) du photon absorbé. La probabilité de transition, la population du niveau d'énergie le plus faible et l'abondance de l'élément ayant absorbé le photon vont dicter la profondeur et la largeur de la raie correspondante.

La courbe de croissance

Dans le spectre émergeant de l'atmosphère stellaire, le profil de la raie va changer en fonction de l'abondance chimique de l'élément étudié et des conditions physiques du milieu. Intuitivement, si plus d'atomes dans un certain état d'ionisation sont présents sur la ligne de visée, l'absorption du rayonnement va être plus forte, et le flux sortant n'en sera que plus faible, à la longueur d'onde correspondant à l'énergie du photon. Pour un élément donné, la courbe de croissance permet de lier la

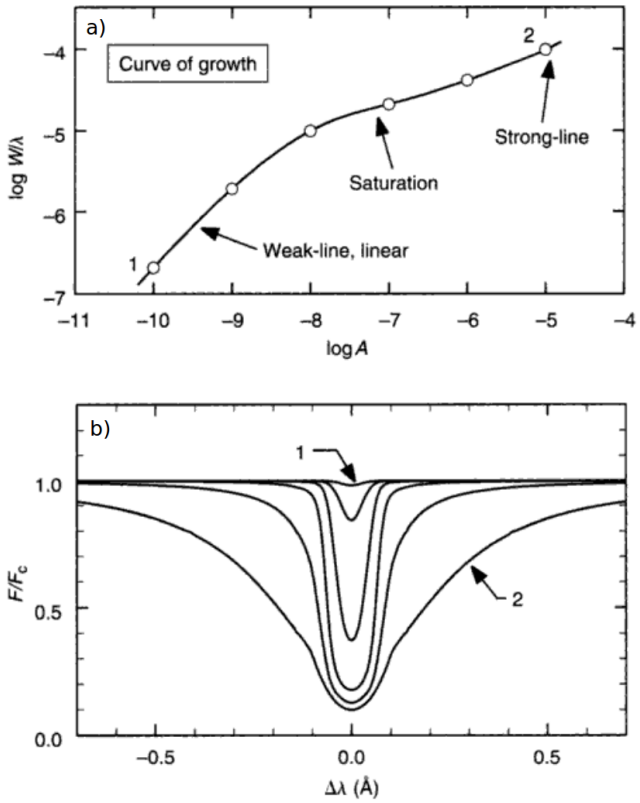

FIGURE 2.1 – a) Courbe de croissance d'un élément chimique donné en fonction de l'abondance chimique. Celle-ci comporte trois régimes : linéaire (raies faibles), saturé, et raies fortes. b) Flux normalisé d'une raie spectrale à une certaine longueur d'onde pour plusieurs abondances : (1) peu abondant (2) fortement abondant. Figure provenant de [Gray 2005].

largeur équivalente W de la raie [1] à l'abondance de l'élement (comme illustré dans la FIGURE 2.1). Cette courbe de croissance possède 3 régimes caractéristiques : (1) un régime où W augmente linéairement avec l'abondance (raies à profil gaussien, dont la largeur et la profondeur croissent linéairement avec le nombre d'absorbant), (2) un régime où le coeur de la raie atteint sa valeur maximale, on parle alors de saturation, (3) un régime où les ailes de la raie se développent (profil Lorentzien). La courbe de croissance diffère d'une raie spectrale à une autre pour un même élément, et bien entendu d'un élément à un autre.

Le modèle d'atmosphère

Dans une analyse d'abondance chimique, il est important de connaître les conditions physico-chimiques de l'atmosphère de l'étoile analysée, en particulier que

1. correspondant à une raie ayant la même surface, mais de largeur W et de hauteur 1.

l'équilibre moléculaire soit respecté. En pratique, nous utilisons pour cela des modèles d'atmosphères (par exemple MARCS [Gustafsson *et al.* 2008]). Ils sont par exemple utilisés comme donnée intiale dans les codes de transfert radiatif. Ils contiennent plusieurs grandeurs physiques : la pression électronique P_e, la pression du gaz P_g, la température T, la profondeur optique τ pour chaque couche de l'atmosphère considérée (56 pour les modèles MARCS). Chaque modèle d'atmosphère est donné pour une valeur de température effective $T_{\rm eff}$, de gravité de surface $\log(g)$, de métallicité [M/H], de rapport [α/Fe] et de micro-turbulence ξ :

- **La température effective $T_{\rm eff}$:** celle ci correspond à la température d'un corps noir rayonnant comme l'étoile, $F = \sigma T_{\rm eff}^4$, où σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-5}\,{\rm erg\,cm^{-2}\,s^{-1}\,K^{-4}}$). La température effective peut être déterminée photométriquement (à l'aide de relations calibrées, par exemple [Alonso *et al.* 1996]) ou spectroscopiquement grâce à l'équilibre d'excitation des raies du FeI. Nous notons que l'utilisation d'autres ions est possible, voir même plusieurs à la fois (par exemple MATISSE).
- **La gravité de surface $\log(g)$:** l'expression de la gravité de surface pour une étoile de masse $M^\star$ et de rayon $R^\star$ est donnée par $g = GM^\star/R^{\star 2}$, òu G est la constante gravitationnelle ($G = 6.67 \times 10^{-8}\,{\rm cm^3\,g^{-1}\,s^{-2}}$). Habituellement, il convient d'utiliser le logarithme de g : $\log(g)$. La gravité de surface peut être déterminée par photométrie (sous réserve de connaître la masse et la distance) ou spectroscopiquement par l'équilibre d'ionisation des raies du FeI et FeII, ou d'autres ions.
- **La métallicité [M/H] :** celle ci correspond à l'abondance chimique des éléments plus lourds que l'hélium dans une étoile, et pas seulement la contribution du fer ([Fe/H] [2]).
- **Le rapport [α/Fe] :** il s'agit de la proportion d'élements α (O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, and Ti) par rapport au fer dans l'atmosphère d'une étoile. Ces éléments sont formés par fusions successives d'atomes d'hélium.
- **La vitesse de micro-turbulence ξ :** celle-ci provient du mouvement de cellules dans la photosphère de l'étoile et sa contribution au coefficient d'absorption de raie est vue comme une vitesse thermique. Ce mécanisme va rendre les raies faibles moins profondes (tout en conservant leur largeur équivalente) et désaturer les raies saturées (sans en conserver la largeur équivalente). ξ peut être déterminée en forçant l'abondance mesurée à être indépendante de la largeur équivalente.

Nous notons qu'il existe différents codes de transfert radiatif résolvant les équations présentées dans cette section, dans les atmosphères stellaires. Ces codes permettent de calculer des largeurs équivalentes ou des spectres synthétiques. Nous avons utilisé l'un d'entre eux, TURBOSPECTRUM développé par [Plez 2012].

2. $[{\rm Fe/H}] = \log\left[\frac{N({\rm Fe})}{N({\rm H})}\right]_\star - \log\left[\frac{N({\rm Fe})}{N({\rm H})}\right]_\odot$, où $N({\rm Fe})$ et $N({\rm H})$ correspondent au nombre d'atomes par unité de volume.

Afin de mesurer une abondance chimique, il est donc possible de mesurer la largeur équivalente d'une raie donnée et de la comparer à une largeur équivalente modèle générée par un code transfert radiatif. Il est également possible de trouver le meilleur ajustement entre une raie observée et un profil de raie synthétique. Une autre méthode consiste à mesurer des rapports de profondeurs de raies. Nous allons voir dans la section suivante que ces méthodes là sont automatisées dans le cadre d'analyses massives d'étoiles.

2.2 Déterminations d'abondances chimiques à l'ère des grands relevés spectroscopiques

Avec l'augmentation croissante de grands relevés spectroscopiques tels que RAVE et GES et l'afflux massif de données spectroscopiques, le développement de procédures automatiques pour mesurer des abondances chimiques est devenu évident. Deux méthodes classiques sont habituellement utilisées pour mesurer une abondance chimique : (1) mesure de largeur équivalente et obtention de l'abondance par courbe de croissance ; (2) ajustement d'un spectre synthétique au profil de raie observé. Ces deux types de méthodes peuvent reposer sur une analyse à la volée, ou sur des grilles générées en amont.

Une première étape essentielle à la détermination d'abondances chimiques pour une étoile consiste à dériver ses paramètres atmosphériques $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H] (et [α/Fe]). En effet, afin de déterminer une largeur équivalente modèle ou profil de raie synthétique, les paramètres atmosphériques doivent être connus à l'avance. De nombreux algorithmes, tels que MATISSE [Recio-Blanco *et al.* 2006], SME [Valenti & Piskunov 1996] ou FERRE [Allende Prieto *et al.* 2006] (présentés plus bas) ont été développés afin de paramétriser de façon automatique un large échantillon d'étoiles.

Nous dressons ici une liste des méthodes existantes pour l'analyse automatique d'abondances chimiques en mettant en avant les avantages et limitations de chacune d'elles dans le cadre d'une détermination massive d'abondances chimiques pour l'Archéologie Galactique. D'une part, les paramètres atmosphériques sont donc considérés comme connus à ce stade de l'analyse. D'autre part, certaines méthodes sont capables de dériver soit les paramètres atmosphériques et abondances chimiques, soit uniquement les abondances. Pour une méthode donnée, nous discuterons uniquement de la détermination automatique d'abondances.

2.2.1 Méthodes automatiques d'analyse "à la volée"

Ces méthodes peuvent être décomposées en deux groupes : celles consistant à ajuster un profil de raie synthétique à un profil de raie observé, et celles visant à ajuster une largeur équivalente théorique à une largeur équivalente observée.

Méthodes automatiques par ajustement de profils de raies synthétiques

Ces méthodes reposent sur la minimisation d'une distance χ^2 entre un raie observée et un profil de raie synthétique généré en faisant varier l'abondance chimique. A chaque étape, le χ^2 est calculé entre ces 2 profils sur une petit domaine de longueur d'onde (centré sur la raie observée), et l'abondance finale est trouvée lorsque le χ^2 est minimal. Cette approche nécessite donc la synthèse "à la volée" de nombreux profils de raies synthétiques, ce qui peut s'avérer lourd en terme de temps de calcul. Tous ces algorithmes reposent sur des méthodes d'optimisation, que ce soit la minimisation directe du χ^2 ou d'autres méthodes plus complexes. Un poids statistique peut aussi être appliqué aux pixels pour lesquels la contribution des "blends" est importante. Ces méthodes convergent lorsque le meilleur ajustement est trouvé entre l'observation et le modèle.

Une des méthodes les plus anciennes est SME "Spectroscopy Made Easy" développée par [Valenti & Piskunov 1996]. Il s'agit d'une méthode très complète, permettant de déterminer la vitesse de rotation $v\sin(i)$, les abondances chimiques individuelles ou encore d'ajuster les paramètres atomiques de raies spectrales, tels que la probabilité de transition $\log gf$. Le profil synthétique est généré grâce à un code de transfert radiatif écrit en C++ et adapté de la routine SYNTH [Piskunov 1992], assumant l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). Le modèle d'atmosphère est interpolé aux paramètres de l'étoile depuis une grille de modèles d'atmosphère générée en amont. Un algorithme de minimisation de χ^2 [Marquardt 1963] est utilisé afin de trouver le meilleur jeu de paramètres. En effet, le minimum est trouvé en couplant une méthode classique de gradient et une minimisation hyperbolique de la surface de χ^2 autour de la solution. Pour ce faire, les dérivées premières et secondes du flux sont calculées, et pour chaque dérivée, trois à cinq profils synthétiques sont générés. Cette méthode est, entre autre, utilisée pour fournir les paramètres et abondances recommandées des étoiles GIRAFFE du WG10 et des étoiles UVES du WG11 [Smiljanic *et al.* 2014] de GES. Il s'agit d'une méthode robuste et à ce jour utilisée dans de nombreuses applications scientifiques. L'inconvénient est que cette méthode est plutôt lourde en terme de temps de calcul, et développée dans le cadre d'analyses avec un nombre relativement réduit d'étoiles.

Une approche similaire a été developpée par [Mikolaitis *et al.* 2014b]. Les profils de raies sont créés avec le code TURBOSPECTRUM [Plez 2012] dans l'approximation ETL. Le modèle d'atmosphère est interpolé linéairement aux paramètres de l'étoile à partir de modèles d'atmosphère MARCS [Gustafsson *et al.* 2008]. Un χ^2 est calculé entre le modèle et l'observation à chaque itération sur l'abondance, et la solution est donnée par le minimum de cette distance. Une estimation de $v\sin(i)$ est aussi fournie. Malgré la synthèse "à la volée" de nombreux spectres synthétiques, cette méthode est plutôt rapide, une abondance de raie étant calculée en moins

d'une minute. Comme SME, cette méthode est utilisée pour fournir les abondances recommandées du WG10 du Gaia-ESO Survey.

Inspiré des méthodes de synthèse spectrale à la volée, celle développée par [Van der Swaelmen *et al.* 2013] est basée sur la création d'une petite grille 1D de spectres synthétiques couvrant un certain domaine d'abondances et composée de 20 spectres, pour une raie donnée et pour une étoile donnée. Ces spectres synthétiques sont synthétisés pour chaque raie de chaque étoile analysée avec TURBOSPECTRUM et le modèle d'atmosphère est interpolé linéairement aux paramètres de l'étoile à partir de modèles d'atmosphère MARCS. La détermination de l'abondance est donnée par le minimum de distance entre chaque spectre de la petite grille 1D et le spectre observé. Cette méthode est cependant lourde en temps de calcul à cause de la synthèse des grilles 1D (20 min par abondance de raie).

Une méthode similaire, SPADES, a été développée par [Posbic *et al.* 2012]. Cette procédure automatique de détermination d'abondances chimiques, consiste à générer pour une raie donnée, une petite grille 1D de spectres synthétiques aux paramètres atmosphériques de l'étoile (modèles ATLAS9 + SYNTHE [Kurucz 2005]), couvrant un large domaine d'abondance. Une distance quadratique est calculée entre chaque spectre synthétique de la grille 1D et le spectre observé. Le minimum de cette distance donne l'abondance de l'élément considéré. Dans le cadre d'analyse massive d'étoiles et si un grand nombre de raies spectrales sont à considérer, cette méthode de détermination d'abondances peut présenter des limitations en terme de temps de calcul comme celle de [Van der Swaelmen *et al.* 2013], dues aux nombreuses synthèse spectrales.

Développé récemment par [Blanco-Cuaresma *et al.* 2014a], iSpec permet de mesurer les abondances chimiques individuelles d'étoiles, soit par un module basé sur la technique de synthèse spectrale "à la volée", soit par un module dédié aux mesures de largeurs équivalentes. Lorsque la résolution est basse ("blends" plus importants) le premier module est plus optimisé. iSpec utilise le code de synthèse spectrale SPECTRUM [Gray 1999] afin de générer des profils de raies synthétiques et des largeurs équivalentes théoriques. Un algorithme de type Levenberg-Marquardt (similaire à SME) est utilisé afin de minimiser la distance entre (1) le profil de raie observé et le profil de raie synthétique ou (2) la largeur équivalente observée et la largeur équivalente théorique. Les auteurs ont observé que le module basé sur la synthèse de profils de raies "à la volée" permet d'aporter une meilleure précision aux abondances mesurées. Ce module est de plus efficace à plus faible SNR et résolution. Cette procédure a été utilisée par ses auteurs dans le cadre de la caractérisation chimiques des étoiles de référence Gaia [Jofré *et al.* 2015].

Méthodes automatiques basées sur des mesures de largeurs équivalentes

Ces méthodes sont efficaces à haute résolution et/ou dans le cas où la raie observée ne souffre pas de "blends" avec les raies voisines. En effet, en cas de "blends", la largeur équivalente observée ne va pas être en accord avec la largeur équivalente théorique de la raie non "blendée".

Un code de mesure automatique de largeurs équivalentes (EWs) ARES a été développé par [Sousa *et al.* 2007, Sousa *et al.* 2015]. Un ajustement automatique d'une gaussienne permet de déterminer la largeur équivalente de la raie observée. Cette méthode n'est valable que pour les raies faibles (EW<150mÅ) car au delà, le profil de la raie n'est plus gaussien, et tend à être typiquement lorentzien [3]. Nous pouvons par exemple citer les études de [Neves *et al.* 2009] et [Adibekyan *et al.* 2012], ayant utilisé le code ARES, afin de mesurer des abondances chimiques à haute résolution dans des spectres HARPS. Une fois les EWs déterminées, le code de synthèse spectrale MOOG [Sneden 1973] a été utilisé afin de restituer l'abondance correspondante par courbe de croissance dans l'approximation ETL avec des modèles d'atmosphère ATLAS [Castelli & Kurucz 2003]. Cette méthode a été utilisée par le groupe GES de Porto dans le cadre de l'analyse des étoiles UVES [Smiljanic *et al.* 2014]. Nous notons qu'une méthode automatique similaire a aussi été utilisée lors de l'analyse des spectres UVES dans GES. En effet, la procédure GAUFRE, développée par [Valentini *et al.* 2013] et ayant pour rôle de déterminer les paramaètres atmosphériques stellaires, a permis de mesurer les largeurs équivalentes des raies d'éléments analysés. Ces largeurs équivalentes, couplées avec MOOG ont permis de fournir des abondances chimiques.

Enfin, nous pouvons citer le code GALA, développé par [Mucciarelli *et al.* 2013] et basé sur des mesures automatiques de largeurs équivalentes, à l'aide du code WIDTH9 développé par R. L. Kurucz. GALA fonctionne aussi bien avec des modèles MARCS ou ATLAS.

2.2.2 Méthodes automatiques basées sur des grilles de spectres synthétiques

Les méthodes de mesures d'abondances chimiques basées sur des grilles de spectres synthétiques ou de largeurs équivalentes sont rapides et permettent d'analyser des volumes de données plus grands. Les grilles, générées en amont, réduisent par exemple les opérations de synthèse spectrale et permettent de gagner en temps de calcul.

MyGIsFOS, développé par [Sbordone *et al.* 2014] est également une procédure de détermination d'abondances chimiques. Cette méthode utilise une grille de spec-

3. Nous pouvons également citer DAOSPEC, développé par [Stetson & Pancino 2008], aussi basé sur un profil gaussien, avec en option un profil Lorentzien pour les raies fortes.

tres synthétiques couvrant les domaines de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, ξ, [Fe/H] et [α/Fe]. Cette méthode est donc basée sur la comparaison d'un spectre observé avec des spectres synthétiques, interpolés directement dans la grille de spectres synthétiques, ce qui réduit le temps de calcul. Cependant, avec cette grille spécifique, il n'est possible que de dériver des abondances d'éléments α et d'éléments du pic du fer. Une alternative consiste à générer une grille spécifique avec une dimension suivant l'abondance chimique. Selon les auteurs, cette méthode est rapide et prend moins de 2 minutes pour dériver les abondances chimiques d'une dizaine d'éléments dans une étoile. Cette procédure a été utilisée par le groupe GES de Paris-Heidelberg dans le cadre de l'analyse des étoiles UVES [Smiljanic *et al.* 2014]

Une méthode utilisant une grille de spectres synthétiques et pouvant se rapprocher d'une méthode d'analyse "à la volée" est FERRE [Allende Prieto *et al.* 2006]. En effet, les abondances chimiques [Fe/H] sont déterminés simultanément en comparant un spectre synthétique interpolé "à la volée" au spectre observé, grâce à un algorithme d'optimisation de type algorithme de Nelder-Mead. Cette méthode a été utilisée dans la pipeline de réduction SSPP du relevé SDSS-SEGUE, mais également à l'heure actuelle dans le Gaia-ESO Survey et le relevé APOGEE [Holtzman *et al.* 2015].

Afin de mesurer de façon automatique les abondances chimiques dans ses milliers de spectres, le Survey RAVE a développé un pipeline d'analyse [Boeche *et al.* 2011]. Il s'agit d'une méthode hybride basée sur une librairie de largeurs équivalentes (construite avec des modèles d'atmosphère ATLAS [Castelli & Kurucz 2003] et le code MOOG) couvrant un large domaine de paramètres atmosphériques en $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H], plus cinq valeurs d'abondances $[X/\mathrm{Fe}] = [-0.4, -0.2, +0.0, +0.2\ \&\ +0.4]$ dex. En effet, la résolution de RAVE étant basse ($\sim 7\,000$), le mélange des raies est fort et une mesure de EW directement sur le spectre n'est pas envisageable. Une interpolation de la grille sur les paramètres atmosphériques de l'étoile est réalisée, et grâce aux cinq valeurs d'abondances, un courbe de croissance est créée. De cette courbe, plusieurs spectres synthétiques sont construits en considérant un profil de raie gaussien. Enfin, l'abondance mesurée est estimée par minimisation du χ^2 entre les spectres synthétiques interpolés et le spectre observé avec une erreur typique de 0.2 dex.

2.2.3 GAUGUIN : une procédure automatique de détermination d'abondances chimiques

Nous avons développé une procédure automatique originale de mesure d'abondances chimiques individuelles, GAUGUIN. Contrairement aux méthodes classiques de mesures de largeurs équivalentes ou de synthèse spectrale à la volée, GAUGUIN est basé sur une grille de spectres synthétiques, générée en amont. Cela permet de réduire fortement les temps de calcul pendant l'analyse. La grille possède 5 dimensions $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] et $\mathrm{A_X}$, où $\mathrm{A_X}$ est l'abondance chimique d'un élément

X, couvrant un large domaine. Connaissant les 4 paramètres atmosphériques de l'étoile à analyser $T^{\star}_{\rm eff}$, $\log(g)^{\star}$, $[{\rm M/H}]^{\star}$ et $[\alpha/{\rm Fe}]^{\star}$, la grille de spectres synthétiques est interpolée sur ces 4 paramètres afin de créer une petite grille 1D de spectres interpolés, couvrant une large variation en A_X. Une distance quadratique entre cette petite grille et le spectre observé est calculée, et le minimum de distance nous donne une première solution A^0. Un alogrithme de Gauss-Newton est alors appliqué autour de A^0 afin d'optimiser cette solution par descente de gradient.

Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, la méthode que nous proposons est spécialement développée pour mesurer des abondances chimiques individuelles. Celle ci est parfaitement adaptée aux grands relevés spectroscopiques massifs et permet de fournir des abondances chimiques fiables, rapidement car aucun calcul de spectres synthétiques à la volée n'est réalisé. Nous avons vu que beaucoup des méthodes précédentes sont basées sur le calcul de spectres synthétiques, et pour certaines sur des grilles multi-dimensionnelles. C'est le cas pour notre procédure automatique et nous présentons les grilles utilisées dans la Section suivante.

2.3 Grilles de spectres synthétiques pour GAUGUIN

Notre méthode automatique de mesure d'abondances chimiques est basée sur une grille de spectres synthétiques multi-dimensionnelles en paramètres atmosphériques et abondances. Pour une étoile donnée, nous réalisons une interpolation sur ses paramètres atmosphériques dans la grille afin de générer un set de spectres synthétiques. Ces spectres synthétiques interpolés couvrant un large domaine d'abondances sont alors comparés au spectre observé afin de déterminer l'abondance d'une raie donnée.

Nous présentons tout d'abord comment la vitesse de micro-turbulence est intégrée lors du calcul des grilles de spectres synthétiques. Puis nous montrons la grille de spectres synthétiques du Gaia-ESO Survey utilisée lors de l'analyse des étoiles GIRAFFE (voir Chapitre 3, Sect 3.1), puis celle spécifiquement construite pour l'analyse du lithium pour le projet AMBRE (voir Chapitre 3, Sect 3.2).

2.3.1 Micro-turbulence dans des grilles de spectres synthétiques

Ces grilles sont composées de spectres synthétiques ne présentant aucune rotation ($v\sin(i) = 0.0\,{\rm km\ s^{-1}}$). La seule source d'élargissement de raie est la micro-turbulence ξ. Pour chaque spectre synthétique de ces grilles, ξ a été adopté en suivant une relation calibrée par GES (comme par exemple [Boeche *et al.* 2011] avec RAVE) basée sur la température effective, la gravité de surface et la métallicité (Bergemann et al. 2015, en préparation). Cette relation a été calibrée (1) pour les étoiles naines de la séquence principale et les sous géantes ($T_{\rm eff} \geq 5\,000\,{\rm K}$ et $\log(g) \geq 3.5\,{\rm cm\ s^{-2}}$), (2) pour les naines de la séquence principale avec $T_{\rm eff} < 5000\,{\rm K}$ et (3) pour les

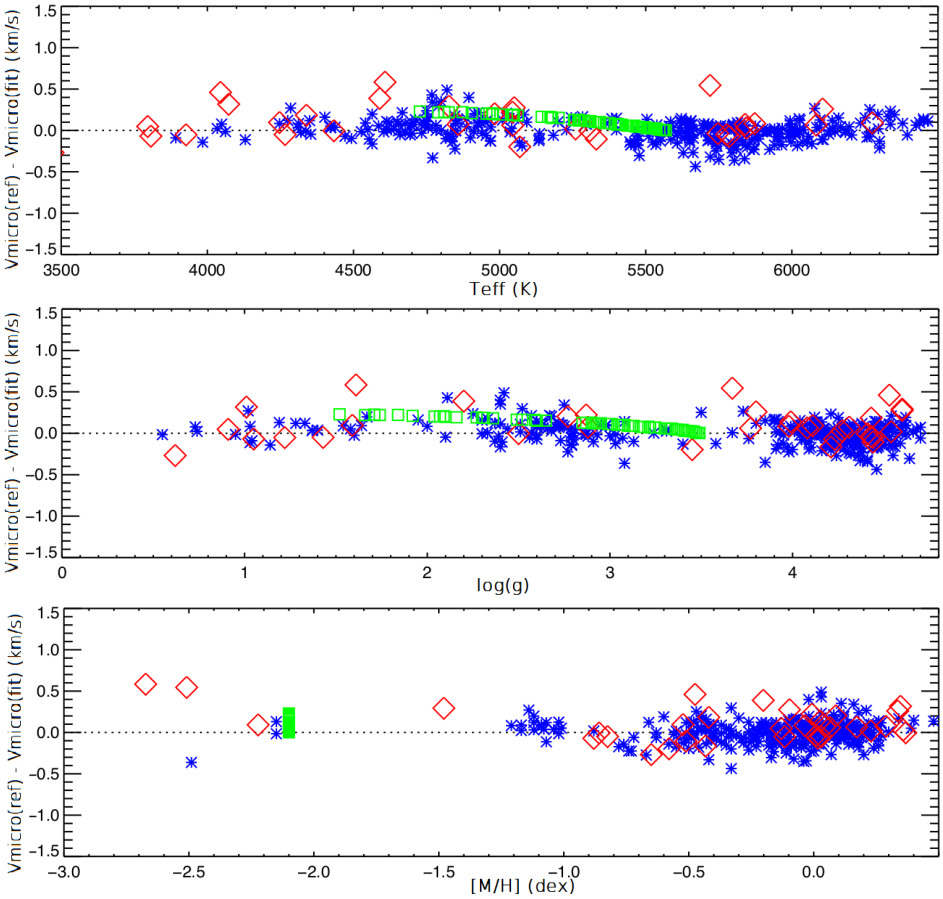

FIGURE 2.2 – Différence entre la valeur de ξ issue de la litérature et celle calibrée par GES en fonction de : a) $T_{\rm eff}$, b) $\log(g)$ et c) [M/H]. Les symboles sont les suivants : $*$ pour les 576 étoiles UVES de la iDR1 de GES, $\diamond$ pour les 32 étoiles Gaia de référence et $\square$ pour l'amas globulaire NGC 6397.

étoiles géantes ($\log(g) < 3.5\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$). En pratique, les mesures de ξ provenant (1) des étoiles Gaia de référence [Jofré *et al.* 2014a], (2) 576 étoiles UVES issues de la iDR1 de GES [Sacco *et al.* 2014] et (3) des étoiles d'un amas globulaire NGC 6397 [M/H] $= -2.1$ dex [Lind *et al.* 2009b], ont été calibrées simultanément en fonction de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] suivant une surface en 3-D. Les différences entre les valeurs de ξ de la littérature et celles calibrées par GES sont montrées en fonction de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] dans la FIGURE 2.2 (M. Bergemann, communication privée). Malgré les faibles tendances avec $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H], nous voyons que les différences maximales sont de l'ordre de $+0.6\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, avec une erreur typique de $0.3\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Pour nos mesures du lithium dans les spectres AMBRE à $R = 40\,000$, les erreurs de ce type sur la micro-turbulence vont engendrer une erreur négligeable sur l'abondance (comme expliqué ci-dessous, Sect 2.5.2).

2.3.2 Grille de spectres synthétiques du Gaia-ESO Survey

Nous présentons ici la grille de spectres synthétique du Gaia-ESO Survey. Nous notons par avance que nous n'avons fait que l'utiliser (Chapitre 3, Sect 3.1) et nous référons le lecteur à [de Laverny *et al.* 2012] pour plus de détails. Nous n'en donnons ici qu'une brève description.

Il s'agit d'une grille à haute résolution $R > 300\,000$ et composée de 13 784 spectres. Cette grille couvre deux domaines de longueurs d'ondes, spécialement adaptés au Gaia-ESO Survey : (1) $4\,200 \leq \lambda \leq 6\,900$ Å, correspondants aux domaines Red520&580 du spectrographe UVES, incluant les domaines HR09B, HR10 et HR15N ; (2) $8\,450 \leq \lambda \leq 8\,950$ Å correspondant au domaine HR21. L'échantillonnage est de 0.004 Å par pixel.

Cette grille de spectres synthétiques a été calculée à partir de modèles d'atmosphère MARCS [Gustafsson *et al.* 2008] et générée par le code de transfert radiatif TURBOSPECTRUM [Plez 2012] dans l'approximation ETL. Les modèles MARCS ont été choisis en accord avec la politique d'analyse interne à GES.

La liste de raies utilisée est celle fournie par le Gaia-ESO Suvey, plus précisément la Version2 au moment de notre analyse. Cette liste de raies contient 2 235 926 raies atomiques et moléculaires (Heiter et al., in preparation). Les raies atomiques sont issues principalement de VALD et VALD3 [Kupka *et al.* 1999, Kupka *et al.* 2000] et les molécules considérées sont les suivantes : C2, CH, CN, CH, MgH, CN, ZrO TiO (B. Plez, T. Masseron, communication privée). De plus, tout un travail de sélection des raies suivant la qualité des données atomiques a été fait par le groupe en charge de la compilation de cette liste. En pratique, les données atomiques principales composant une liste de raies sont les suivantes :

- λ : longueur d'onde centrale au repos de la raie d'absorption (généralement exprimée en Å).
- $\log gf$: logarithme en base 10 du produit du poids statistique du niveau d'énergie inférieur et de la force d'oscillateur.
- χ_e : potentiel d'excitation (en eV) du niveau d'énergie inférieur.
- gu : poids statistique supérieur de la raie d'absorption.
- Energies d'excitation inférieures et supérieures (cm^{-1}).

Les abondances solaires sont celles de [Grevesse *et al.* 2007]. Quatre dimensions ont été considérées : T_{eff}, $\log(g)$, [Fe/H] et [α/Fe], couvrant les domaines suivants : $3\,000 \leq T_{\mathrm{eff}} \leq 8\,000$ K, $+0 \leq \log(g) \leq +5.5$ cm s^{-2}, $-5 \leq$ [M/H] $\leq +1$. Le rapport [α/Fe] suit une relation en accord avec les propriétés chimiques des étoiles du disque galactique : [α/Fe] $= 0.0$ pour [M/H] ≥ 0.0, [α/Fe] $= +0.4$ pour [M/H] ≤ -1.0 et [α/Fe] $= -0.4 \times$ [M/H] pour $-1.0 \leq$ [M/H] ≤ 0.0.

La FIGURE 2.3 présente la couverture de la grille dans ces quatres paramètres. Nous voyons que le pas en $T_{\rm eff}$ est de 200 K sur le domaine $3\,000 \leq T_{\rm eff} \leq 4\,000$ K, et de 250 K pour $T_{\rm eff} \geq 4\,000$ K. Le pas en $\log(g)$ est constant sur le domaine de $\log(g)$, et est égal à $+0.5$ cm s^{-2}. La métallicité est échantillonnée de la façon suivante : Δ[M/H] $= +0.25$ dex pour $-1.0 \leq$ [M/H] $\leq +1.0$, Δ[M/H] $= +0.50$ dex pour $-4.0 \leq$ [M/H] ≤ -1.0 et Δ[M/H] $= +1.0$ dex pour $-5.0 \leq$ [M/H] ≤ -4.0. Pour chaque valeur de [M/H], 5 valeurs de [α/Fe] sont considérées.

Nous notons que cette grille a été utilisée (1) par le WG10 de GES afin de dériver les paramètres atmosphériques recommandés pour les étoiles GIRAFFE (Recio-Blanco et al. 2015b en préparation) et (2) par le WG11 de GES avec les données UVES. Dans le cadre de la mission spatiale Gaia, la détermination automatique des paramètres atmosphériques ($T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe]) ainsi que les abondances chimiques individuelles (d'éléments α et du pic du fer) pour les cibles les plus brillantes du relevé se fera grâce à une grille de spectres synthétiques comme celle que nous venons de présenter [Recio-Blanco *et al.* 2015].

2.3.3 Grille AMBRE/Li de spectres synthétiques autour du doublet du lithium

Nous présentons ici la grille de spectres synthétiques construite dans le cadre de notre analyse de l'abondance en lithium dans les étoiles du projet AMBRE (Chapitre 3, Sect 3.2). Il s'agit d'une grille à 5 dimensions $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] et $A_{\rm Li}$ synthétisée autour du doublet du lithium à 6 708 Å. Nous détaillons tout d'abord comment nous avons construit et calibré la liste de raies, puis nous présentons de manière plus générale la grille synthétisée qui nous a été fournie.

2.3.3.1 Liste de raies autour du doublet du lithium à 6 708 Å

La détermination d'abondance chimique, que ce soit par méthode classique de mesure de largeurs équivalentes ou par synthèse spectrale, repose sur la connaissance des paramètres atomiques des raies que l'on souhaite analyser. Dans l'absolu, la qualité des données atomiques doit être la meilleure possible afin de limiter par exemple les biais de mesures (si λ, $loggf$ ou χ_e mal connus) ou le mélange de raies.

Le domaine du doublet du lithium est caractérisé par la présence de nombreuses raies, comme nous pouvons le voir dans la FIGURE 2.4. Le doublet du lithium peut se décomposer en deux contributions : une raie à $\lambda = 6\,707.761$ Å ($\log gf = -0.009$) et une autre à $\lambda = 6\,707.912$ Å ($\log gf = -0.309$) (VALD). Le profil de cette raie est faible dans le Soleil, et la mesure d'abondance en lithium à partir de cette raie nécessite une bonne modélisation et compréhension des blends avec les raies voisines.

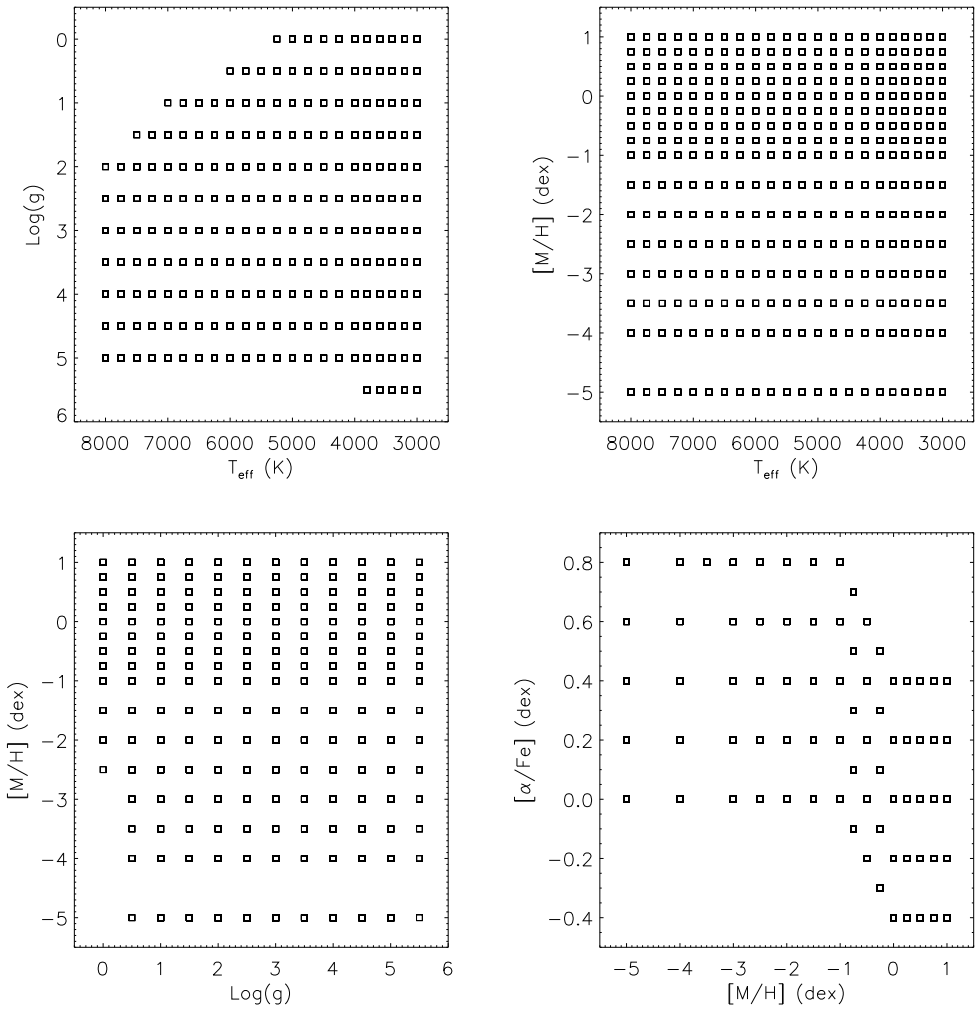

FIGURE 2.3 – Paramètres atmosphériques de la grille de spectres synthétiques du Gaia-ESO Survey [de Laverny *et al.* 2012], disponible sur le Wiki du consortium :"*great.ast.cam.ac.uk/GESwiki/GESHome*".

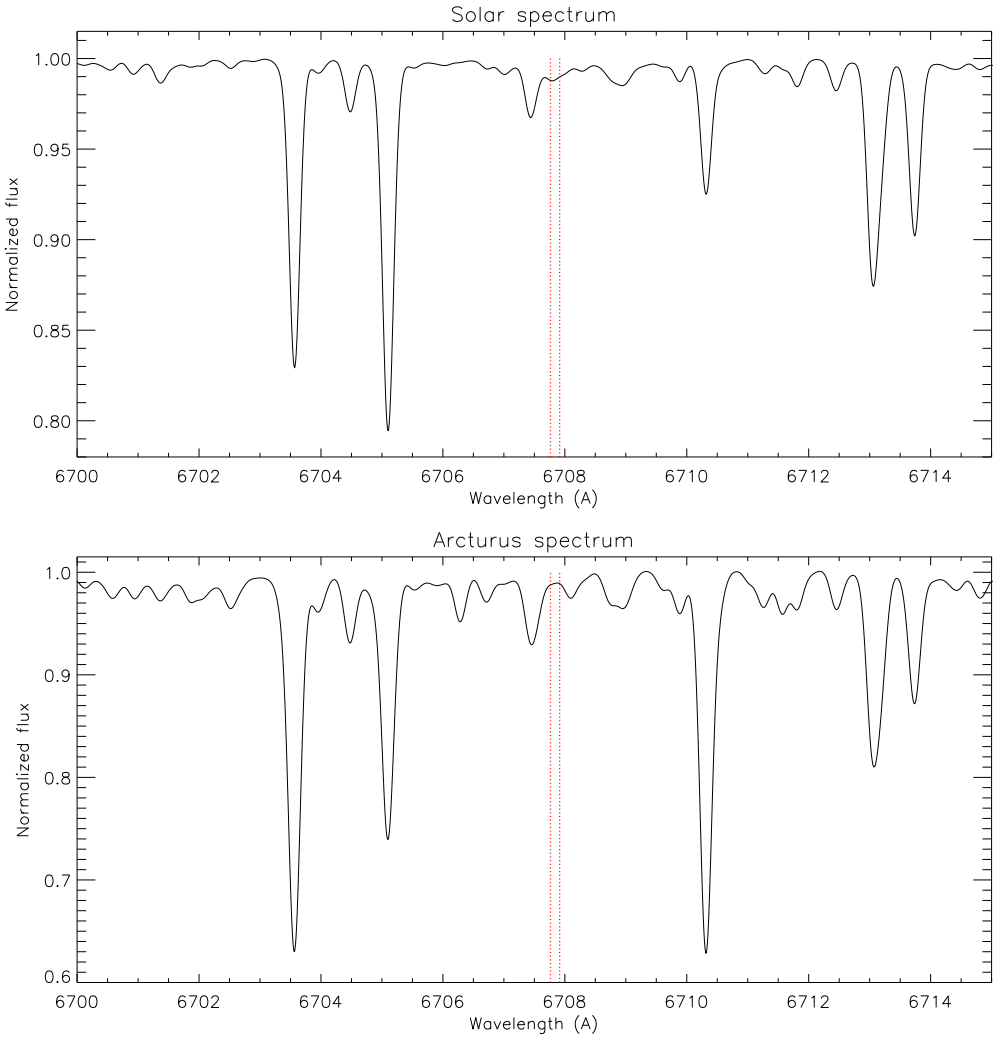

FIGURE 2.4 – Spectre Solaire normalisé [Brault 1979] et spectre d'Arcturus normalisé [Hinkle *et al.* 2003] en fonction de la longueur d'onde à une résolution spectrale $R = 40\,000$. Le doublet du lithium est indiqué par les traits verticaux en pointillé.

Deux stratégies sont possibles lorsque nous devons utiliser une liste de raies spectrales : (1) sélectionner une liste de raies déjà publiée dans la littérature, par exemple si l'application scientifique est similaire à celle que l'on souhaite suivre, mais cela peut poser des problèmes car les outils de calcul de spectres synthétiques ou d'EW sont différents ; (2) construire sa propre liste de raies afin qu'elle soit mieux adaptée au problème que l'on se propose de résoudre et dont nous connaissons les limites d'application.

Listes de raies dans la littérature

Dans le cadre d'une analyse du doublet du lithium à 6708 Å, plusieurs listes de raies ont déjà été publiées. Nous en présentons trois, correspondant à celles les plus utilisées par de précédentes études :

- [Reddy *et al.* 2002] ont cherché la présence de ^{6}Li dans des étoiles de type Solaire avec des planètes détectées, couvrant des domaines de paramètres atmosphériques $5\,600 < T_{\rm eff} < 6\,350\,$K, $+3.96 \leq \log(g) \leq +4.62\,$cm s^{-2}, $-0.39 \leq$ [M/H] $\leq +0.32$. L'étude s'est faite à très haute résolution ($R \sim 125\,000$). La liste de raies a été construite à partir d'une liste de raies comprenant des molécules CN et des atomes issus de plusieurs études ([Brault & Mueller 1975, Lambert *et al.* 1993, Nave *et al.* 1994, Kurucz 1995]). La structure hyper-fine du lithium a été également considérée [Yan *et al.* 1998, Sansonetti *et al.* 1995]. Les auteurs ont testé et apporté des corrections mineures à leur liste (sans préciser sur quelles raies) basées sur un ajustement du spectre Solaire et celui de 61 Cyg A. Cette liste de raies a été utilisée à de nombreuses reprises, nous pouvons citer par exemple [Lambert & Reddy 2004] (mesures de lithium dans 181 étoiles du disque galactique) et [Christian *et al.* 2005] (mesure de ^{6}Li dans la naine K GJ 117).

- [Mandell *et al.* 2004] ont cherché a détecter du ^{6}Li à haute résolution ($R \sim 115\,000$) dans 5 étoiles de type Solaire avec des planètes détectées couvrant des domaines de paramètres atmosphériques $5\,800 < T_{\rm eff} < 6\,150\,$K, $+3.90 < \log(g) < +4.40\,$cm s^{-2}, $-0.11 \leq$ [M/H] $\leq +0.12$. Comme [Reddy *et al.* 2002], les auteurs ont considéré la structure hyperfine du lithium [Yan *et al.* 1998, Sansonetti *et al.* 1995]. Les raies atomiques et moléculaires (CN) sont issues de plusieurs bases de données (VALD2, [Kurucz 1995], [Lambert *et al.* 1993] et [King *et al.* 1997]) et ajustées sur le spectre Solaire [Kurucz *et al.* 1984]. Les raies moléculaires de CN ont été calibrées à l'aide du spectre d'une lampe carbone. La liste de raies de [Mandell *et al.* 2004] a été utilisée dans plusieurs études telles que [Caffau *et al.* 2010] (étude 3D-NETL du lithium dans le Soleil) et [Bubar *et al.* 2011] (mesure du lithium dans 12 étoiles de l'association OB Scorpius-Centaurus).

- La liste de raies à ce jour la plus utilisée dans la littérature est celle de

[Ghezzi *et al.* 2009]. Cette étude s'est concentrée sur la mesure du rapport isotopique ^{6}Li/^{7}Li dans des étoiles naines de type Solaire, à haute résolution ($R \sim 143\,000$). Les auteurs ont adopté la liste de raies de [Mandell *et al.* 2004] car il s'agissait à l'époque de la liste de raies la plus complète et la plus homogène. [Ghezzi *et al.* 2009] ont modifié de façon mineure cette liste de raies (correction du $\log gf$ de $+0.015$ pour la raie du fer à 6707.431) ajustant un spectre synthétique du Soleil au spectre [Kurucz *et al.* 1984]. Cette liste de raies a été utilisée et/ou adaptée dans plusieurs études parmi lesquelles [Delgado Mena *et al.* 2014], [Ghezzi *et al.* 2010], [Carlberg *et al.* 2010], [Bruntt *et al.* 2010], [Caffau *et al.* 2010], [Gonzalez *et al.* 2010].

Nous voyons donc que les listes de raies publiées dans la littérature peuvent être adoptées lors d'une analyse d'abondance du lithium, mais une étape de re-calibration est systématiquement nécessaire afin d'ajuster par exemple une étoile de référence. Cette re-calibration est due au fait que les codes de synthèse spectrale, les modèles d'atmosphère, et les abondances Solaires des différentes études ne sont jamais identiques, impliquant de légères différences dans le flux du spectre synthétisé. Au niveau de précision requis pour des études telles que la mesure du rapport isotopique ^{6}Li/^{7}Li, la résolution joue aussi un rôle au niveau du doublet du lithium et apporte une source supplémentaire de variation du flux.

Création d'une liste spécifique de raies autour du doublet du lithium

Nous avons décidé dans notre analyse du lithium de ne pas se baser sur une liste de raies issue de la litérature sans vérification au préalable et recalibration si nécessaire. En effet, notre échantillon d'étoiles couvre un large domaine de paramètres atmosphériques (voir Chapitre 3, Sect 3.2) et de stades évolutifs (naines + géantes). Choisir une liste de raies adaptée à seulement des étoiles de type solaire ne serait pas judicieux. Pour notre étude, nous avons minutieusement compilé et calibré une liste de raies sur 1.5 Å, centré sur le doublet du lithium, à une résolution $R = 40\,000$ en accord avec notre application au projet AMBRE (voir Chapitre 3, Sect 3.2)). Ce domaine est suffisamment large afin de mesurer les abondances les plus fortes. En effet, à une résolution de 40 000 une raie avec $\mathrm{A_{Li}} = 4\,\mathrm{dex}$ a une largeur à mi-hauteur typique de 0.4 Å dans une étoile de type solaire et 0.6 Å dans une géante froide de type Arcturus.

Tout d'abord, nous avons adopté une liste de raies atomiques issues de la dernière version VALD3 [Kupka *et al.* 1999, Kupka *et al.* 2000] sur un domaine de 15 Å, centré sur le doublet du lithium. Afin que la dernière version de TURBOSPECTRUM (utilisé par la suite pour la synthèse spectrale) puisse lire la liste VALD3, nous avons appliqué la routine *VALD vald3line-BPz.f* sur la liste VALD3. Cette routine a également pour but de nettoyer les raies susceptibles de ne pas contribuer à l'opacité. La routine ne garde en effet uniquement que les raies avec $-10 < \log gf < +100$, $\xi_e < 15\,\mathrm{eV}$ (raies présentes dans des étoiles de type FGK) et un degré d'ionisation inférieur ou égal à 2. Les transitions lié-libre ne sont pas considérées car celles-ci

requièrent des photons à plus haute énergie, peu présents à basse température. Sur le domaine où la calibration va être effectuée, $6\,707.0 < \lambda < 6\,708.5$ Å, 59 raies atomiques sont gardées, correspondant à 17 éléments chimiques différents (contre 51 raies supprimées).

Plusieurs études théoriques et expérimentales se sont penchées sur la détermination des paramètres atomiques du doublet du lithium, en particulier sa structure hyper-fine, composée de 6 raies de transition, *e.g.* [Lindgård & Nielson 1977], [Gaupp *et al.* 1982], [Yan & Drake 1998] ou encore [Yan *et al.* 1998]. Nous avons adopté les mesures les plus récentes de longueurs d'ondes [Sansonetti *et al.* 1995] et de probabilités de transitions [Yan *et al.* 1998]. Les mesures de [Yan *et al.* 1998] sont issues d'un modèle analytique et sont en accord avec les mesures en laboratoire de [Gaupp *et al.* 1982]. Nous notons que ces paramètres de la structure fine ont également été utilisés de nombreuses fois dans des déterminations d'abondances du lithium (voir paragraphes précédents).

Enfin, nous avons adopté les listes de raies moléculaires issues du Gaia-ESO Survey, décrites dans la section précédente. Les espèces présentes sur le domaine $6\,707.0 < \lambda < 6\,708.5$ Å sont les suivantes : CN, TiO, C2, CH, ZrO, OH, CaH and VO (Heiter et al., en préparation). Une comparaison des raies principales de CN entre notre étude et [Ghezzi *et al.* 2009] nous indique que ces raies moléculaires sont compatibles entre nos deux études.

2.3.3.2 Calibration de la liste de raies autour du doublet du lithium

De façon générale, nous partons d'une liste de raies spectrales et nous générons un spectre synthétique d'une étoile de référence à partir d'un code transfert radiatif et d'un modèle d'atmosphère. Puis, nous comparons visuellement ce spectre synthétique à un spectre observé à haut SNR autour d'une raie d'intérêt. La calibration consiste à faire varier le $\log gf$, ou λ ou le potentiel d'excitation d'une raie afin que les deux spectres s'ajustent. Suivant les cas, une ou plusieurs raies sont ajustées afin d'obtenir le meilleur résultat.

En pratique, nous avons calibré cette liste de raies sur 1.5 Å autour de la raie du lithium, simultanément sur une étoile solaire typique, le Soleil, et une géante froide, Arcturus. Pour le Soleil, les paramètres atmosphériques adoptés sont les suivants : $T_{\rm eff} = 5777$ K, $\log(g) = 4.44$ cm s^{-2}, [M/H] = +0.00 dex, [α/Fe] = +0.00 dex et le modèle d'atmosphère est issu de la librairie MARCS. Pour Arcturus, nous avons adopté les paramètres atmosphériques de [Ramírez & Allende Prieto 2011], *i.e.* $T_{\rm eff} = 4286$ K, $\log(g) = 1.66$ cm s^{-2}, [M/H] = −0.52 dex, un enrichissement en α moyen [α/Fe] = +0.31 dex. Le modèle d'atmosphère d'Arcturus a été interpolé à partir des 8 plus proches voisins de la librairie MARCS avec la routine *interpol_modeles.f* fournie par Thomas Masseron. Les valeurs de micro-turbulence ont été définies suivant la relation calibrée par Bergemann et al. en préparation, *i.e.*

$\xi = 1.07\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ pour le Soleil et $\xi = 1.25\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ pour Arcturus. Les spectres synthétiques sont générés avec le code transfert radiatif TURBOSPECTRUM, dans l'approximation ETL.

Pour comparaison avec des observations, nous avons adopté le spectre Solaire observé par [Brault 1979] à haute résolution ($R \sim 350\,000$). Il s'agit d'un spectre intégré sur tout le disque Solaire. Concernant Arcturus, nous avons adopté l'Atlas [Hinkle *et al.* 2003] à haute résolution ($R > 3000\,000$). Nous présentons ces deux spectres observés avec leur spectre synthétique respectif dans la FIGURE 2.5. Nous voyons que l'accord n'est pas bon et que la liste de raies définie précédemment doit être calibrée.

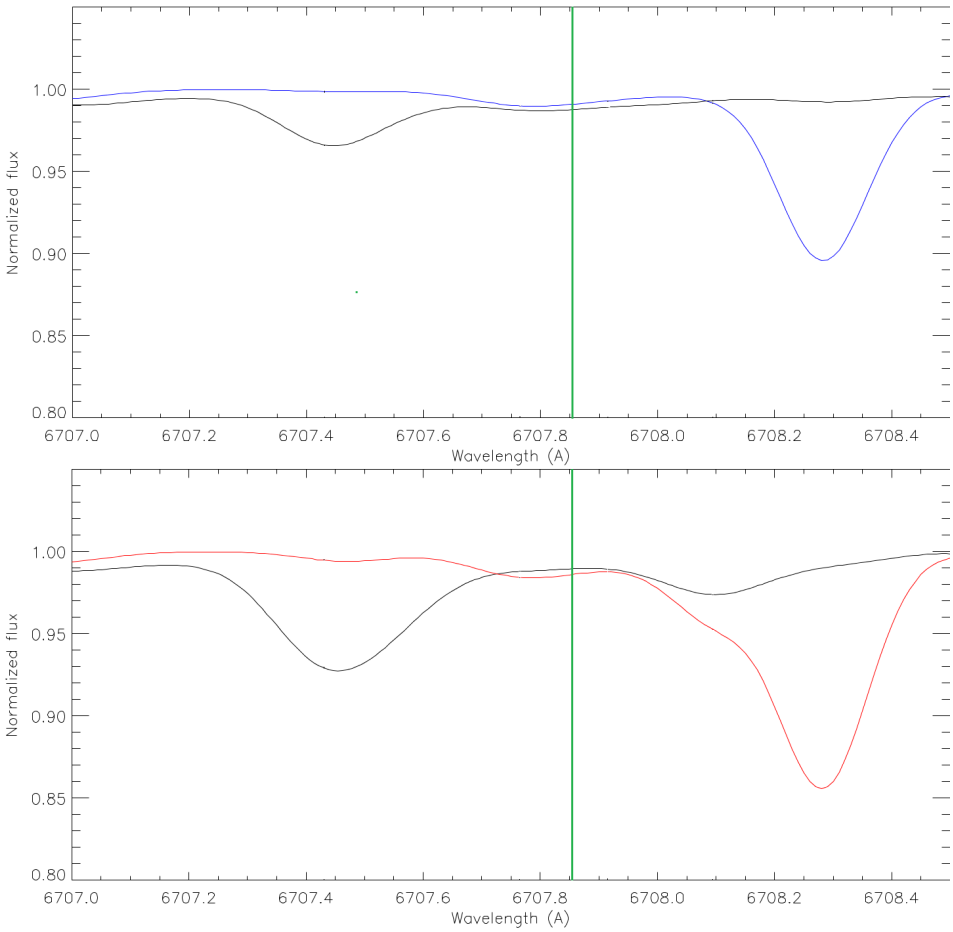

FIGURE 2.5 – Spectre Solaire [Brault 1979] (en haut, en noir) et spectre d'Arcturus normalisé [Hinkle *et al.* 2003] (en bas, en noir) en fonction de la longueur d'onde. Leur spectre synthétique est montré en bleu et rouge, respectivement. La raie du lithium est indiquée en vert, à la longueur d'onde 6 707.86 Å, moyenne des six composantes de la structure hyper-fine.

Element	λ (Å)	χ_e (eV)	$\log(gf)$
FeI	6 707.070	5.273	-3.921
FeI	6 707.172	5.538	-3.928
FeI	6 707.431	4.608	-3.917
SmII	6 707.473	0.933	-1.910
VI	6 707.518	2.743	-2.938
CrI	6 707.596	4.208	-2.625
LiI	6 707.756	0.000	-0.428
LiI	6 707.768	0.000	-0.206
LiI	6 707.907	0.000	-1.509
LiI	6 707.908	0.000	-0.807
LiI	6 707.919	0.000	-0.807
LiI	6 707.920	0.000	-0.807
VI	6 708.094	1.218	-2.443
CeII	6 708.099	0.701	-2.120
FeI	6 708.282	4.988	-1.280
FeI	6 708.347	5.486	-2.506

TABLE 2.1 – Liste des raies (avant calibration) contribuant le plus à l'absorption et susceptibles d'être calibrées.

Afin de calibrer correctement les raies atomiques, il convient de déterminer quelles raies contribuent le plus à l'opacité. En effet, sur le domaine $6\,707.0 < \lambda < 6\,708.5$ Å, 59 raies atomiques sont présentes, il convient donc de calibrer les raies principales. De façon évidente, à $\lambda \sim 6\,707.4$ Å et $\lambda \sim 6\,708.3$ Å, des raies doivent être calibrées. En pratique, nous avons retiré une par une les raies semblant être responsables de l'aborption observée. Nous en avons identifié 10 avec en plus le doublet du lithium (que nous ne calibrerons pas car nous avons adopté les probabilités de transition de [Yan *et al.* 1998]). Les données atomiques des raies avant calibration sont présentées dans la TABLE 2.1.

Nous avons calibré simultanément les raies spectrales en regardant l'effet sur le spectre synthétique du Soleil et Arcturus. Nous avons ajusté le $\log gf$ de 7 raies. Nous avons commencé par augmenter le $\log gf$ des raies de FeI à 6707.431 Å et de VI à 6707.518 Å de 1.742 et 2.138 dex afin d'ajuster les spectres Solaires et d'Arcturus. A l'extrême gauche du domaine, nous avons ajusté le $\log gf$ de deux raies de FeI à 6707.070 Å et 6707.172 Å de 1.410 et 1.328 dex, respectivement. Sur l'aile rouge du lithium, nous avons diminué le $\log gf$ de la raie de VI à 6708.094 Å de 0.367 dex. Finalement, dans la partie la plus rouge du domaine, nous avons diminué le $\log gf$ de la raie de FeI à 6708.282 Å de 1.35 dex. Les valeurs modifiées sont reportées dans la TABLE 2.2.

Concernant les raies de FeI à 6707.431 Å et VI à 6708.094 Å, nous sommes con-

sistants avec le $\log gf$ de [Ghezzi *et al.* 2009] ($\log gf = -2.268$ pour la raie de FeI). D'un autre côté, pour notre raie du VI à 6707.518 Å, nous observons une différence de ~ 1.2 dex avec [Ghezzi *et al.* 2009] car nous avons voulu ajuster l'aile rouge de la raie du FeI dans le spectre d'Arcturus. Nous notons que cette raie de VI n'a pas d'effet dans le Soleil, c'est pourquoi [Ghezzi *et al.* 2009] ne l'a pas calibrée.

Cependant, nous notons qu'une source d'opacité est clairement absente vers $\lambda \sim 6708.025$ Å, que nous ne pouvons combler en ajustant le $\log gf$ des raies voisines. Plusieurs études dans la littérature ont également rencontré ce problème et ont été amenées à ajouter une raie supplémentaire. [Müller *et al.* 1975] ont d'abord proposé l'existence d'une raie de SiI à $\lambda = 6708.023$ Å avec $\chi_e = 6.00$ eV et $\log gf = -2.97$ dex afin d'ajuster correctement le spectre Solaire. Ces auteurs ont d'autre part conclu qu'une raie de FeI ou de CN ne pourrait pas expliquer ce manque d'opacité. [Reddy *et al.* 2002] ont testé le cas d'une raie de TiI avec $\chi_e = 1.88$ eV et $\log gf = -2.252$ dex, observant un ajustement correct pour le cas du Soleil, mais a conclu que cette raie aurait tendance à surestimer l'opacité dans les étoiles plus froides, ce que nous avons vérifié. [Mandell *et al.* 2004] ont testé séparément trois raies de TiII ($\lambda = 6708.22$ Å, $\log gf = -4.23$ dex), SiI ($\lambda = 6708.23$ Å, $\log gf = -2.89$ dex) et TiI ($\lambda = 6708.25$ Å, $\log gf = -2.202$ dex) lors de la mesure du lithium dans le Soleil, mais sans observer de différences majeures entre les trois raies. Finalement, [Ghezzi *et al.* 2009] ont adopté la raie de SiI ($\lambda = 6708.23$ Å, $\log gf = -2.91$ dex). Dans notre cas, nous testons séparément les trois raies de TiI, TiII et SiI. Tout d'abord, la raie de TiI permet d'ajuster correctement le spectre synthétique au spectre observé, mais surestime l'opacité (8% en terme de flux) dans le cas d'Arcturus (en accord avec [Reddy *et al.* 2002]). Puis, il en est de même pour la raie de TiII, fournissant un ajustement correct pour le Soleil, mais faux pour Arcturus. Finalement, la raie de SiI est en mesure de permettre un ajustement correct du flux du spectre synthétique avec le spectre observé pour les deux étoiles. Nous adoptons donc cette raie de SiI avec $\lambda = 6708.23$ Å, $\chi_e = 6.00$ eV et $\log gf = -2.82$ dex.

Résultat de la calibration

Les spectres synthétiques du Soleil et d'Arcturus après calibration sont montrés dans la FIGURE 2.6. Nous voyons tout d'abord que l'ajustement du spectre synthétique Solaire au spectre observé sur 1.5 Å est très bon avec une dispersion standard de la différence égale à 0.065%. Concernant Arcturus, l'accord est également très bon avec une dispersion standard de la différence égale à 0.237%. Nous notons que les erreurs engendrées par de telles différences vont être négligeables par rapport aux autres sources d'erreurs. Nous voyons également que pour les deux étoiles, les molécules de CN ont une contribution dominante à l'opacité. Les molécules de TiO ne sont pas importantes dans l'atmosphère solaire, alors qu'à plus basse température, elles commencent à contribuer à l'opacité de façon non négligeable dans Arcturus.

Dans cette section, nous avons donc calibré une liste de raies sur le domaine

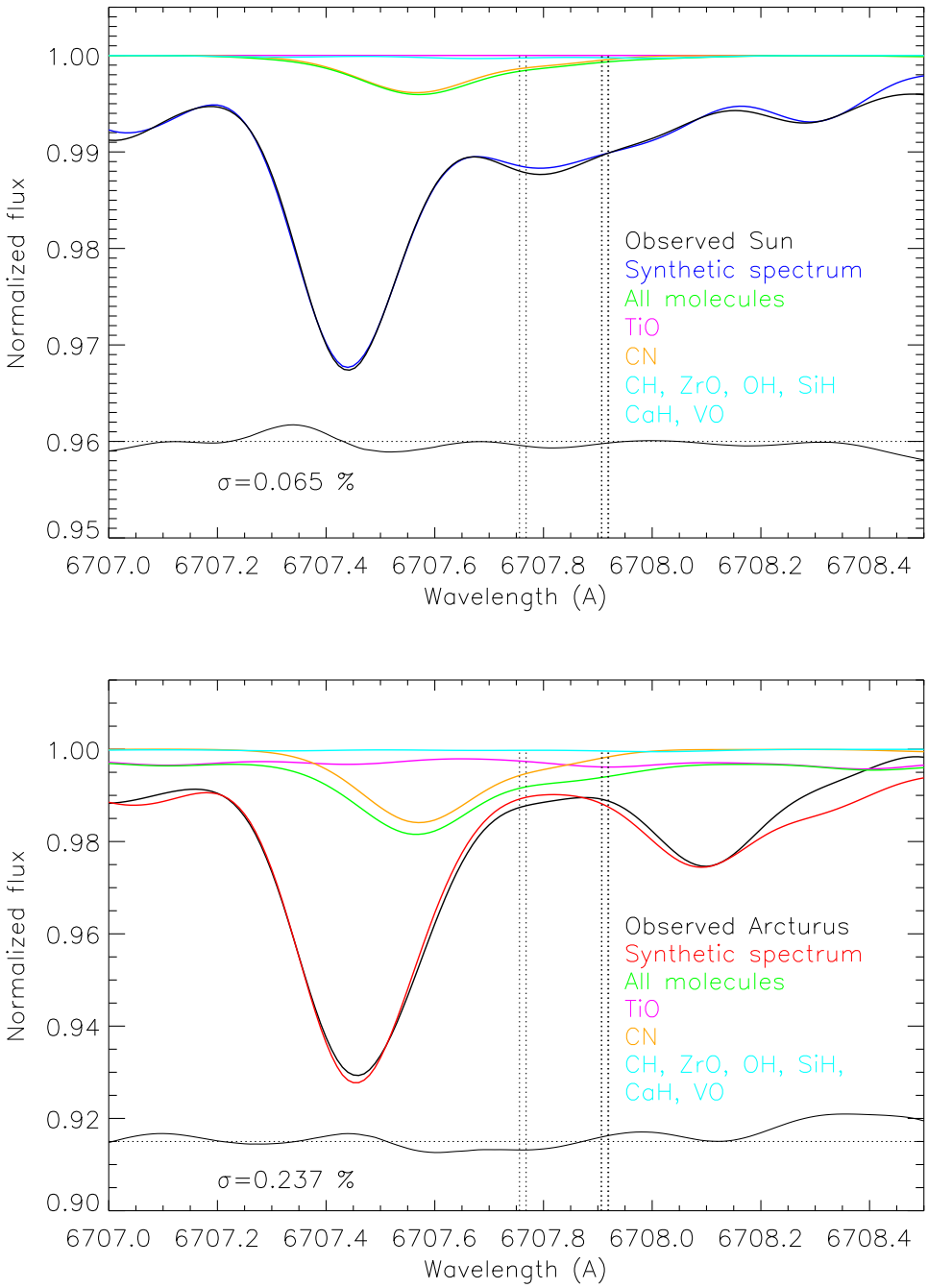

FIGURE 2.6 – Spectre observé du Soleil (en haut, en noir) et d'Arcturus (en bas, en noir) en fonction de la longueur d'onde. Les spectres synthétiques sont montrés en bleu et rouge, respectivement. Les contributions des différentes molécules sont montrées. La différence de flux entre le spectre observé et le spectre synthétique est montré dans la partie basse de chaque panneau ainsi que la dispersion standard de la différence. Les 6 composantes de la structure hyper-fine de la raie de résonance du lithium sont montrés en pointillés noirs.

Element	Wavelength (Å)	χ_e (eV)	$\log(gf)$
FeI	6 707.070	5.273	**-2.480**
FeI	6 707.172	5.538	**-2.600**
FeI	6 707.431	4.608	**-2.175**
SmII	6 707.473	0.933	-1.910
VI	6 707.518	2.743	**-0.800**
CrI	6 707.596	4.208	-2.625
LiI	6 707.756	0.000	-0.428
LiI	6 707.768	0.000	-0.206
LiI	6 707.907	0.000	-1.509
LiI	6 707.908	0.000	-0.807
LiI	6 707.919	0.000	-0.807
LiI	6 707.920	0.000	-0.807
SiI	6 708.023	6.000	**-2.820**
VI	6 708.094	1.218	**-2.810**
CeII	6 708.099	0.701	-2.120
FeI	6 708.282	4.988	**-2.630**
FeI	6 708.347	5.486	-2.506

TABLE 2.2 – Raies principales autour du doublet du lithium. Les raies calibrées ont leur $\log gf$ écrit en gras.

$6\,707.0 \leq \lambda \leq 6\,708.5$ Å. Ce domaine va nous permettre de déterminer des abondances de lithium pour le projet AMBRE (cf Chapitre 3). Il est important de noter que la grille de spectres synthétiques va couvrir le domaine de la liste de raies initiale VALD3 entre 6 700 et 6 715Å.

2.3.3.3 Présentation générale de la grille AMBRE/Li

Nous présentons ici la grille de spectres synthétiques AMBRE/Li pour la mesure automatique du lithium dans les étoiles du projet AMBRE (utilisée dans le Chapitre 3, Sect 3.2). Il s'agit d'une grille à haute résolution $R > 150\,000$ et composée de 358 335 spectres, fournie par le projet AMBRE. Cette grille couvre le domaine de longueurs d'onde de la liste de raies présentée dans la section précédente, *i.e.* $6\,700 \leq \lambda \leq 6\,715$ Å. L'échantillonnage est de 0.004 Å par pixel.

Comme la grille du Gaia-ESO Survey, cette grille est basée sur des modèles d'atmosphère MARCS et générée par le code de transfert radiatif TURBOSPECTRUM dans l'approximation ETL (pour plus de détails, voir [de Laverny *et al.* 2012]). La liste de raies est celle présentée dans la section précédente.

Les abondances solaires sont celles de [Grevesse *et al.* 2007]. Cinq dimensions ont

été considérées : $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [Fe/H], [α/Fe] et $A_{\rm Li}$. Les domaines des paramètres atmosphériques sont identiques à ceux de la grille du Gaia-ESO Survey présentée dans la Sect 2.3.2 (voir éalement FIGURE 2.3). L'abondance en lithium varie quand à elle sur un large domaine, de -1 à +4 dex par pas de +0.2 dex, soit 23 valeurs d'abondances.

Nous présentons dans la FIGURE 2.3 les variations en lithium de notre grille de spectres synthétiques pour deux cas particuliers : une étoile de type Solaire (en haut, $T_{\rm eff} = 5\,750\,{\rm K}$, $\log(g) = 4.5\,{\rm cm\ s^{-2}}$, [M/H] = +0.0 dex et [$\alpha$/Fe] = +0.0 dex) et une étoile géante froide de type Arcturus (en bas, $T_{\rm eff} = 4\,250\,{\rm K}$, $\log(g) = 1.5\,{\rm cm\ s^{-2}}$, [M/H] = −0.5 dex et [$\alpha$/Fe] = +0.2 dex). D'une part, nous voyons clairement l'effet de température sur la raie de résonance du lithium (raie plus forte à plus basse température). D'autre part, nous voyons la saturation des raies de la géante froide pour $A_{\rm Li} > 3.6$ dex.

A notre connaissance, il s'agit de la première grille de spectres synthétiques, générée sur un large domaine de paramètres atmosphériques et d'abondances en lithium. Sa fiabilité a été démontrée dans les mesures automatiques que nous avons réalisées dans le Chapitre 3.

2.4 GAUGUIN : présentation détaillée

Le but de cette section est de décrire comment fonctionne notre procédure automatique de détermination d'abondances, GAUGUIN. Connaissant les paramètres atmosphériques d'une étoile observée ($T^\star_{\rm eff}$, $\log(g)^\star$, [M/H]* et [α/Fe]*), nous voulons mesurer l'abondance A_X d'une raie d'un élement X. Notre approche n'est pas de générer des spectres synthétiques à la volée pour les comparer à l'observation, ou d'interpoler à la volée dans une grille de spectres synthétiques comme nous avons pu le voir dans la section précédente. Partant d'une grille de spectres synthétiques à 5 dimensions ($T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] et A_X, générée en amont), nous interpolons sur les 4 paramètres connus de l'étoile $T^\star_{\rm eff}$, $\log(g)^\star$, [M/H]* et [α/Fe]* afin de créer une grille 1D composée de N spectres synthétiques interpolés, couvrant un large domaine de A_X. Une distance χ^2 est ensuite calculée entre le spectre observé et chacun de ces N spectres interpolés, le minimum de cette distance nous donnant une première solution d'abondance A^0. Un algorithme de Gauss-Newton est ensuite appliqué afin d'optimiser cette solution A^0 et de fournir l'abondance finale $A^\star_X$. Les étapes principales de GAUGUIN sont illustrées de façon schématique dans la FIGURE 2.8.

2.4.1 Méthode d'interpolation dans une grille de spectres synthétiques

Pour mesurer l'abondance chimique d'un élément X dans une étoile donnée, l'originalité de GAUGUIN vient du fait que les spectres synthétiques à comparer au

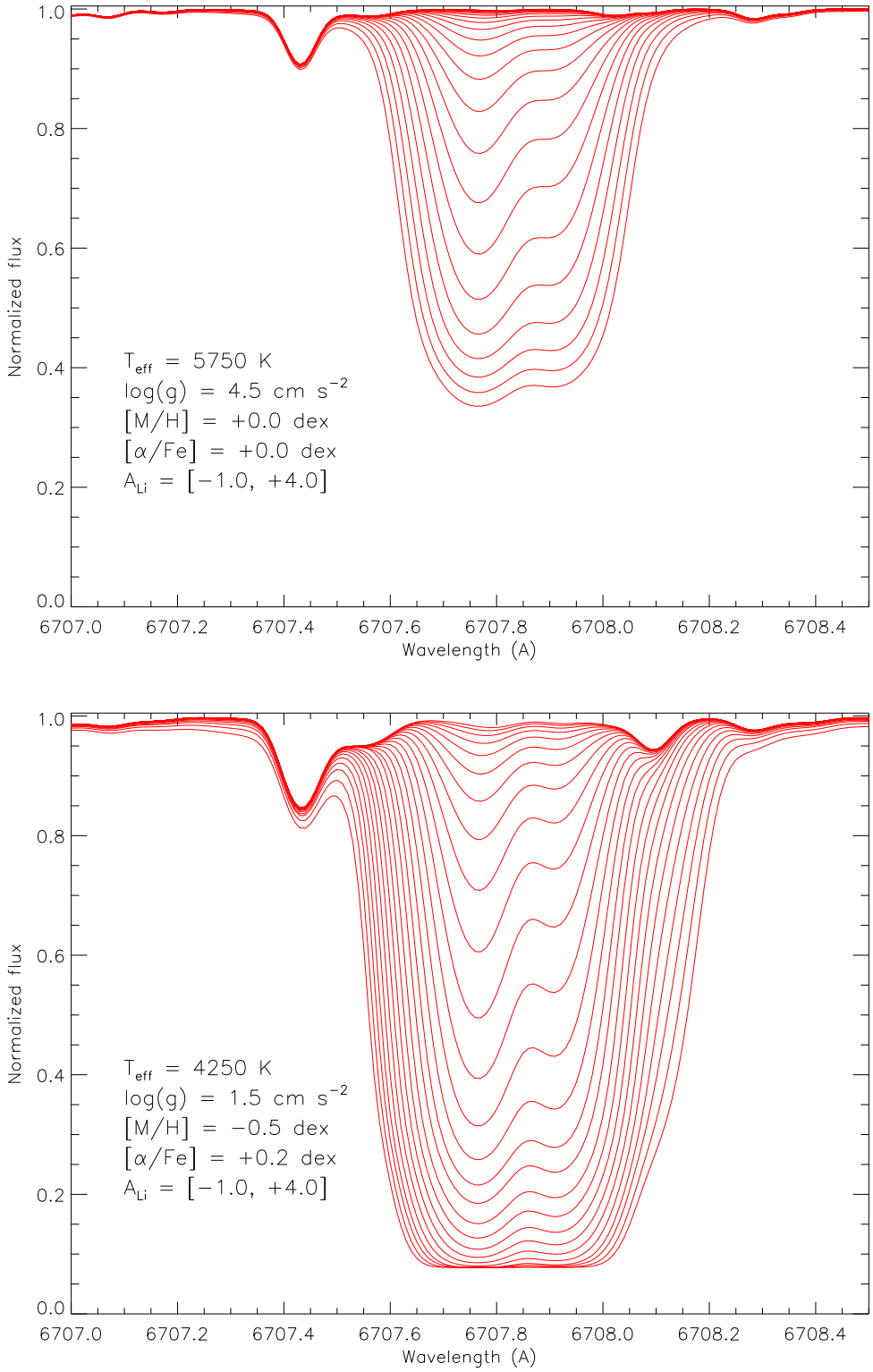

FIGURE 2.7 – Profils de raies issues de notre grille de spectres synthétiques, avec une variation en lithium sur le domaine $[-1, +4]$ dex, pour une étoile de type solaire (en haut) et une géante froide (en bas).

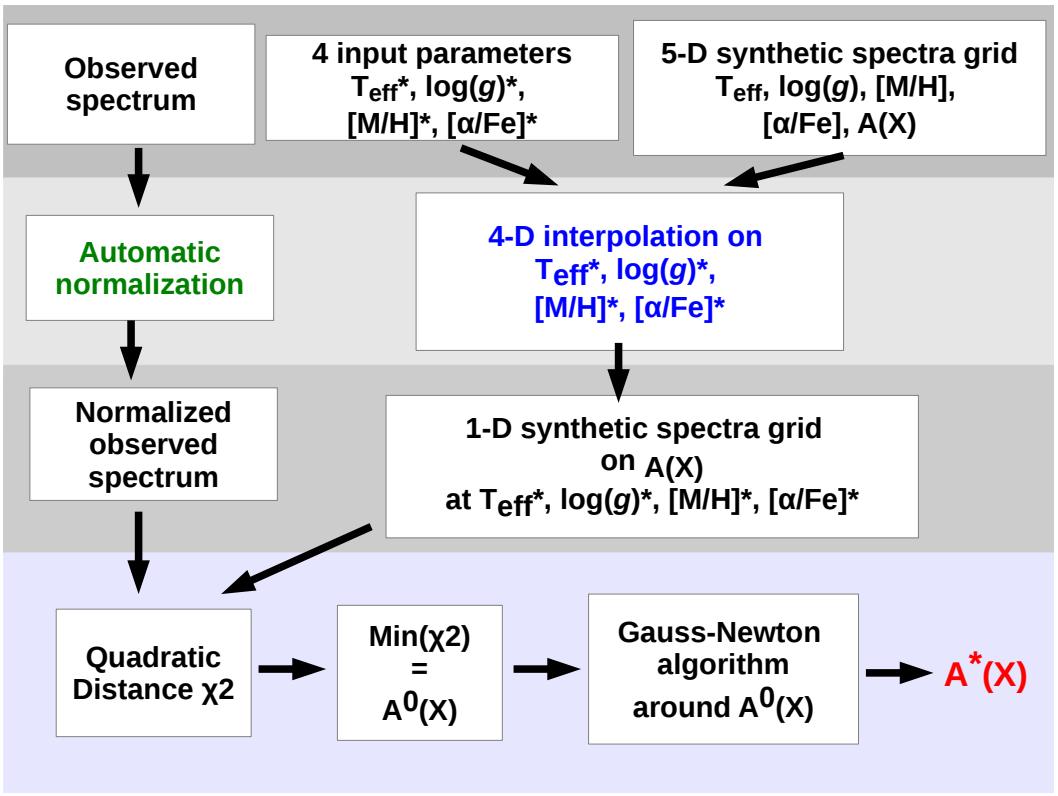

FIGURE 2.8 – Représentation schématique des grandes étapes de notre procédure automatique GAUGUIN.

spectre observé ne sont pas calculés à la volée grâce à un code de transfert radiatif. En effet, un grille 5D de spectres synthétiques est générée en amont, couvrant un large domaine de paramètres atmophériques $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] et d'abondance A_X de l'élément X. En interpolant sur les 4 dimensions $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] de la grille comme illustré en bleu dans la FIGURE 2.8, nous créons une petite grille 1D de spectres synthétiques interpolés aux paramètres atmosphériques de l'étoile $T^{\star}_{\rm eff}$, $\log(g)^{\star}$, [M/H]* et [α/Fe]* et couvrant un large domaine d'abondance chimique.

Sélection d'une méthode d'interpolation

L'enjeu est de réaliser ces interpolations en tenant compte au mieux des possibles effets non linéaires des spectres synthétiques. [Mészáros & Allende Prieto 2013] se sont penchés sur la question de choisir la meilleure interpolation lors de l'usage d'une grille de spectres synthétiques. Les auteurs ont utilisé une grille de modèles d'atmosphère (MA) ATLAS9 [Mészáros *et al.* 2012] couvrant un large domaine de paramètres atmosphériques $4\,500 \leq T_{\rm eff} \leq 6\,250\,{\rm K}$, $1.5 \leq \log(g) \leq 4.5\,{\rm cm\ s^{-2}}$ et $-2.5 \leq$ [M/H] $\leq +0.5\,{\rm dex}$. Ils ont également généré 400 MAs avec des paramètres atmosphériques aléatoires $\theta^r = \{\, T^r_{\rm eff}, \log(g)^r, [\alpha/{\rm Fe}]^r \}$. Ils ont d'abord montré qu'interpoler linéairement dans la grille de MAs reproduit de façon satisfaisante la structure de l'atmosphère du modèle calculé directement (θ^r). Puis, à partir des 400 MAs aléatoires, les auteurs ont calculé 400 spectres synthétiques avec le code de synthèse spectrale ASS∈T [Koesterke 2009] dans le visible ($516.5 - 519.5\,{\rm nm}$) et dans l'infrarouge ($1\,500 - 1\,700\,{\rm nm}$) aux paramètres θ^r. Ils ont réalisé la même opération pour chaque MA de leur grille, créant ainsi une grille de spectres synthétiques. A partir de cette grille, les auteurs ont généré par interpolation 400 spectres synthétiques aux paramètres aléatoires θ^r précédents. Quatre types d'interpolations ont été testées : linéaire, quadratique-Bézier, cubic-spline et cubic-Bézier. Les auteurs ont montré que la méthode d'interpolation permettant de reproduire le plus fidèlement un spectre synthétique généré à l'aide d'un MA est l'interpolation cubic-Bézier, suivie de près par l'interpolation cubic-spline et enfin par quadratique-Bézier.

Dans GAUGUIN, nous avons choisi d'utiliser une méthode d'interpolation basée sur des courbes de Bézier afin de construire les spectres synthétiques aux paramètres de l'étoile analysée. Nous notons que l'étude de [Mészáros & Allende Prieto 2013] se limite à un type de MA et à un seul code de synthèse spectrale. Nous testons donc par la suite la précision de l'interpolation par courbes de Bézier dans le cadre de GAUGUIN, basée sur des MA MARCS et le code de synthèse spectrale TURBOSPETRUM.

Dans le cas de l'interpolation par courbe de Bézier, 4 spectres synthétiques sont nécessaires et permettent une meilleure reproduction d'éventuels effets non-linéaires. Dans le cas d'une interpolation à quatre dimensions ($T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [Fe/H] et [α/Fe]), $4^4 = 256$ spectres synthétiques sont alors agencés. Nous avons pris comme base

un algorithme écrit en *Fortran* (A. Bijaoui, Communication Privée) et nous l'avons intégralement re-codé en C++. Une description plus complète du formalisme est présentée dans l'Annexe A. L'interpolation par courbes de Bézier peut aussi être appelée interpolation de "Catmull-Rom" [Catmull & Rom 1974], terme que nous utiliserons pour désigner notre méthode d'interpolation.

Pour une combinaison de paramètres atmosphériques et d'abondance donnés, si les 256 spectres synthétiques ne sont pas tous trouvés, une simple interpolation linéaire combinant 2^4 spectres synthétiques peut être réalisée. Ce type de cas est fréquent, notamment lorsque les paramètres atmosphériques de l'étoile sont proches d'un bord de grille, ou sur le domaine $-1.0 \leq$ [M/H] $\leq +0.0$ où le rapport [α/Fe] varie linéairement avec la métallicité.

Cas idéal d'une grille en T_{eff}, log(g), [M/H], [α/Fe] et $\mathrm{A_X}$

Dans le cadre de mesures d'abondances du lithium avec la grille 5D AMBRE/Li présentée dans la Sect 2.3.3.3, l'opération d'interpolation sur $T^{\star}_{\mathrm{eff}}$, log(g)*, [M/H]* et [α/Fe]* est à réaliser pour chaque valeur de $\mathrm{A_{Li}}$, soit 23 fois autour d'un doublet du lithium, sur 1.5 Å (31 pixels) afin de construire le jeu de spectres synthétiques nécessaire à la comparaison avec le spectre observé. Dans ce cas là, la construction d'un jeu de spectres interpolés ne prend que 1 s avec une interpolation de Catmull-Rom, et 10 fois moins avec l'interpolation linéaire. Nous pouvons donc conclure que ces deux méthodes d'interpolation sont parfaitement adaptées à l'analyse massive d'abondances chimiques.

Cas d'une grille en T_{eff}, log(g), [M/H], [α/Fe]

Si nous considérons une grille telle que celle de GES présentée dans la Sect 2.3, nous n'avons pas de dimension spécifique à $\mathrm{A_X}$. Cependant, les paramètres [M/H] et [α/Fe] sont des indicateurs précis des abondances d'éléments du pic du fer et d'éléments α dans la photosphère de l'étoile. D'une part, pour mesurer par exemple des abondances de Cr, nous avons fait l'hypothèse que les abondances de Cr suivent la même tendance que la métallicité. D'autre part, pour mesurer par exemple des abondances de Mg, nous avons fait l'hypothèse que le Mg suit la même tendance que le rapport [α/Fe].Nous avons donc deux cas possibles :

- **Mesure d'élements α** : l'interpolation s'effectue sur les dimensions T_{eff}, log(g), [Fe/H] et [α/Fe], de manière à créer une grille 1D de spectres synthétiques à $T^{\star}_{\mathrm{eff}}$, log(g)*, [M/H]* et pour plusieurs valeurs de [α/Fe] comprises entre les valeurs minimales et maximales de [α/Fe] de la grille 4D. En pratique, la grille 1D est composée de 17 spectres synthétiques, couvrant un domaine de 0.8 dex, par pas de +0.05 dex.
- **Mesure d'élements du pic du fer** : l'interpolation s'effectue sur les dimensions T_{eff}, log(g), [Fe/H] et [α/Fe], de manière à créer une grille 1D de spectres

synthétiques à $T^{\star}_{\rm eff}$, $\log(g)^{\star}$, $[\alpha/{\rm Fe}]^{\star}$ et pour plusieurs de [M/H]. En pratique, la grille 1D est composée de 17 spectres synthétiques, et couvre un domaine à ± 0.4 dex de $[{\rm M/H}]^{\star}$, par pas de $+0.05$ dex.

Pour les étoiles avec des paramètres atmosphériques proches des bords de la grille de spectres synthétiques, l'interpolation Cubic-Bézier n'est pas possible. En effet, dans chaque dimension $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H] et $[\alpha/{\rm Fe}]$, les quatre spectres synthétiques entourant les paramètres atmosphériques de l'étoile ne sont pas toujours disponibles. Dans ces cas là, nous procédons à une interpolation linéaire, ne demandant que les 2 plus proches voisins dans la dimension d'un paramètre. Cependant, pour un certain nombre de cas, il serait possible de réaliser une interpolation Quadratique-Bézier, ne nécessitant que les 3 plus proches voisins pour un paramètre atmosphérique donné. Cette interpolation serait bien plus précise qu'une simple interpolation linéaire, comme souligné par [Mészáros & Allende Prieto 2013]. Il s'agit là d'une amélioration que nous mettrons prochainement en oeuvre dans GAUGUIN.

Précision de l'interpolation de Catmull-Rom

Nous avons testé la précision avec laquelle un point de grille de spectres synthétiques peut être retrouvé grâce à une interpolation de Catmull-Rom. Pour ce faire, nous avons choisi des points de la grille GES présentée dans la Sect 2.3.2 pour lesquels nous sommes sûrs de trouver les 256 spectres nécessaires à l'interpolation. Les gravités de surface et métallicités considérées sont $2.5 \leq \log(g) \leq 4.0\,{\rm cm\ s^{-2}}$ et $+0.25 \leq [{\rm M/H}] \leq +0.5$ dex, respectivement. La résolution adoptée et le domaine en longueur d'onde sont ceux du setup HR10 de Giraffe ($R \sim 19\,800$ et $5\,345 < \lambda < 5\,600$ Å) en accord avec l'analyse massive d'abondances pour GES (voir Chapitre 3, Sect 3.1). Nous avons mesuré l'écart maximal de la différence ΔF entre le flux du spectre d'un point de la grille GES et celui interpolé. Puis nous avons réalisé le même travail à titre comparatif avec une simple interpolation linéaire.

Les résultats sont montrés dans la FIGURE 2.9. Les valeurs de MAX(ΔF) sont présentées pour 208 points de grille interpolés par la méthode de Catmull-Rom et 646 points interpolés en linéaire. Nous constatons que le pic de la distribution dans le cadre de l'interpolation de Catmull-Rom est situé autour de 0.004 % par pixel, avec quelques valeurs autour de 0.010 % par pixel. Ces valeurs plus élevées correspondent aux étoiles les plus froides ($T_{\rm eff} \leq 4750$ K). Concernant l'interpolation linéaire, nous voyons que les valeurs maximales MAX(ΔF) sont un peu plus élevées, notamment la queue de distribution atteint les 0.03 % par pixel. Nous avons également regardé le comportement de la moyenne de la différence, et celle-ci est environ 10 fois inférieure aux valeurs précédentes. De plus, ces mêmes tests on été réalisés sur le domaine HR21 de la grille et les mêmes tendances que pour HR10 sont observées. Nous pouvons conclure que les points de grille sont parfaitement retrouvés et l'erreur que ces légères différences pourront engendrer sur nos mesures d'abondances

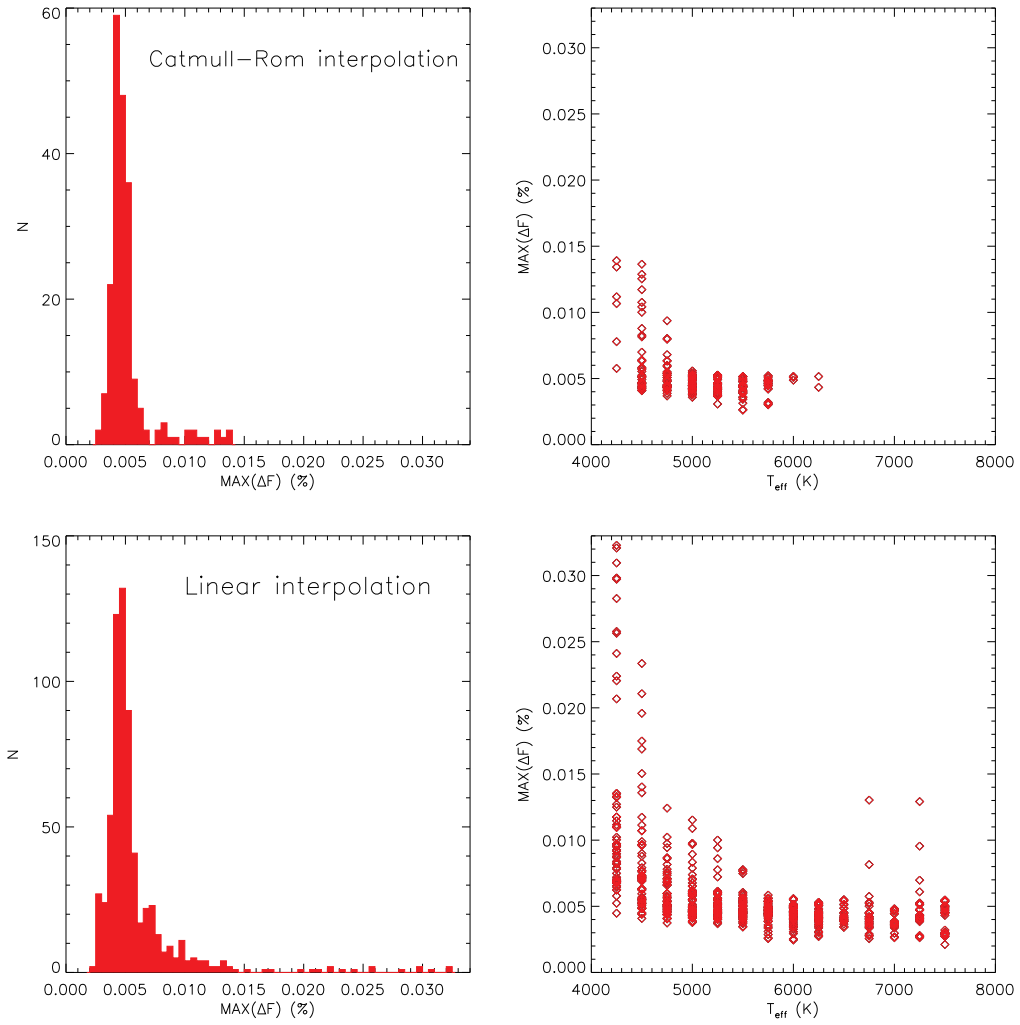

FIGURE 2.9 – L'histogramme des valeurs de MAX(ΔF) (en % par pixel) et leur comportement avec la $T_{\rm eff}$ sont montrés dans le cas de l'interpolation de Catmull-Rom (en haut) et pour l'interpolation linéaire (en bas).

sera largement négligeable devant les autres sources d'erreurs telles que celles sur les paramètres fondamentaux. La méthode d'interpolation présentée ici est donc fiable.

A ce stade de la procédure, les spectres synthétiques interpolés sont prêts. Par la suite, plus aucune interpolation de la grille ne sera nécessaire. Les étapes suivantes sont de préparer les spectres synthétiques interpolés et le spectre observé pour une application de l'algorithme de Gauss-Newton.

2.4.2 Préparation des observations et des spectres synthétiques

Afin de procéder au calcul de distance entre la petite grille de spectres synthétiques interpolés et le spectre observé autour d'une raie spectrale donnée, plusieurs étapes sont nécessaires.

- **Convolution de la grille 1D :** une étape préliminaire consiste à convoluer la grille 1D de spectres synthétiques à la résolution de l'instrument ayant servi à collecter le spectre observé. Pour imiter la "Point Spread Function" (PSF) de l'intrument (ou réponse impulsionnelle) que nous considèrerons gaussienne, nous convoluons les spectres par une gaussienne avec la fonction GAUSSFOLD de IDL. La largeur à mi hauteur de la gaussienne FWHM_λ dépend de la résolution initiale R_{initial} du spectre, de la résolution finale souhaitée R_{finale} et de la longueur d'onde centrale λ_0 suivant l'équation :

$$\mathrm{FWHM}_\lambda = \sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{R_{\mathrm{finale}}}\right)^2 - \left(\frac{\lambda_0}{R_{\mathrm{initiale}}}\right)^2}. \tag{2.4}$$

- **Suppression des rayons cosmiques :** le spectre observé doit étre corrigé de possibles rayons cosmiques. En effet, ces particules à haute énergie sont captées par le capteur CCD [4] du télescope de manière aléatoire et sont facilement visibles. Cependant, leur emplacement en longueur d'onde est aléatoire. En pratique, considérant un spectre observé à un SNR donné, nous le découpons en intervalles de 10 Å et pour chaque intervalle, nous calculons une moyenne μ_{clip} par méthode de $\sigma-$clipping. L'inverse du SNR nous donne la variation locale du flux. Pour chaque intervalle, les pixels ayant une valeur de flux supérieure à 1.5 l'inverse du SNR sont remplacées par la valeur de μ_{clip}.
- **Correction de la vitesse radiale :** Le spectre observé est ensuite corrigé de la vitesse radiale V_{rad}de l'étoile sur la ligne de visée. Dans le cadre de notre méthode, V_{rad} nous est fournie (par GES ou AMBRE). Le vecteur de longueurs d'onde observé Λ_{obs} est mis dans le référentiel du laboratoire suivant la relation $\Lambda_{\mathrm{lab}} = \Lambda_{\mathrm{obs}}/(1 + V_{\mathrm{rad}}/c)$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide.
- **Normalisation automatique du spectre observé :** le continu du spectre observé est ajusté automatiquement à l'aide d'un spectre synthétique autour de la raie dont nous voulons en mesurer l'abondance (voir Annexe B pour une description détaillée de la procédure).

4. Charge-Coupled Device.

- **Ré-échantillonnage :** le spectre observé et la grille 1D de spectres synthétiques font l'objet d'un ré-échantillonnage. En effet, le théorème de Shannon nous dit que le spectre doit avoir au moins 2 pixels (de taille $\Delta\lambda$) par PSF. En respectant ce théorème, nous pouvons réduire le nombre de pixels, tout en conservant toute l'information fournie par le spectre. Nous pouvons définir un nouvel échantillonnage, composé de moins de pixels, et donc moins gourmand en temps de calcul. Le ré-échantillonnage va dépendre du spectrographe utilisé et de sa résolution. Dans le cadre de GES, nous avons adopté $\Delta\lambda = 0.12$ Å pour HR10 et $\Delta\lambda = 0.12$ Å pour HR21, alors que pour AMBRE, nous avons choisi $\Delta\lambda = 0.05$ Å.
- **Sélection d'un intervalle de λ autour de la raie d'intérêt :** Un intervalle de longueurs d'onde est sélectionné sur le spectre observé et la grille 1D de spectres synthétiques, centré sur la raie spectrale dont nous voulons en mesurer l'abondance. La taille de cette fenêtre dépend de la largeur de la raie. Pour AMBRE, nous avons adopté une fenêtre de longueurs d'onde de 1.5 , alors que pour l'analyse GES, la taille peut aller jusqu'à 10 Å pour les raies larges du triplet du CaII en HR21.

A ce stade là, le spectre observé, noté O et la grille 1D de spectres synthétiques notés $S([X/\mathrm{Fe}])$ sont prêts pour que GAUGUIN puisse procéder à la mesure d'abondance proprement dite.

Un exemple typique de spectre observé et de grille 1D de spectres synthétiques est présenté dans la FIGURE 2.10. Il s'agit de l'Atlas Solaire [Hinkle *et al.* 2003] et d'un grille 1D interpolée aux paramètres atmosphériques Solaire avec GAUGUIN dans cette section. Ceux-ci couvrent le domaine d'abondance $-0.4 \leq [\mathrm{Mg/Fe}] \leq +0.4$ dex avec un pas de 0.05 dex. Il s'agit de la raie du MgI à 5 528.405 Å, à la résolution de HR10 (application GES). Nous montrons également une grille 1D interpolée aux paramètres atmosphériques de HD140288 ($T_{\mathrm{eff}} = 5\,610$ K, $\log(g) = 3.67$ cm s^{-2}, $[\mathrm{M/H}] = -2.36$ dex, [Jofré *et al.* 2014a]) avec son spectre observé provenant de [Blanco-Cuaresma *et al.* 2014b] dans le cadre de notre application de GAUGUIN au projet AMBRE, à $R = 40\,000$.

Nous allons voir dans la section suivante comment la mesure d'abondance chimique de la raie spectrale est effectuée à partir du spectre observé et de ce type de grille 1D.

2.4.3 L'algorithme de Gauss-Newton

Afin de mesurer nos abondances chimiques, nous avons choisi d'utiliser un algorithme de Gauss-Newton développé par [Bijaoui *et al.* 2012]. Il s'agit d'un algorithme d'optimisation développé et testé dans le cadre de la paramétrisation des spectres du Gaia-RVS. En effet, l'algorithme est utilisé pour dériver les paramètres atmosphériques de la façon suivante : (1) Une solution initiale est trouvée par l'arbre

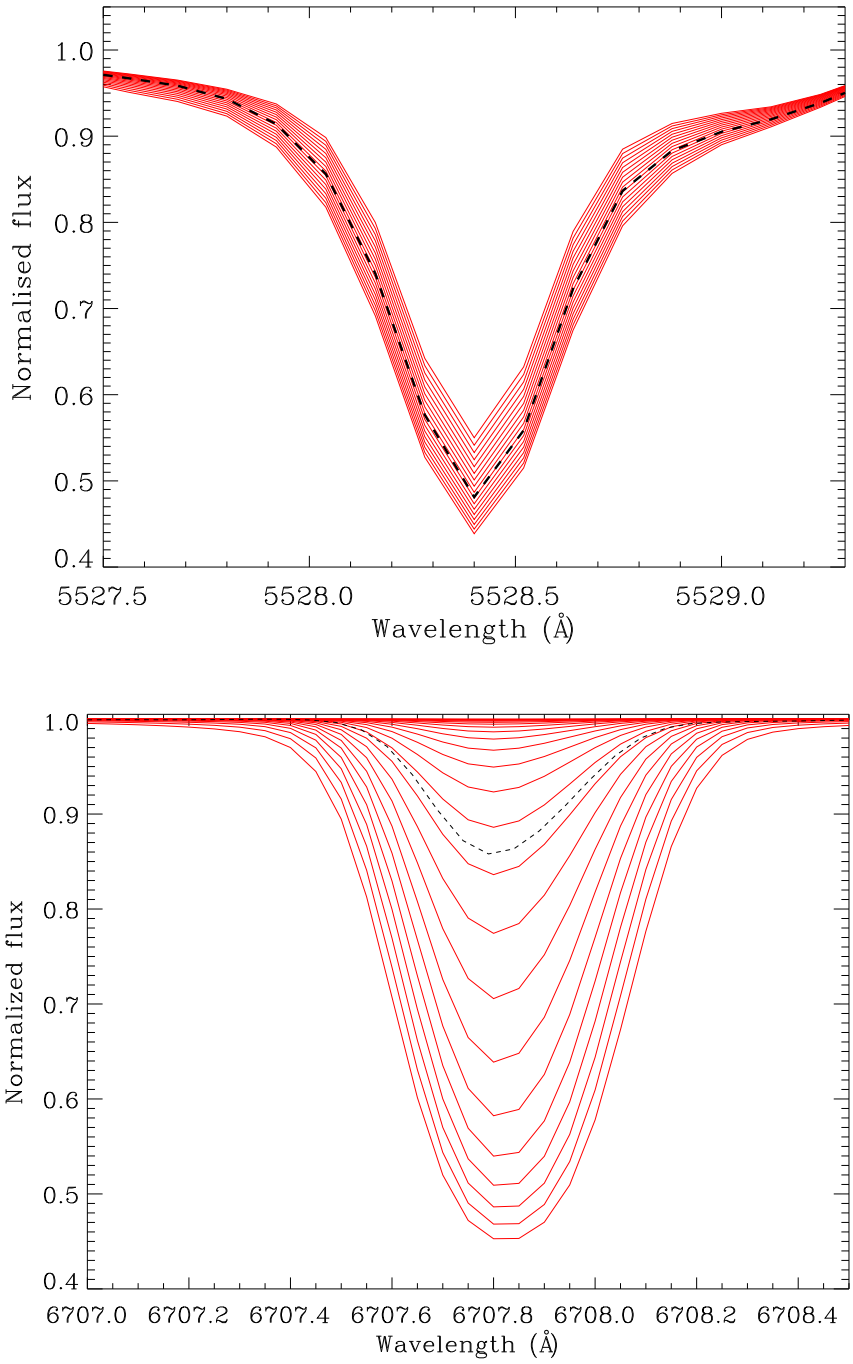

FIGURE 2.10 – En haut : spectre Solaire normalisé (courbe noire en tireté) et grille 1D de spectres synthétiques interpolés aux paramètres atmosphériques Solaire en rouge, centrés sur la raie du MgI à 5 528.405 Å, pour le domaine $-0.4 \leq$ [Mg/Fe] $\leq +0.4$ dex. En bas : même légende, mais pour HD140288 ($T_{\rm eff} = 5\,610$ K, $\log(g) = 3.67$ cm s^{-2}, [M/H] $= -2.36$ dex), autour du doublet du lithium 6 708 Å, pour $A_{\rm Li} = [-1.0, +4.0]$ dex.

de décision DEGAS [Bijaoui *et al.* 2010] ou MATISSE [Recio-Blanco *et al.* 2015] et (2) l'algorithme de Gauss-Newton a pour but d'affiner cette solution par linéarisation autour de cette solution. Dans notre application de mesure d'abondances chimiques, nous nous proposons d'utiliser cet algorithme de Gauss-Newton.

Pour ce faire, il faut tout d'abord apporter une solution initiale d'abondance A^0 [5] à l'algorithme de Gauss-Newton afin que celui-ci puisse l'optimiser. Vu le faible nombre de pixels et spectres considérés, nous avons choisi de calculer cette solution par calcul de minimum d'une distance quadratique (χ^2). Sur un domaine en longueurs d'onde composé de N pixels, la distance quadratique entre le spectre observé O et chaque spectre synthétique S est donnée par $\chi^2(\mathrm{A_X}) = \sum_{i=1}^{N}[O(i) - S(i, \mathrm{A_X})]^2$. L'abondance $\mathrm{A_X}$ du spectre synthétique pour laquelle la distance est minimale est choisie comme première solution A^0 pour l'algorithme de Gauss-Newton.

Considérons l'exemple de l'Atlas Solaire et de ses 17 spectres synthétiques avec [Mg/Fe] variable, présentés dans la section précédente (voir aussi FIGURE 2.10). La FIGURE 2.11 (en haut) présente la courbe de χ^2 entre chacun des 17 spectres synthétiques et le spectre observé. Nous voyons clairement que la première solution d'abondance apportée à l'algorithme de Gauss-Newton sera $[\mathrm{Mg/Fe}]^0 = +0.05\,\mathrm{dex}$. La FIGURE 2.11 présente également l'exemple de HD140288 dans le cadre de l'analyse AMBRE. La première solution apportée à GAUGUIN est $\mathrm{A}^0_{\mathrm{Li}} = +2.2\,\mathrm{dex}$.

Autour de cette première solution, l'algorithme de Gauss-Newton [Bjorck 1996], est appliqué. Il s'agit d'un algorithme d'optimisation apportant une correction par linéarisation autour d'une première solution, dans notre cas A^0. La correction apportée par l'algorithme de Gauss-Newton à la première itération est donnée par :

$$\delta_{\mathrm{A_X}} = (\mathbf{J}^T\mathbf{J})^{-1}\mathbf{J}^T[O - S(\mathrm{A}^0))], \tag{2.5}$$

où $\mathbf{J}$ est la matrice Jacobienne $[\partial S(\mathrm{A}^0)/\partial \mathrm{A_X}]$. Pour un nombre de pixel N, l'expression de la correction devient :

$$\delta_{\mathrm{A_X}} = \frac{\sum_{i=0}^{N} \frac{\partial S(\mathrm{A}^0, i)}{\partial \mathrm{A_X}}[O(i) - S(\mathrm{A}^0, i)]}{\sum_{i=0}^{N} \left[\frac{\partial S(\mathrm{A}^0, i)}{\partial \mathrm{A_X}}\right]^2}. \tag{2.6}$$

Pour les itérations suivantes, le spectre $S(\mathrm{A}')$ et la dérivée du flux $\frac{\partial S(\mathrm{A}', i)}{\partial \mathrm{A_X}}$ sont interpolés via la méthode de Catmull-Rom à la nouvelle solution A', présentée dans la Sect. 2.4.1. Cela présente l'avantage de mieux reproduire les aspects non-linéraires du profil de la raie avec $\mathrm{A_X}$ et ainsi de réduire considérablement les biais. Nous avons fixé la distance de recherche autour de A^0 à un pas d'abondance correspondant au pas de la grille 1D $\Delta\mathrm{A_X}$ entre chaque spectre synthétique. Dans la pratique, si le minimum de distance décrit plus haut renvoie à un bord de grille, l'algorithme est

5. $\mathrm{A_X} = \log \varepsilon(\mathrm{X})$; les deux notations sont en échelle logarithmique du nombre d'atomes de l'élements X où $\log \varepsilon(\mathrm{H}) = \mathrm{A_H} = 12$.

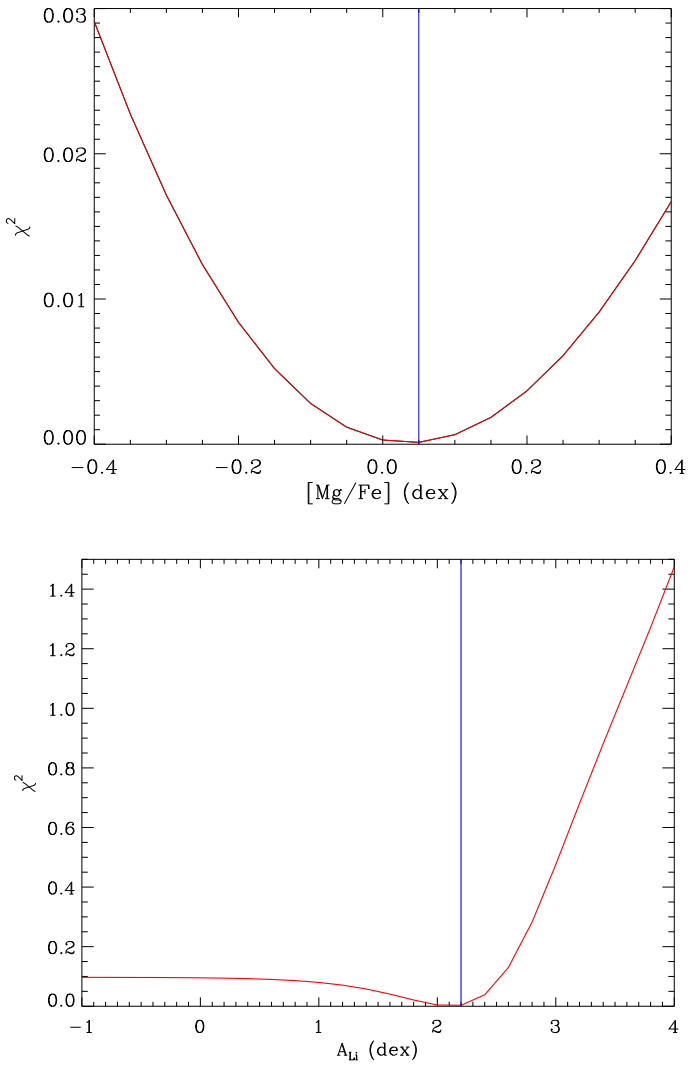

FIGURE 2.11 – En haut : distance quadratique χ^2 en fonction de l'abondance en [Mg/Fe] pour le Soleil dans le cadre de l'analyse GES. Le pas en [Mg/Fe] est de +0.05 dex. Le trait bleu vertical illustre l'abondance $[Mg/Fe]^0$ du spectre synthétique présentant la plus petite valeur de χ^2, *i.e.* la solution initiale apportée à Gauss-Newton. En bas : même légende, mais pour l'étoile HD140288 et l'abondance en lithium dans le cadre de notre analyse AMBRE. Le pas en A_{Li} est de +0.20 dex

donc capable d'extrapoler d'un pas de grille et ainsi de couvrir un domaine d'abondances plus grand. Il est possible que la solution A_X soit à plus de 1 ΔA_X de la solution initialeA^0 (sur les bords de la grille 1D principalement). Ce cas particulier est vérifié et validé dans la Sect 2.4.5.

L'algorithme de Gauss-Newton est stoppé si les variations entre deux itérations sont inférieures à $\Delta A_X/100$. Lors de l'analyse GES, le pas de grille est fixé à 0.05 dex alors que pour l'analyse du lithium avec AMBRE, $\Delta A_X = 0.20$ dex.

L'algorithme de Gauss-Newton a été intégralement codé en C++. Ne calculer que des dérivées d'ordre = 1 augmente la rapidité de l'algorithme. En terme de temps de calcul, déterminer une abondance avec cet algorithme de Gauss-Newton prend de l'ordre de 1/100 de seconde sur un CPU.

2.4.4 Propagation des incertitudes des paramètres atmosphériques

Dans GAUGUIN, comme dans toute détermination d'abondance, les paramètres atmosphériques $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H] jouent un rôle important. En effet, les interpolations sont réalisées principalement sur ces 3 paramètres, et l'erreur sur la mesure d'abondance va principalement dépendre de la qualité de ceux-ci. Nous considérons ici une étoile définie par ses paramètres atmosphériques $\theta = \left\{ T^\star_{\rm eff}, \log(g)^\star, [{\rm Fe/H}]^\star \right\}$ et leurs erreurs $e = \left\{ e_{T_{\rm eff}}, e_{\log(g)}, e_{[{\rm M/H}]} \right\}$. En pratique, afin d'estimer les erreurs sur nos déterminations d'abondances causées par les incertitudes sur les paramètres atmosphériques, nous procédons à 6 mesures d'abondances en considérant les jeux de paramètres suivants : $\theta_1 = \left\{ T^\star_{\rm eff} \pm e_{T_{\rm eff}}, \log(g)^\star, [{\rm Fe/H}]^\star \right\}$, $\theta_2 = \left\{ T^\star_{\rm eff}, \log(g)^\star \pm e_{\log(g)}, [{\rm Fe/H}]^\star \right\}$, et $\theta_3 = \left\{ T^\star_{\rm eff}, \log(g)^\star, [{\rm Fe/H}]^\star \pm e_{[{\rm M/H}]} \right\}$. L'erreur globale est obtenue en sommant quadratiquement ces 6 contributions de la manière suivante :

$$e_{\rm A_X} = \sqrt{\sum_{j=1}^{3} [{\rm A_X}(\theta) - {\rm A_X}(\theta_j \pm e_j)]^2}, \tag{2.7}$$

De plus, lorsque nous souhaitons déterminer l'abondance A_X d'un élément X à partir de plusieurs raies spectrales individuelles, une source d'erreur statistique σ_{stat} entre en jeu, représentant la dispersion des abondances raie par raie. Cette dispersion peut provenir du placement du continuum variant légèrement sur le domaine de longueurs d'onde, ou encore des erreurs sur les paramètres atomiques tel que la force d'oscillateur. Cette source d'erreur σ_{stat} est sommée quadratiquement avec $e_{\rm A_X}$ provenant des erreurs sur les paramètres atmosphériques.

Les autres sources d'erreurs possibles telles que celles induites par le bruit, une mauvaise estimation de la vitesse radiale ou de la micro-turbulence, ou la non prise en compte de la rotation sont discutées dans la Sect 2.5.

2.4.5 Définition des limites de détection des mesures d'abondances

Pour une étoile ayant une abondance de raie $A_X^\star$, les spectres synthétiques sont interpolés sur un domaine d'abondance $a \leq A_X \leq b$ avec un pas ΔX, créant ainsi une grille 1D. Le fait de travailler avec une grille va impliquer la présence de limites de détections, dues au bruit ou aux bords de cette grille. Trois cas de figure peuvent se présenter alors :

- **Limite supérieure due au bruit :** Il est possible que le bruit du spectre observé soit trop élevé pour pouvoir mesurer de façon fiable une abondance chimique lorsque la raie est faible. Nous pouvons utiliser l'information fournie par le SNR afin d'établir des limites de détection. Connaissant le SNR de l'étoile, nous pouvons le convertir en fluctuation typique de flux détectable : $\mathrm{fluct_{snr}} = 1/\mathrm{SNR}$. En comparant $\mathrm{fluct_{snr}}$ à la valeur du flux du coeur de la raie pour chaque spectre synthétique de la grilles 1D, nous déterminons l'abondance minimale A_X^{min} mesurable dans la grille pour un SNR donné. Si $A_X^\star \leq A_X^{min}$, alors nous considèrons la valeur limite A_X^{min} comme pertinente devant la valeur mesurée $A_X^\star$. Nous adoptons alors $A_X^\star < A_X^{min}$ comme solution.
- **Limite supérieure au bord de la grille 1D :** Un cas plus trivial se présente quand la fonction distance χ^2 est monotone croissante avec A_X. La recherche du minimum de χ^2 va nous donner le bord a de la grille. L'algorithme de Gauss-Newton, par descente de gradient donne donc comme solution a, extrapolée d'un pas de grille ΔX, *i.e.* $a-\Delta X$. Nous adoptons dans ce cas là $A_X^\star < (a-\Delta X)$.
- **Limite inférieure** : dans le cas d'éléments très abondants et donc de raies très fortes, il est possible que la fonction distance soit monotone croissante avec A_X. L'algorithme de Gauss-Newton va donc fournir comme solution le bord supérieur de la grille b de spectres synthétiques extrapolée d'un pas de grille ΔX, *i.e.* $\Delta X+b$. L'abondance de l'étoile sera donc plus forte que $b+\Delta X$, et nous adoptons $A_X^\star > (b + \Delta X)$.

2.5 Sensibilité de GAUGUIN

Aprés avoir développé le principe de la méthode GAUGUIN dans la section précédente, nous nous intéressons à la sensibilité de cet algorithme par rapport au SNR, à la vitesse radiale, à la micro-turbulence et à la vitesse de rotation. Nous discutons également de l'impact de ces paramètres sur l'erreur de l'abondance mesurée.

Ces tests se placent dans le contexte de deux études réalisées aux cours de cette thèse : la caractérisation chimique d'étoiles du Gaia-ESO Survey, dont les catalogues sont présentés dans le Chapitre 3, Sect 3.1, et l'analyse d'abondances de lithium pour le projet AMBRE, dont le catalogue est présenté dans la Sect 3.2 du Chapitre 3. Ces deux études ont été menées avec GAUGUIN présenté précédemment.

- L'analyse des étoiles GES a été réalisée sur des cibles du spectrographe à moyenne résolution GIRAFFE, sur deux domaines de longueurs d'onde : HR10

dans le domaine visible ($R \sim 19\,800$ et $5\,345 < \lambda < 5\,600$ Å) et HR21 dans l'infra-rouge, centré sur le triplet du calcium ($R \sim 16\,600$ et $8\,492 < \lambda < 8\,860$ Å), correspondant au domaine du spectrographe RVS embarqué sur Gaia. Cette analyse se place dans le cadre du WG10 de GES, dont le but est de fournir les paramètres et abondances recommandés pour GES.

- L'analyse automatique du lithium dans les étoiles du projet AMBRE a été réalisée sur des cibles issues des archives spectrales de l'ESO pour 3 spectrographes à haute résolution : FEROS ($R \sim 48\,000$), UVES ($R \sim 43\,000$) et HARPS ($R \sim 110\,000$). Nous avons centré notre étude sur le doublet du lithium à 6 708 Å. Afin de réaliser une analyse homogène entre les 3 spectrographes, la résolution a été fixée à $R = 40\,000$.

Nous avons centré nos tests de sensibilité interne sur une étoiles de type solaire, le Soleil, et une géante froide, Arcturus, car les échantillons AMBRE et GES sont composés majoritairement d'étoiles naines (80% pour GES et 60% pour AMBRE).

Afin de tester la sensibilité interne de notre algorithme, nous avons interpolé un spectre synthétique pour chacune des 2 étoiles, faisant office de spectre observé, afin d'être consistant avec nos grilles de spectres synthétiques (présentées dans l'Annexe 2.3). Pour le Soleil, les paramètres atmosphériques adoptés sont les suivants : $T_{\rm eff} = 5\,777$ K, $\log(g) = 4.44$ cm s^{-2}, [M/H] = +0.00 dex et [α/Fe] = +0.00 dex. Pour Arcturus, nous avons adopté les paramètres atmosphériques de [Ramírez & Allende Prieto 2011], *i.e.* $T_{\rm eff} = 4\,286$ K, $\log(g) = 1.66$ cm s^{-2}, [M/H] = -0.52 dex et un enrichissement en éléments α moyen [α/Fe] = +0.31 dex. Les spectres synthétiques interpolés constituant la petite grille ont été générés comme précédemment (cf Sect 2.4.1).

2.5.1 Sensibilité au bruit

Lorsqu'un spectre est bruité, il est possible que cela affecte la détermination d'abondance. En effet, le bruit peut contaminer une raie spectrale de façon aléatoire, ou poser problème lors de l'étape de normalisation. Pour cela, il convient de tester notre algorithme sur un large domaine de SNR pour ainsi comprendre les limites d'applications de GAUGUIN. En pratique, nous avons pris des spectres synthétiques du Soleil et Arcturus, bruités à différents SNR$\in [5; 100]$ par pas de 5 et réalisé 500 tirages de Monte-Carlo par SNR, afin d'être statistiquement robuste. Nous avons donc réalisé 40 000 mesures d'abondances. Le fait d'explorer ces deux étoiles pour des résolutions et raies spectrales différentes nous apporte une meilleure compréhension sur la sensibilité de notre méthode au SNR. Nous développons ici deux exemples : (1) sensibilité au SNR de l'algortihme de Gauss-Newton aux résolutions de HR10 et HR21 pour deux raies de MgI dans le contexte de l'analyse d'abondances pour le Gaia-ESO Survey (voir Chapitre 3, Sect 3.1) ; (2) sensibilité au bruit de l'algorithme de GAUGUIN à $R = 40\,000$ pour le doublet du lithium à 6 708 Å, dans le contexte de l'analyse d'abondances de lithium dans le projet AMBRE (voir Chapitre 3, Sect 3.2).

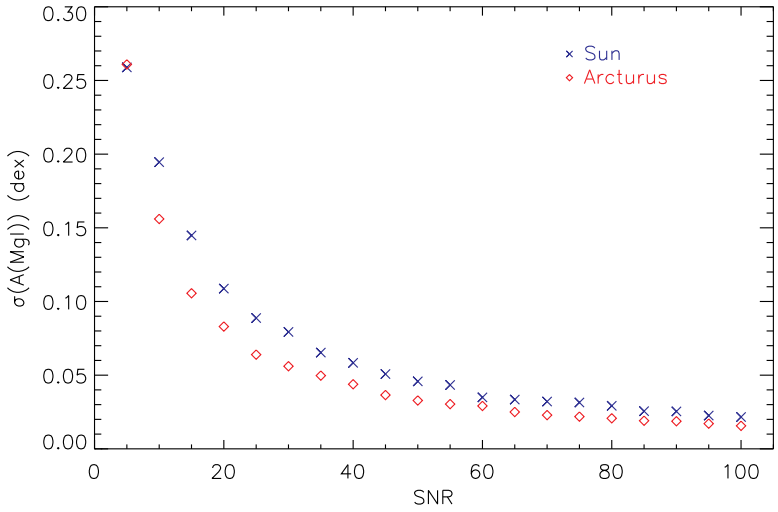

FIGURE 2.12 – Déviation standard des 500 mesures d'abondance A(MgI) en fonction du SNR, pour le Soleil (×) et Arcturus (◇).

2.5.1.1 Etude au voisinage des raies de MgI à 5 528 et 8 807 Å

Nous nous intéressons ici au comportement de la mesure d'abondances en A(MgI) à partir de la raie de MgI à $\lambda = 5\,528.405$ Å. Il s'agit d'une raie relativement bien isolée dans le Soleil et dans Arcturus, ne contenant pas d'autres raies majeures dans son voisinage. Nous notons cependant que le mélange des raies dépend fortement de la température et de la métallicité de l'étoile considérée. La résolution adoptée est $R \sim 19\,800$ et le domaine spectral sur lequel est appliqué GAUGUIN est de 2.5 Å, centré sur la raie de MgI. L'évolution de la déviation standard des 500 mesures d'abondances (pour une valeur de SNR) autour de $\mathrm{A(MgI)}_{\odot}$ et $\mathrm{A(MgI)}_{\mathrm{Arcturus}}$ est montrée en fonction du SNR dans la FIGURE 2.12.

Nous pouvons voir que la déviation standard sur A(MgI) décroit logiquement avec le SNR. De plus, à SNR= 20, la déviation standard n'est que de 0.11 dex pour le Soleil et 0.08 dex pour Arcturus. Nous remarquons que la déviation standard pour Arcturus est systématiquement inférieure à celle du Soleil (sauf à SNR= 5, mais il s'agit là d'un cas extrêmement bruité). Ce phénomène peut être expliqué par la variation non linéaire du flux dans la raie, variation dépendant de l'abondance de l'élément et du type d'étoile considéré. Autrement dit, les variation du flux pour des abondances autour de l'abondance solaire sont plus faibles que les variations du flux pour des abondances autour de l'abondance d'Arcturus. Dans cette figure, nous n'avons pas montré le biais de mesure car celui ci est négligeable pour les deux étoiles (+0.02 dex pour Arcturus et +0.01 pour le Soleil).

Nous avons également testé la raie de MgI à $\lambda = 8\,806.756$ Å, dans le domaine HR21 de GIRAFFE. La déviation standard de A(MgI) est légèrement inférieure à celle pour la raie à $\lambda = 5\,528.405$ Å pour les deux étoiles, quel que soit le SNR. Cette observation vient du fait que la résolution est moindre ($R \sim 16\,600$) et la raie est plus faible au coeur (0.6 dans le Soleil contre 0.4 pour la raie précédente). En effet, au coeur de la raie, le SNR sera plus important pour une raie plus faible car le SNR est défini par SNR= $\sqrt(N)/N$, où N est le nombre de photons captés par le CCD par pixel.

2.5.1.2 Etude au voisinage du doublet du lithium à 6 708 Å

Nous nous intéressons ici au doublet du lithium à 6 708 Å pour les deux étoiles de type Solaire et Arcturus. Dans l'Univers le lithium peut présenter un grand domaine d'abondances, typiquement de $A_{Li} < -2$ dex pour une étoile ayant détruit le lithium de son atmosphère au cours de sa vie, à $A_{Li} > +4$ dex pour des étoiles géantes riches en lithium (voir par exemple [Martell & Shetrone 2013]). Il s'agit d'une raie souffrant de mélange avec les raies voisines ou "blend". La résolution spectrale est établie à 40 000, en accord avec l'application scientifique présentée également dans le chapitre 5. Nous nous intéressons au même domaine en SNR que précédemment. Nous avons testé 5 valeurs de $A_{Li} \in [1.5, 2.0, 2.5, 3.0]$. En dessous de $A_{Li} = 1.5$ dex, le profil du doublet du lithium dans le Soleil devient trop faible et nous sommes limités dans nos mesures par le SNR trop faible.

Les résultats sont présentés dans la FIGURE 2.14. Nous pouvons voir que, dans le cas d'Arcturus, A_{Li} est mesurable quel que soit le SNR, pour $A_{Li} \geq +1.5$ dex. Pour le Soleil, à $A_{Li} = +1.5$ dex, le doublet du lithium est détectable seulement pour SNR$\geq$ 80. En effet, pour une abondance en lithium donnée, la raie de résonance du lithium se renforce à basse température à cause de son faible potentiel d'ionisation. Nous observons de plus que quelle que soit l'abondance, pour les deux étoiles, la déviation standard des 500 mesures de A_{Li} est systématiquement inférieure à 0.1 dex pour SNR$>$ 20. Nous constatons enfin que le biais de mesure est constant avec le SNR et largement négligeable (< 0.005 dex). Ces résultats montrent donc que GAUGUIN est à même de mesurer efficacement des abondances en lithium dans une région du spectre où le mélange des raies est important, et ce à forte comme à faible abondance.

Nous pouvons donc conclure que notre méthode automatique est robuste au SNR, que ce soit pour une application à résolution intermédiaire pour le Gaia-ESO Survey, et aussi à plus haute résolution dans le cadre du projet AMBRE.

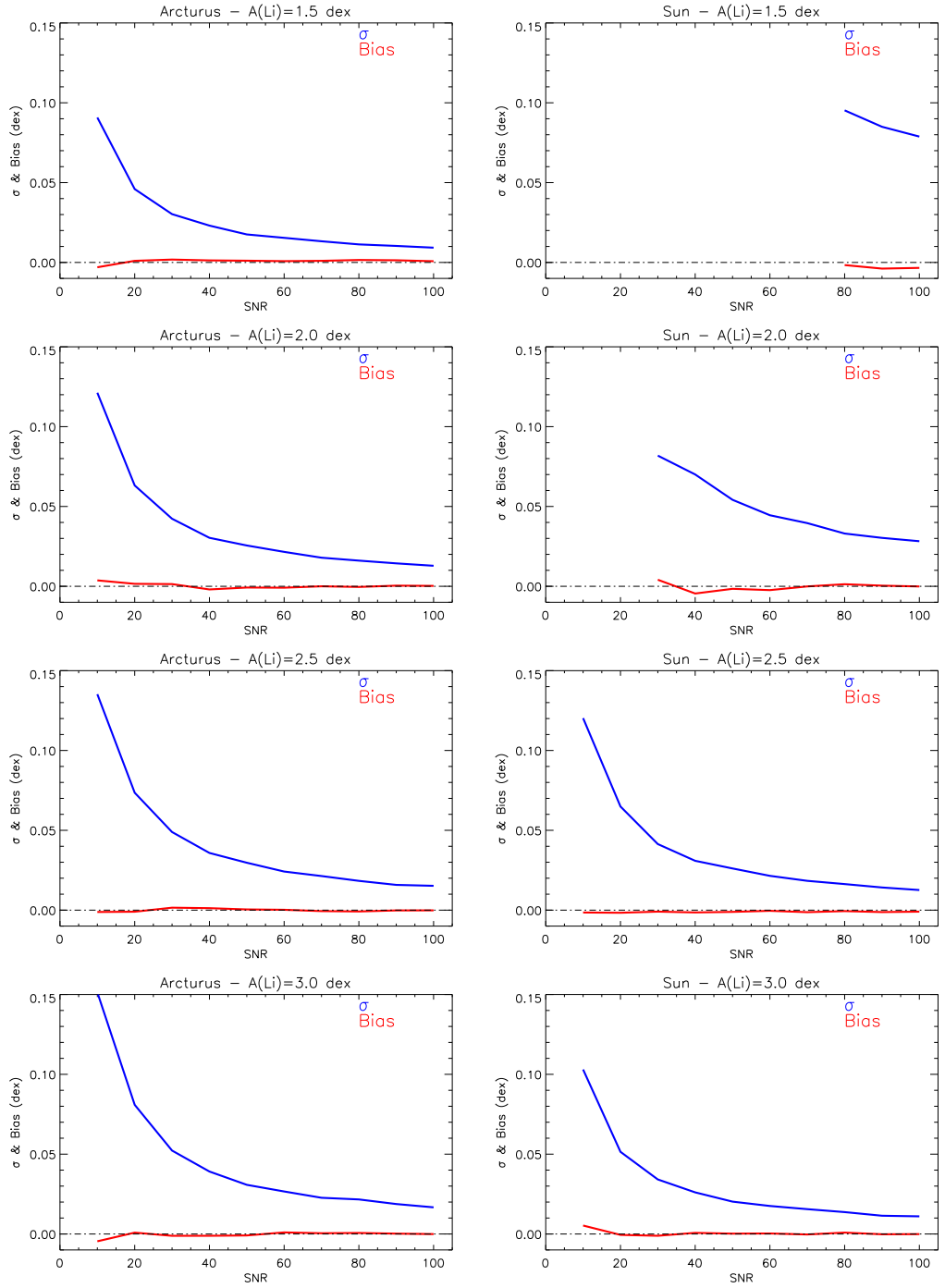

FIGURE 2.13 – Déviation standard des 500 mesures d'abondance A_{Li} (en bleu) et biais (différence entre valeur de A_{Li} mesurée et A_{Li} de référence, en rouge) en fonction du SNR, pour Arcturus (géante froide, colonne de gauche) et le Soleil (naine, colonne de droite), pour $A_{Li} \in [1.5, 2.0, 2.5, 3.0]$.

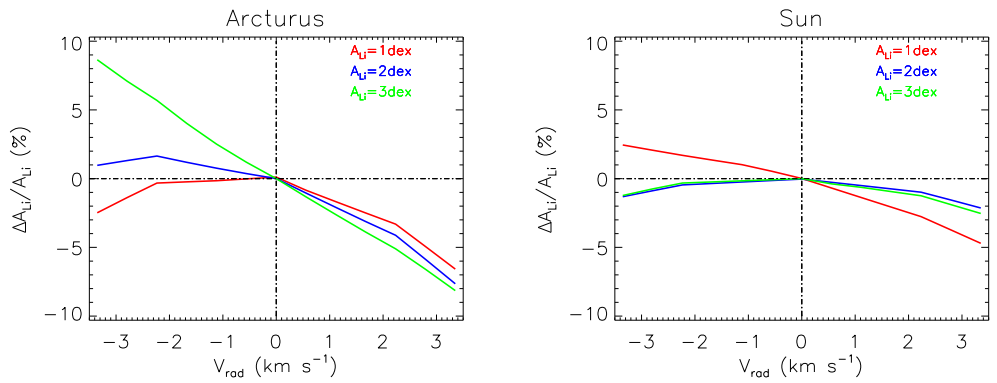

FIGURE 2.14 – $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ en fonction de V_{rad} où ΔA_{Li} est la différence entre la mesure et la valeur de référence (écrite en haut à droite). A gauche : une étoile de type Arcturus (géante froide). A droite : le Soleil (naine).

2.5.2 Sensibilité aux vitesses radiales, de micro-turbulence et de rotation

Lors d'une mesure d'abondance, les vitesses radiales V_{rad}, de micro-turbulence ξ et de rotation $v\sin(i)$ sont à prendre en compte afin de restituer une mesure fiable. Nous estimons ici la source d'erreur introduite lors d'une mesure d'abondance par GAUGUIN si un de ces trois paramètres n'est que partiellement contraint (V_{rad} ou ξ) voire pas du tout considéré ($v\sin(i)$).

2.5.2.1 Sensibilité aux vitesses radiales

Tout d'abord, afin de simuler une incertitude sur la vitesse radiale, voyons quelle est l'erreur engendrée par un déplacement d'une raie spectrale autour de sa position au repos dans le cadre d'une mesure d'abondance de lithium. Nous nous plaçons à nouveau dans le contexte de l'analyse d'abondance de lithium pour le projet AMBRE (voir Chapitre 5), et réalisons ces tests sur une étoile géante froide de type Arcturus et une autre de type Solaire (naine). Nous nous plaçons à SNR ∞ afin de mieux comprendre la sensibilité interne de GAUGUIN à V_{rad}, avec trois abondances différentes : $A_{Li} \in [1, 2, 3]$ dex. Pour chacun de ces spectres ayant une résolution de 40 000, nous avons appliqué un décalage Doppler-Fizeau de ± 3 km s^{-1}, et calculé la quantité $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ (où ΔA_{Li} est la différence entre la mesure et la valeur de référence en fonction de V_{rad}.

Nous présentons nos résultats dans la FIGURE 2.14. L'asymétrie des courbes avec V_{rad} est dûe à l'asymétrie des "blends" du doublet du lithium, en partie dûe à la présence d'une raie de FeI à $\lambda = 6\,707.431$ Å dans l'aile bleue du doublet. Nous constatons que pour une valeur de vitesse radiale donnée, l'amplitude de $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ est plus grande pour Arcturus que pour le Soleil. Ce phénomène vient du fait que

pour une abondance donnée, le profil de la raie est plus fort dans Arcturus. Nous constatons que pour une erreur pessimiste de 1 km s^{-1} sur $V_{\rm rad}$, quelle que soit l'abondance, l'erreur sur la mesure de $A_{\rm Li}$ (en valeur absolue) sera systématiquement inférieure à 2 et 1% pour Arcturus et le Soleil, respectivement. Nous notons par ailleurs que les erreurs typiques sur les $V_{\rm rad}$ fournies par GES sont de l'ordre de 0.3 km s^{-1}, et < 0.1 km s^{-1} pour celles fournies par le projet AMBRE. Au regard, de l'erreur engendrée par les paramètres atmosphériques (voir Chapitre 3, Sect 3.2), la source d'erreur dûe à une erreur sur $V_{\rm rad}$ est négligeable. Nous notons que des tests similaires ont été menés sur la raie de MgI à $\lambda = 5\,528.405$ Å et à la résolution de HR10 dans le cadre de l'analyse pour GES, et là aussi la source d'erreur engendrée est négligeable.

2.5.2.2 Sensibilité à la vitesse de micro-turbulence

A présent, nous souhaitons estimer l'erreur engendrée par une mauvaise estimation de la vitesse de micro-turbulence (ξ). Nous nous plaçons à nouveau dans le contexte de l'analyse d'abondances de lithium pour le projet AMBRE (voir Chapitre 5) [6]. Nous rappelons que ξ est calculée a priori à partir de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] (voir Sect 2.3). Nous utilisons les mêmes spectres synthétiques que précédemment pour l'étoile de type Arcturus et celle de type Solaire à SNR ∞, afin de mieux comprendre la sensibilité interne de GAUGUIN à ξ. Nous les avons générés pour un large domaine de micro-turbulence $\xi \in [1, 2, 3]$ km s^{-1} et $A_{\rm Li} \in [1, 2, 3]$ dex. Nous avons calculé à nouveau la quantité $\Delta A_{\rm Li}/A_{\rm Li}$ en fonction de ξ.

Les résultats sont présentés dans la FIGURE 2.15. Nous constatons très clairement que ξ impacte la mesure de $A_{\rm Li}$ bien plus pour Arcturus que pour le Soleil. Ce phénomène peut s'expliquer de la façon suivante : à abondance égale, le doublet du lithium est plus fort dans une géante froide de type Arcturus que dans une étoile naine de type Solaire. Pour les raies fortes, ξ a tendance à augmenter le domaine de longueurs d'onde de l'absorption, donc réduire la saturation. Il en résulte une augmentation de l'absorption. D'une part, dans notre application du Chapitre 5, en considérant une erreur sur ξ de 1 km s^{-1} pour les naines, il en résulte une erreur < 1%, quelle que soit $A_{\rm Li}$. Pour les géantes, en considérant une erreur sur ξ de 2 km s^{-1}, l'erreur sur $A_{\rm Li}$ sera < 5%, quelle que soit $A_{\rm Li}$. D'autre part, nous avons vu que l'erreur typique sur la vitesse de micro-turbulence calibrée par GES est de l'ordre de 0.3 km s^{-1}. Nous pouvons conclure que GAUGUIN est robuste devant une erreur de vitesse de micro-turbulence.

6. Dans le cadre du Gaia-ESO Survey, les erreurs engendrées par une mauvaise estimation de ξ seront bien inférieures aux erreurs typiques dues aux paramètres atmosphériques.

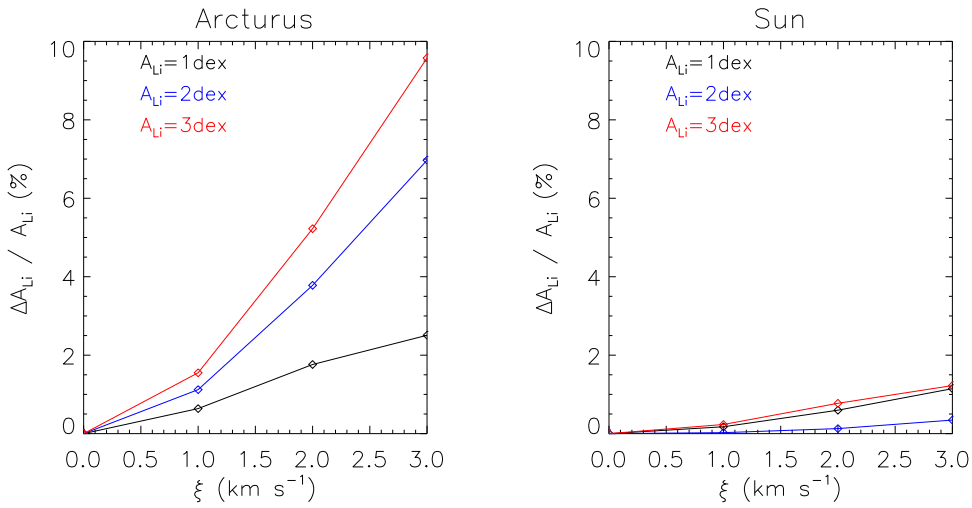

FIGURE 2.15 – $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ en fonction de ξ, où ΔA_{Li} est la différence entre la mesure et la valeur de référence (écrite en haut à gauche). A gauche : une étoile de type Arcturus (géante froide). A droite : étoile de type Solaire (naine).

2.5.2.3 Sensibilité à la vitesse de rotation

Comme GAUGUIN est basé sur une grille de spectres synthétiques ne prenant pas en compte la rotation de l'étoile, nous nous intéressons ici à l'erreur qu'engendre cette hypothèse de travail sur nos abondances. Nous étudions l'effet de la rotation dans le cadre de notre catalogue d'abondances à haute résolution présenté dans le Chapitre 3, Sect 3.2. Pour ce faire, nous avons pris comme précédemment des spectres synthétiques d'une étoile géante froide de type Arcturus et une étoile de type Solaire, pour $A_{Li} \in [1, 2, 3]$ dex et une vitesse de rotation comprise entre 0 et 15 km s^{-1}. Nous avons mesuré l'abondance résultante avec GAUGUIN. Nous notons que les valeurs typiques de rotation dans les étoiles naines plus froides que F3-F5 sont bien inférieures à 10 km s^{-1}. Il en est de même pour les étoiles géantes plus froides que G0-G3.

Les résultats sont présentés dans la FIGURE 2.16. Nous voyons que l'erreur sur la mesure de lithium augmente logiquement avec la vitesse de rotation. Nous voyons également que pour Arcturus, à $A_{Li} = 1$ et 2 dex, l'erreur devient importante à $v \sin(i) = 10$ km s^{-1}, de l'ordre de 10%, mais elle est 3 fois moins importante pour $A_{Li} = 3$ dex. Pour $A_{Li} = 3$, la raie du lithium commence à saturer dans Arcturus, et les profils de raies à faible et forte rotation vont être plus similaires qu'à faible abondance, en particulier au coeur de la raie. Pour le Soleil, nous voyons que même pour $v \sin(i) = 10$ km s^{-1}, l'erreur est inférieure à 4% ce qui est tout à fait acceptable. Nous notons également que pour le Soleil, l'erreur est inférieure à 8% à $v \sin(i) = 15$ km s^{-1}. Nous pouvons conclure que la rotation peut avoir un impact

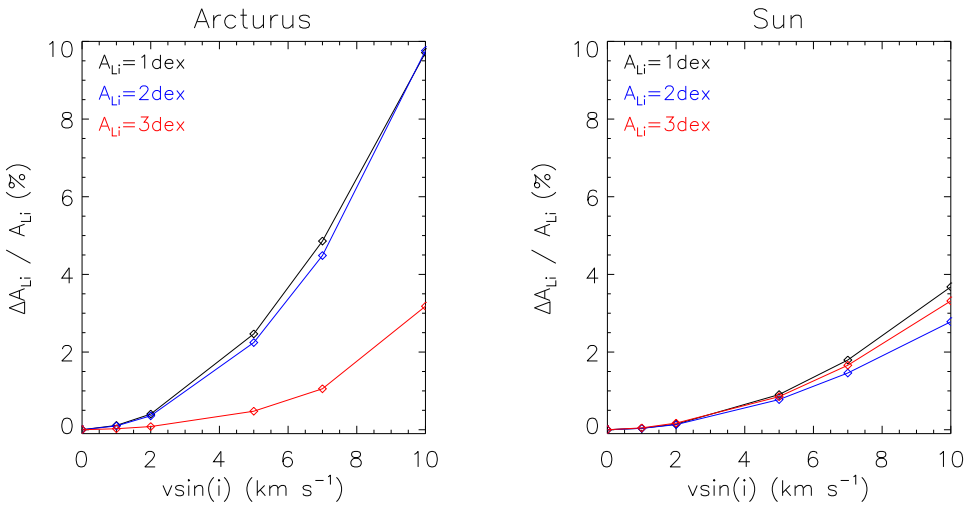

FIGURE 2.16 – $\Delta A_{Li}/A_{Li}$ en fonction de $v\sin(i)$, où ΔA_{Li} est la différence entre la mesure et la valeur de référence (écrite en haut à gauche). A gauche : une étoile de type Arcturus (géante froide). A droite : étoile de type Solaire (naine).

non négligeable sur nos mesures de A_{Li} pour des géantes froides avec $A_{Li} < 3$ dex et $v\sin(i) \geq 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Pour les étoiles de types Solaires, la rotation n'a pas d'impact majeur sur A_{Li} jusqu'à $v\sin(i) \geq 15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Dans la pratique, nous ne publierons des valeurs de A_{Li} que pour des $v\sin(i)$ inférieurs à ces valeurs (cf Chapitre 3, Sect 3.2). Au delà, une mesure d'abondance chimique par GAUGUIN n'est pas recommandée.

2.6 Observations répétées avec HARPS et UVES : comparaison des abondances en lithium de GAUGUIN

Nous présentons ici la validation interne de notre procédure automatique GAUGUIN. Nous notons que la validation externe, montrant des résultats très satisfaisants, est présentée dans le Chapitre 3.

Dans le cadre de la détermination automatique de l'abondance du lithium dans $\sim$ 7 300 étoiles HARPS, UVES et FEROS du projet AMBRE présenté dans le Chapitre 3, un sous-échantillon d'entre-elles a été observé simultanément par les spectrographes HARPS et UVES. Il s'agit là d'une bonne occasion pour vérifier la précision interne de GAUGUIN. Ce sous-échantillon est composé de 117 étoiles naines et géantes issues de [De Pascale *et al.* 2014] et [Worley *et al.* 2014], couvrant un large domaine de paramètres atmosphériques : $4\,500 < T_{\mathrm{eff}} < 6\,700\,\mathrm{K}$, $2.5 < \log(g) < 4.9\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, $-0.9 < [\mathrm{M/H}] < +0.4$ dex. Le SNR moyen pour les cibles HARPS est de 57 contre 220 pour les étoiles UVES. Cette différence peut s'expli-

quer par le fait qu'il est plus efficace d'observer une étoile avec un télescope de 8m (UVES/VLT) plutôt qu'un télescope de 3.6m (HARPS/La Silla).

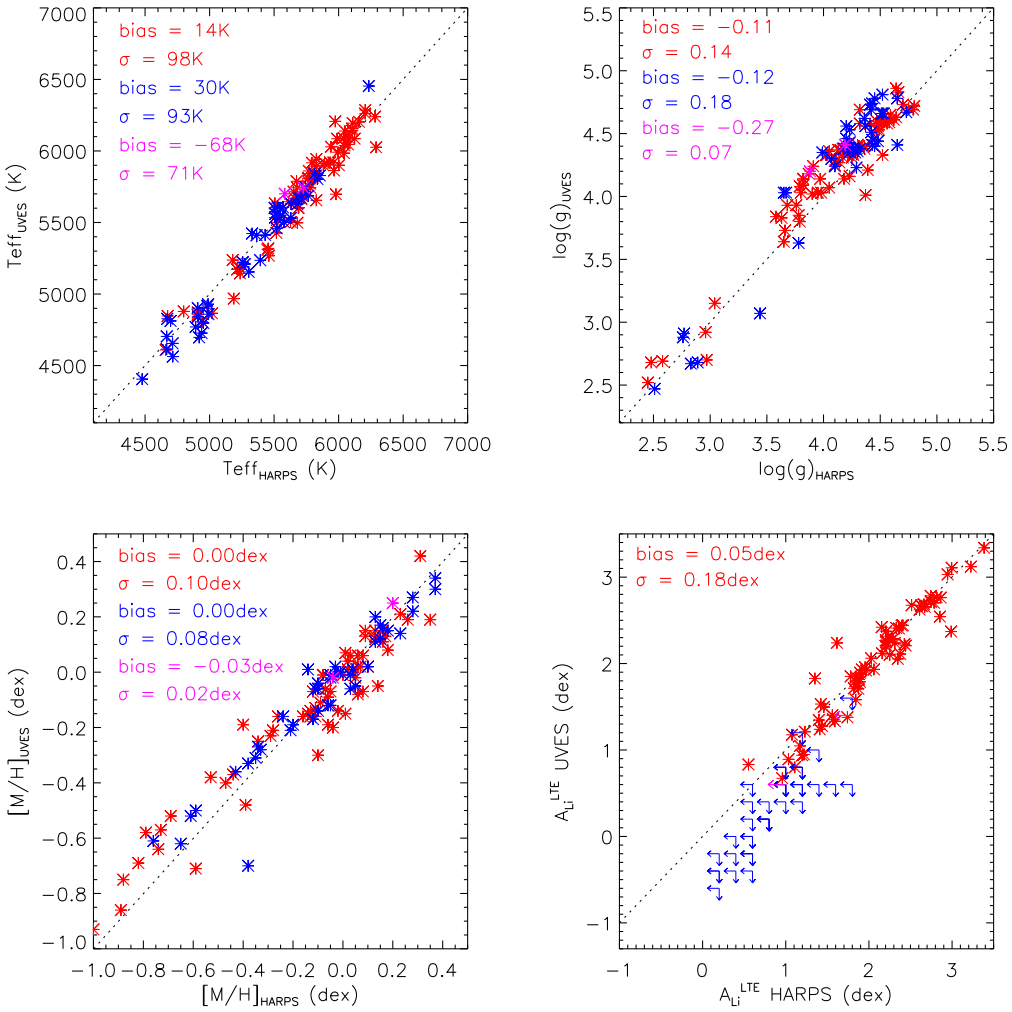

FIGURE 2.17 – Comparaison des paramètres atmosphériques et des abondances en lithium (ETL) pour les 117 étoiles du projet AMBRE observées avec HARPS et UVES. Les symboles rouges représentent les étoiles UVES/HARPS avec des détections de A_{Li}, alors que les symboles bleus et magenta représentent les limites supérieures de détection.

Nous comparons les paramètres atmosphériques ainsi que les abondances ETL en lithium entre les étoiles HARPS et UVES dans la FIGURE 2.17. Pour les 72 étoiles avec une détection du doublet du lithium (en rouge), la dispersion standard et la différence moyenne de mesure de A_{Li} sont faibles, 0.18 et 0.05 dex, respectivement. Les biais et dispersions standards en $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] sont respectivement de

(14 K, 98 K), (-0.11, +0.14) et (0.00 dex, 0.10 dex). La valeur de la dispersion de A_{Li} peut s'expliquer principalement par la dispersion en $T_{\rm eff}$. D'autre part, le biais de 14 en $T_{\rm eff}$ est trop faible pour pouvoir expliquer le biais de +0.05 dex sur les abondances de A_{Li}. D'autre part, nous notons que le biais important en $\log(g)$ (-0.11 cm s^{-2}) pourrait expliquer le biais de 0.05 dex sur A_{Li}. En effet, une étoile à $\log(g)$ plus faible aura une raie plus profonde pour une abondance donnée. Nous aurons donc tendance à mesurer une abondance A_{Li} plus faible. C'est ce que nous mesurons là avec les paramètres HARPS.

Concernant les 2 étoiles présentant une détection avec UVES et une limite supérieure avec HARPS (en magenta), les résultats sont consistants. Enfin, pour les 43 étoiles présentant des limites supérieures pour les 2 observations, nous remarquons que pour UVES, les limites sont inférieures à celles de HARPS. En effet, cela peut s'expliquer simplement, car pour ce sous-échantillon, le SNR de UVES est en effet beaucoup plus élevé que celui de HARPS. En effet, les valeurs limites sont en partie gouvernées par le SNR (cf Sect 2.4.5). Nous pouvons conclure que GAUGUIN permet de mesurer efficacement, de manière indépendante mais en très bon accord, l'abondance en lithium pour des étoiles observées avec deux spectrographes différents. Nous rappelons enfin que nous sommes fortement dépendants de la qualité des paramètres atmosphériques.

2.7 Résumé et conclusions

Dans le contexte du Gaia-ESO Survey et de la mission spatiale Gaia, nous savons qu'il est nécessaire de développer des procédures automatiques rapides et précises de déterminations de paramètres atmosphériques et d'abondances chimiques.

Nous avons ainsi développé une procédure automatique originale de mesure d'abondances chimiques individuelles, GAUGUIN. Contrairement aux méthodes classiques de mesures de largeurs équivalentes ou de synthèse spectrale à la volée, GAUGUIN est basé sur une grille de spectres synthétiques, générée en amont. Cela permet de réduire fortement les temps de calcul pendant l'analyse. La grille possède 5 dimensions $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] et A_X, où A_X est l'abondance chimique d'un élément X, couvrant un large domaine. Connaissant les 4 paramètres atmosphériques de l'étoile à analyser $T^{\star}_{\rm eff}$, $\log(g)^{\star}$, [M/H]* et [α/Fe]*, la grille de spectres synthétiques est interpolée sur ces 4 paramètres afin de créer une petite grille 1D de spectres interpolés, couvrant une large variation en A_X. Une distance quadratique entre cette petite grille et le spectre observé est calculée, et le minimum de distance nous donne une première solution A^0. Un alogrithme de Gauss-Newton est alors appliqué autour de A^0 afin d'optimiser cette solution par descente de gradient.

Nous avons également développé une procédure automatique de normalisation des spectres observés, ayant montré sa fiabilité à haute résolution dans le cadre de

mesures de lithium dans des cibles AMBRE ($R = 40\,000$), et à moyenne résolution dans le cadre du relevé Gaia-ESO ($R = 16\,600 - 19\,800$).

Pour une meilleure précision et rapidité, nous avons intégralement codé GAUGUIN en C++, avec des modules écrits en IDL, telle que la normalisation automatique. Le fait d'utiliser IDL est également un avantage pour préparer rapidement les spectres observés, car ce langage, bien que lent, a été spécialement développé pour des applications liées à l'astrophysique. Pour une étoile donnée, la mesure d'une abondance de raie est de l'ordre typique de la seconde, ce qui est en moyenne 100 fois plus rapide que les méthodes automatiques classiques de mesures d'abondances.

D'une part, nous avons vu que GAUGUIN est robuste face au SNR, et ce, à moyenne comme à haute résolution (voir FIGURE 2.12 et FIGURE 2.14). D'autre part, il est important de noter que GAUGUIN ne tient pas compte de la rotation des étoiles dans la détermination d'abondances chimiques. Nous avons quantifié que les erreurs induites par cette hypothèse de travail à $R = 40\,000$ sont faibles face aux erreurs dues aux paramètres atmosphériques (voir FIGURE 2.16) pour des rotations typiquement inférieures à $15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Nous serons donc encore moins génés par cette hypothèse avec les spectres RVS de GAIA à $R \sim 11\,500$. Toutefois, une amélioration future de GAUGUIN consisterait à mettre en place un module permettant l'estimation des vitesses de rotation, basé par exemple sur une grille avec une dimension supplémentaire en $v \sin(i)$.

Les performances de GAUGUIN ont été validées en interne, dans le cadre du projet AMBRE/Li (voir FIGURE 2.17) grâce à une comparaison de mesures d'abondances du lithium à une résolution de 40 000 entre des étoiles observées par UVES et HARPS.

Rapide et fiable, GAUGUIN est donc particulièrement adapté pour des analyses massives d'abondances chimiques et ce à moyenne comme à haute résolution spectrale. Le Chapitre suivant est consacré à la présentation des catalogues d'abondances que nous avons produits en appliquant GAUGUIN à plus de 10 000 étoiles de la iDR2 et iDR3 du relevé Gaia-ESO, et à $\sim 7\,300$ du projet AMBRE.

Notre procédure GAUGUIN sera intégrée au CNES, dans la pipeline GSPSpec de Gaia. Codé en Java, GAUGUIN permettra donc de déterminer les abondances chimiques des étoiles les plus brillantes observées avec le RVS (environ 5 millions). Si nous considérons l'analyse d'abondances de 20 raies spectrales (soit 20 sec) pour chacune des ces étoiles, GAUGUIN pourra fournir les abondances chimiques à la communauté en une dizaine de jours en tournant sur 100 CPUs, ce qui est complètement réaliste.

Une amélioration de GAUGUIN sera mise prochainement en oeuvre. En effet, pour les grilles 1D interpolées en linéaire, il sera possible de procéder à une in-

terpolation Quadratique-Bézier dans la mesure où les 3 plus proches voisins pour un paramètre atmosphérique donné sont trouvés. Comme montré récemment par [Mészáros & Allende Prieto 2013], cette interpolation sera bien plus précise qu'une simple interpolation linéaire.

Chapitre 3

Détermination massive d'abondances chimiques pour l'Archéologie Galactique

Sommaire

3.1 Abondances d'éléments α et du pic du fer pour la DR2/3 du Gaia-ESO Survey 80

3.1.1 Analyse des spectres iDR2 et iDR3 avec GAUGUIN 80

3.1.2 Résultats de GAUGUIN pour la iDR2 de GES 81

3.1.3 Comparaison des abondances de GAUGUIN avec Synspec et SME 85

3.1.4 Conclusions sur les abondances de GAUGUIN pour GES . . 94

3.2 Abondances du lithium pour AMBRE 94

3.2.1 Echantillons de travail : spectres UVES, HARPS et FEROS . 96

3.2.2 Construction du catalogue d'abondances AMBRE/Li 96

3.2.3 Le catalogue final AMBRE/Li 100

3.2.4 Corrections NETL des abondances de lithium 103

3.2.5 Les erreurs sur A_{Li}^{ETL} 107

3.2.6 Les abondances en lithium de Delgado Mena *et al.* 2014 . . . 109

3.2.7 Analyse du lithium dans le disque galactique 111

3.3 Abondances chimiques des étoiles de référence Gaia 112

3.3.1 Eléments α et du pic du fer. 113

3.3.2 Le lithium 120

3.4 Résumé et conclusions 122

Dans le contexte de l'Archéologie Galactique, il est nécessaire d'avoir des catalogues massifs de paramètres atmosphériques et d'abondances chimiques individuelles. La création de ces catalogues passe par une collecte massive de spectres stellaires observés grâce aux grands relevés spectroscopiques (par exemple RAVE, APOGEE, ou encore GES), ou aux archives spectrales (par exemple AMBRE). Une analyse par des pipelines automatiques de réduction de données et de détermination de paramètres stellaires (atmosphériques + abondances) est par la suite nécessaire. Nous avons appliqué GAUGUIN, présenté dans le chapitre précédent aux données de GES et du projet AMBRE pour étudier ensuite les populations stellaires du disque

(Chapitre 4 et Chapitre 5). Nous présentons tout d'abord dans ce chapitre nos résultats de déterminations d'abondances d'éléments α et d'éléments du pic du fer que nous avons contribué à créér grâce aux données spectroscopiques du Gaia-ESO Survey (Sect.3.1). Puis, nous présentons les d'abondances en lithium pour $\sim 7\,300$ étoiles du project AMBRE (Sect 3.2). Enfin, nous présentons la caractérisation chimique détaillée des étoiles de référence Gaia que nous avons réalisée (Sect.3.3).

3.1 Abondances d'éléments α et du pic du fer pour la DR2/3 du Gaia-ESO Survey

Nous présentons ici les résultats de notre procédure automatique GAUGUIN appliquée aux étoiles FGK de GES, observées par le spectrographe GIRAFFE sur les domaines HR10 et HR21 ($R \sim 19\,800$ et $R \sim 16\,600$, respectivement). L'échantillon de travail est composé de respectivement $\sim 10\,200$ et ~ 650 étoiles issues de la iDR2 et iDR3 de GES, observées simultanément avec HR10 et HR21. La iDR2 regroupe tous les spectres GIRAFFE collectés entre le 31 décembre 2012 et le 30 juin 2013 (18 mois d'observations) alors que la iDR3 correspond à un sous-échantillon des observations entre le 1er juillet 2013 et le 31 décembre 2013.

Tout d'abord, les paramètres atmosphériques utilisés en entrée de GAUGUIN ont été dérivés par le WG10 de GES, chargé de l'analyse des données GIRAFFE HR10 et HR21 (voir Recio-Blanco *et al.*, 2015 en préparation). Ces paramètres recommandés ont été dérivés par 3 méthodes différentes : MATISSE [Recio-Blanco *et al.* 2006], FERRE [Allende Prieto *et al.* 2006] et SME [Valenti & Piskunov 1996]. Ces 3 procédures montrent un bon accord avec des déterminations de paramètres du relevé APOGEE et pour des amas ouverts et globulaires de la littérature. Les résultats de ces 3 méthodes ont été combinés afin de fournir les paramètres atmosphériques recommandés pour GES. Les erreurs fournies sur ces paramètres correspondent à la dispersion entre chacune de ces trois méthodes, typiquement de l'ordre de 70 K en $T_{\rm eff}$, 0.15 cm s^{-2} en log(g) et 0.08 dex en [M/H].

3.1.1 Analyse des spectres iDR2 et iDR3 avec GAUGUIN

Pour les étoiles avec SNR$>$ 15, nous avons analysé un total de 77 raies spectrales, correspondant à 9 espèces chimiques différentes : Mg1, SiI, CaI&II, TiI&II (éléments α) et CrI, MnI, FeI&II, CoI, NiI (éléments du pic du fer). Nous nous sommes limités à ces élements là car la grille GES (voir Chapitre 2.3.2, Sect 2)que nous avons utilisée ne présente que des variations en [M/H] et [α/Fe].

Ces raies ont été sélectionnées sur les domaines spectraux de HR10 et HR21 à partir d'une liste de raies compilée et fournie par GES (Heiter et al. en préparation). Nous n'avons gardé que les raies relativement bien isolées des raies voisines afin de

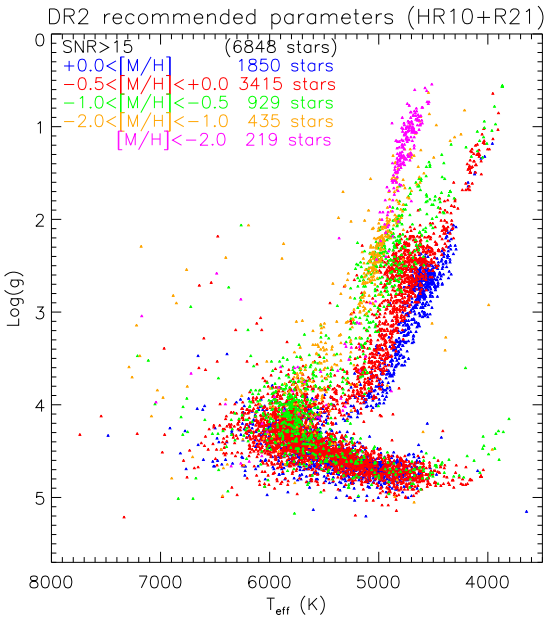

FIGURE 3.1 – $T_{\rm eff}$ vs log(g) pour 6 848 étoiles GES. Différents intervalles de métallicités sont codés avec des couleurs différentes.

limiter le mélange des raies, ceci grâce à une visualisation directe dans les spectres du Soleil et Arcturus [Hinkle *et al.* 2003] à la résolution des domaines HR10 et HR21 de GIRAFFE.

Un diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) des 6848 étoiles avec SNR> 15 issues de la iDR2 de GES est montré dans la FIGURE 3.1. Nous voyons clairement que l'échantillon couvre un large domaine de stades évolutifs, de la séquence principale à la branche des géantes. Le SNR moyen est de 30 (en HR21) et les dispersions médianes en $T_{\rm eff}$, log(g) et [M/H] sont respectivement 66 K, 0.09 et 0.08 dex (dispersions entre les 3 procédures de calcul, voir plus haut).

3.1.2 Résultats de GAUGUIN pour la iDR2 de GES

Nous présentons ci-dessous nos résultats pour les éléments α et du pic du fer, mesurés dans les étoiles de la iDR2 de GES. Pour chaque élément, l'abondance moyenne a été calculée en établissant une simple moyenne des abondances déterminées pour toutes les raies d'un même ion. Le nombre de raies pour chaque élément est présenté dans la TABLE 3.1. D'une part, nous notons que la mesure de l'abondance en CaII n'est issue que du triplet du CaII (λ = 8498.023 Å, λ8542.091 Å, et λ8662.141 Å) en HR21. D'autre part, nous voyons que les abondances des éléments CrI, MnI, CoI et NiI ne sont déterminées qu'à partir du domaine HR10.

Elément	N_{raies}	HR10	HR21
MgI	4	1	3
SiI	5	1	4
CaI	4	4	0
CaII	3	0	3
TiI	8	5	3
TiI	2	2	0
CrI	3	3	0
MnI	6	6	0
FeI	33	22	11
FeII	1	1	0
CoI	4	4	0
NiI	4	4	0

TABLE 3.1 – Eléments chimiques analysés avec GAUGUIN pour la iDR2 et iDR3 de GES. Le nombre total de raies et le nombre de raies analysées par setup sont présentés.

Nous présentons dans la FIGURE 3.2 les mesures du rapport [X/M] en fonction de la métallicité pour X∈[Mg1, SiI, CaI&II, TiI&II] pour les étoiles de la iDR2 de GES. Les valeurs limites ne sont pas représentées pour plus de clarté, ce qui explique le nombre variable d'étoiles suivant l'élément présenté. Nous voyons également que le [CaII/M] présente une relation moins dispersée avec [M/H], contrairement à [CaI/M], ces observations étant en accord avec les mesures d'abondances de [Mikolaitis *et al.* 2014b] avec la DR1 de GES. Les mesures de CaII et CaI présentent des valeurs typiques d'abondances à $\sim +0.2$ dex pour [M/H] < -1.0 dex (tout comme le TiI et le TiII), ce qui est plus faible que la tendance typique entre +0.3 et +0.4 dex pour les étoiles les plus pauvres en métaux. Il peut y avoir un biais de mesure, mais celui-ci ne serait pas dû par exemple à un problème de normalisation car les valeurs de MgI sont typiques du disque et du halo. De plus, il ne s'agit pas d'un problème de mesures sur le domaine HR21 car les raies du CaI sont toutes situées en HR10. En comparant avec Synspec (pas de mesures de CaII reportées par SME), nous observons un biais moyen de l'ordre de +0.16 pour le CaII et nul pour le CaI. Nous concluons qu'une différence de méthode à méthode pourrait expliquer le biais observé entre les 2 procédures.

Nous présentons aussi dans la FIGURE 3.3 les mesures du rapport [X/M] en fonction de la métallicité pour X∈[Cr1, MnI, FeI&II, CoI, NiI]. Les éléments du pic du fer montrent tous une dispersion importante, car les raies sont moins nombreuses, et faibles. En particulier, l'abondance de FeII n'a été mesurée qu'à partir d'une seule raie assez faible, rendant la mesure plus délicate. Nous retrouvons des valeurs solaires de [CrI/M] dans le disque galactique à métallicité solaire, ce qui est consistant

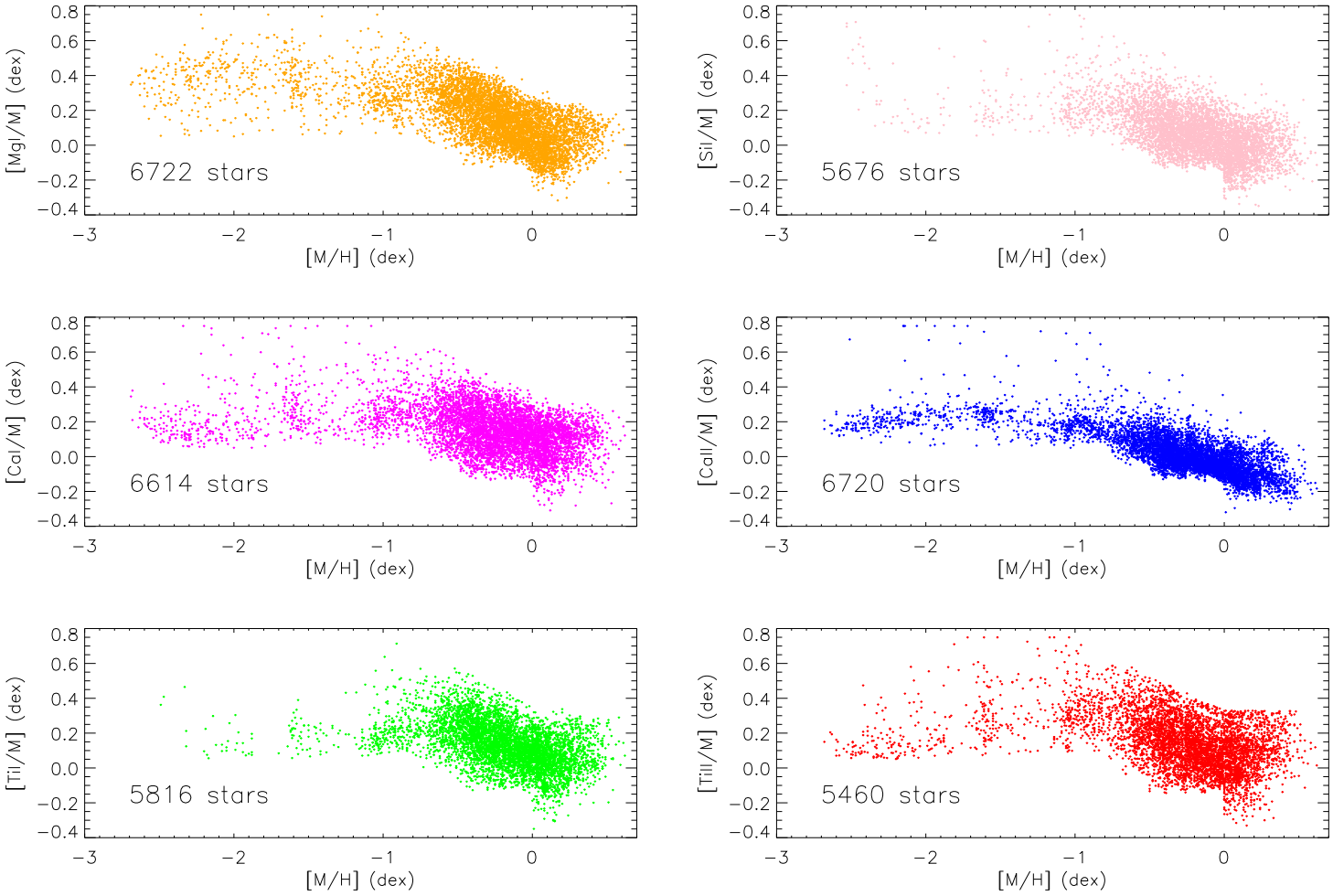

FIGURE 3.2 – [X/M] pour X = [MgI, SiI, CaI&II, TiI&II] en fonction de la métallicité [M/H] pour les étoiles de la DR2 de GES.

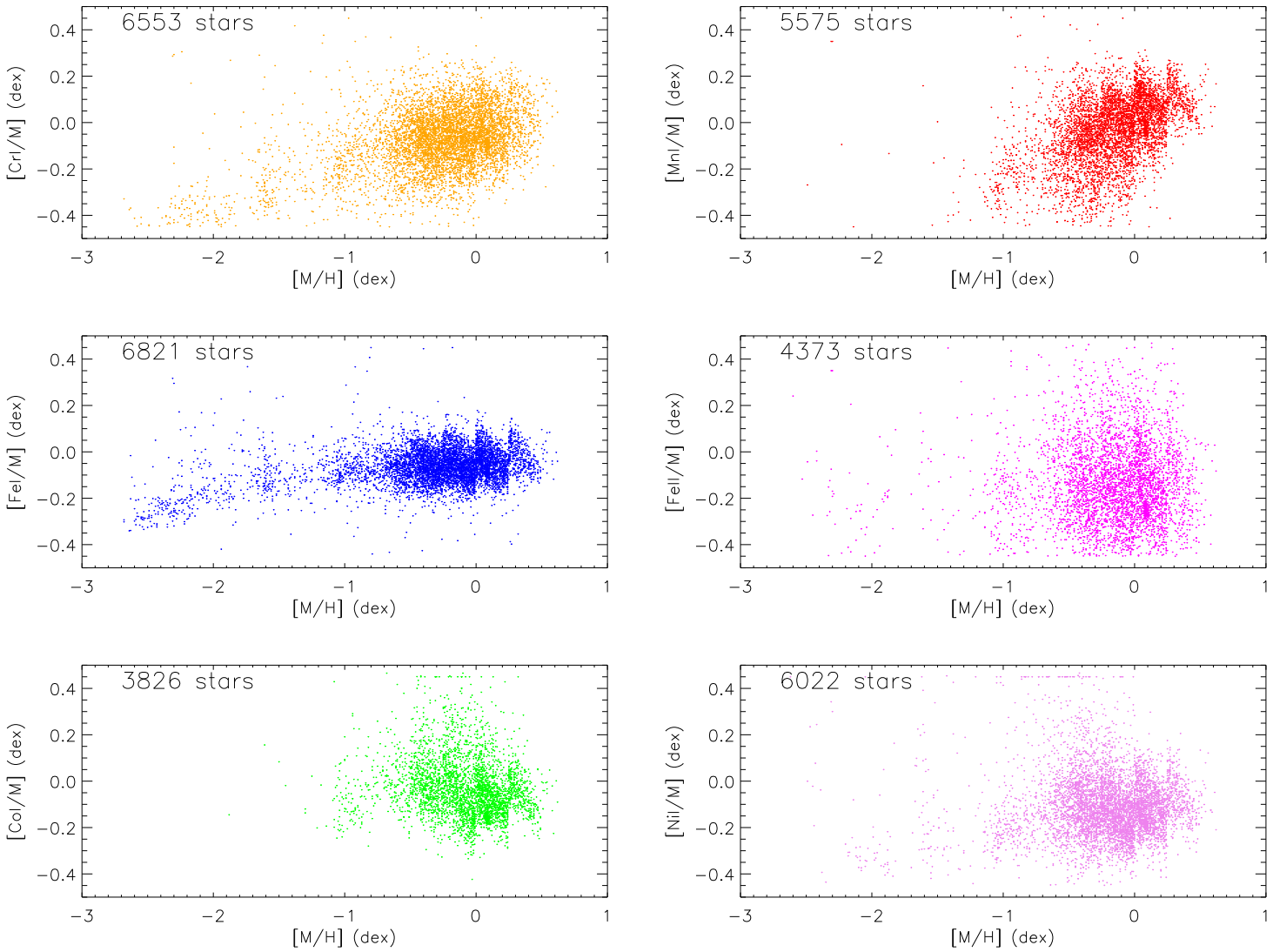

FIGURE 3.3 – $[X/\mathrm{M}]$ pour X = [CrI, MnI, FeI&II, CoI, NiI] en fonction de la métallicité [M/H] pour les étoiles de la DR2 de GES.

avec les résultats de [Chen *et al.* 2000] (pour un échantillon de 90 étoiles F et G).

Les erreurs moyennées sur les raies de MgI et CaII dues aux paramètres atmosphériques sont présentées à titre d'exemple dans la FIGURE 3.4. Nous voyons que le pic de la distribution des erreurs sur l'abondance en [MgI/Fe] (calculée avec 4 raies) est situé à 0.09 dex alors que pour les 3 raies du triplet du CaII dans le domaine HR21 (∼RVS de Gaia) l'erreur moyenne pique à 0.06 dex. Ces résultats sont rassurants et montrent qu'une mesure automatique massive d'abondances est possible à moyenne résolution avec des erreurs raisonnables.

Nous notons que l'analyse d'abondances avec GAUGUIN a été faite dans l'approximation ETL. Cependant, pour des éléments comme le Silicium et le Titane, les effets NETL augmentent pour les étoiles les plus froides. En effet, [Bergemann 2011] a montré que, pour les étoiles géantes, les effets NETL sur les déterminations de TiI sont significatifs à mesure que la métallicité diminue ([M/H] < -1 dex) et recommande de ne se servir que de raies de TiII en cas d'analyse à l'ETL. Ces effets tendent à s'amoindrir pour les étoiles les plus chaudes et au fur et à mesure que la métallicité augmente. Il en est de même pour des raies de SiI [Bergemann *et al.* 2013]. Les effets NETL affectent donc préférentiellement les étoiles super-géantes. Dans notre échantillon, la majorité des étoiles sont des naines ou géantes, les effets NETL vont donc être faibles, typiquement inférieurs aux erreurs sur ces mesures d'abondances ETL.

La valeur moyenne de ces abondances individuelles pour les étoiles présentant une vraie détection pour chaque élément est montrée dans la FIGURE 3.5 en fonction de [M/H]. En pratique, nous avons simplement réalisé une moyenne de toutes les abondances individuelles de raies. Nous retrouvons bien le comportement typique de la variation de [α/Fe] en fonction de [M/H] dans le disque Galactique pour [M/H] > -1.0 dex. Pour [M/H] < -1.0 dex, un biais semblant dépendre de la métallicité est toutefois visible.

Finalement, comme montré dans les FIGURE 3.6, FIGURE 3.7, FIGURE 3.8 et FIGURE 3.9, quel que soit l'élément chimique considéré, l'existence de biais de mesure de méthode à méthode est systématique. Il s'agit ensuite de combiner judicieusement les résultats de chaque méthode en tenant compte de ces effets systématiques (voir pour plus de détails Recio-Blanco *et al.* 2015b en préparation).

3.1.3 Comparaison des abondances de GAUGUIN avec Synspec et SME

Le but de cette section est de confirmer que notre méthode automatique est capable de mesurer des abondances chimiques avec précision dans le cadre de comparaisons avec des études externes, publiées dans la littérature.

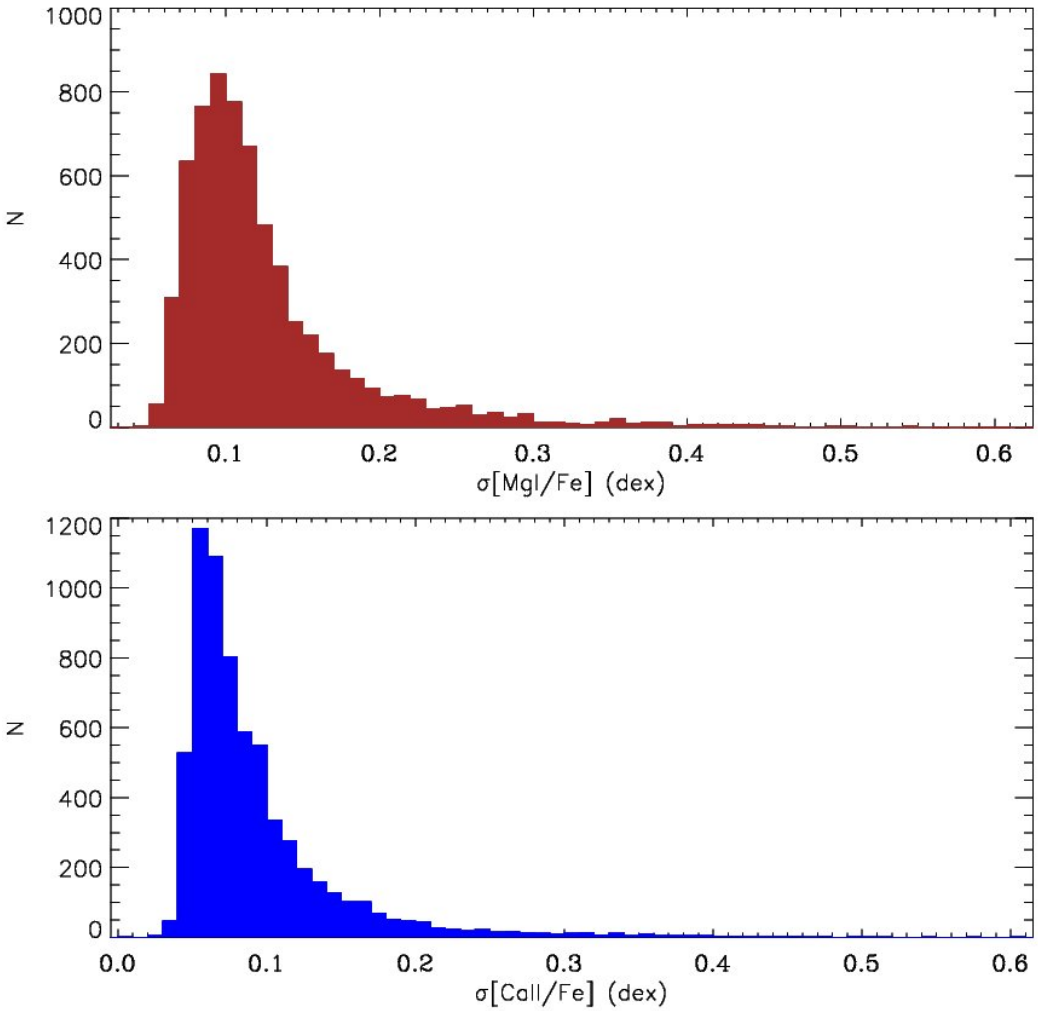

FIGURE 3.4 – Distribution des erreurs en [MgI/Fe] et [CaII/Fe] estimées avec GAUGUIN par propagation des incertitudes sur les paramètres atmosphériques pour les étoiles de la DR2.

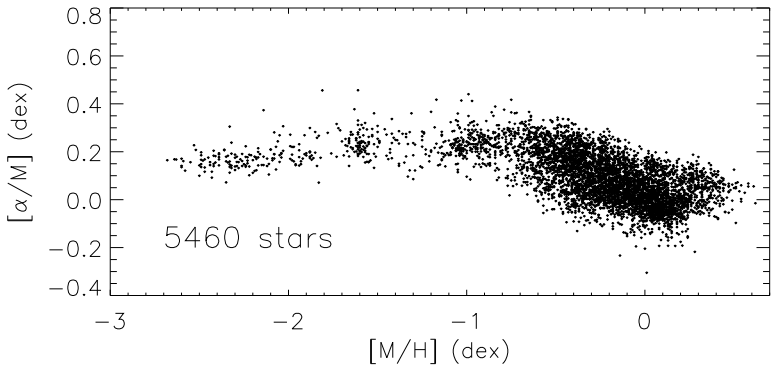

FIGURE 3.5 – Rapport [α/Fe] moyen en fonction de [M/H] pour 5 460 étoiles GES à SNR>15.

3.1.3.1 L'échantillon iDR2 de GES

Nous comparons dans cette section les déterminations d'abondances par GAUGUIN pour les étoiles de la DR2 de GES. Nous présentons ici les comparaisons d'abondances de 8 élements dérivés simultanément par GAUGUIN, SME et Synspec : CaI, MgI, SiI, Ti (moyenne des raies TiI et TiII), FeI, CrI, MnI, CoI. Le SNR minimal pour lequel une abondance a été mesurée est fixé à 15.

Les résultats sont montrés dans les FIGURE 3.6, FIGURE 3.7, FIGURE 3.8 et FIGURE 3.9. Les valeurs limites ne sont pas comparées, seules les étoiles pour lesquelles les trois méthodes ont déterminé une mesure d'abondances sont montrées (le nombre d'étoiles comparées est donc variable suivant l'élément ; en bleu). Nous avons estimé une différence moyenne "biais" de l'abondance entre chaque méthode et une dispersion standard "stdev" de cette différence pour chaque élément. L'échantillon GIRAFFE iDR2 possède 124 spectres du Soleil, identifiés comme "gar" sur les figures. Nous en avons calculé l'abondance moyenne et la dispersion standard de la différence entre chaque méthode pour chaque élément (en vert sur les figures). Nous avons aussi identifié des étoiles avec des paramètres atmosphériques proches de ceux du Soleil, identifiées comme "Solar twins" ($T_{\rm eff}^{\odot} \pm 30\,{\rm K}$, $\log(g)^{\odot} \pm 0.25\,{\rm cm\ s^{-2}}$ et $[{\rm M/H}]^{\odot} \pm 0.10\,{\rm dex}$; en rouge sur les figures), pour lesquelles nous avons calculé les mêmes quantités que pour les spectres solaires.

Nous voyons clairement que les méthodes arrivent à fournir des résultats compatibles entre eux, pour un élément donné, que ce soit pour des éléments α ou des éléments du pic du fer. La dispersion, malgré le nombre important d'étoiles (entre 3 800 et 6 400 suivant l'élément considéré) est relativement faible ($stdev \leq 0.14\,{\rm dex}$). Nous voyons également que les dispersions de méthodes à méthodes sont en moyenne plus faibles pour le groupe des éléments α que pour les éléments du pic du fer.

L'élément présentant la dispersion la plus faible de méthode à méthode est le magnésium ($stdev < 0.085$ dex). Celui présentant la plus forte dispersion est le chrome ($stdev > 0.13$ dex).

Concernant les spectres solaires, la dispersion entre les résultats de deux méthodes différentes pour un élément donné est aussi faible (systématiquement $stdev < 0.08$ dex). De méthode à méthode, le fer possède la plus faible dispersion ($stdev < 0.02$ dex), alors que pour le silicium, la dispersion est la plus élevée ($stdev \geq 0.055$ dex). Ces spectres sont utilisés pour estimer les biais avec les abondances solaires.

Enfin, pour les étoiles de type "Solar twins", les dispersions de méthode à méthode sont relativement faibles ($stdev \leq 0.12$ dex). La dispersion la plus faible de méthode à méthode est mesurée pour le magnésium $stdev \leq 0.057$ dex alors que la plus forte est mesurée pour le chrome et le calcium $stdev \sim 0.11$ dex.

Cependant, nous observons la plupart du temps des biais de mesure entre chaque méthode, que ce soit pour l'échantillon global, pour les spectres solaires, ou pour les "Solar twins". Ce biais n'est pas inhérent à une seule méthode, et se retrouve dans chaque comparaison, quel que soit l'élément chimique. Ce biais semble dépendre du domaine d'abondances, *i.e.* du domaine de métallicité. Nous pensons qu'une façon différente de normaliser les spectres observés ou un traitement différent du mélange des raies peuvent être à l'origine de ces biais de mesure. Pour les étoiles les plus riches en métaux, la normalisation est en effet sensible au fort mélange de raies, le continuum du spectre observé est donc plus difficile à ajuster.

Malgré tout, nous voyons que dans le contexte d'analyse massive d'abondances chimiques, GAUGUIN démontre sa fiabilité lors de cette analyse au sein du relevé Gaia-ESO. Certes, des biais (faibles) existent, mais sont inhérents à chaque méthode, comme nous avons pu le voir en comparant nos résultats avec SME et synspec.

3.1.3.2 L'échantillon GES/DR1 de Mikolaitis *et al.* 2014

Nous présentons ici des mesures de [Mg/Fe] pour un échantillon de 162 étoiles naines observées avec le setup HR10 de GIRAFFE (R$\sim$ 19 800), issues de la iDR1 du Gaia-ESO Survey. Leurs paramètres atmosphériques couvrent les domaines $5000 < T_{\rm eff} < 6250$ K, $3.5 < \log(g) < 5.0$ cm s^{-2}, $-2.00 <$ [M/H] $< +0.25$ dex, avec SNR$\geq$ 20. Les mesures de [Mg/Fe] sont basées sur la grille de spectres synthétiques présentée dans la Sect. 2.3.2. Nous comparons nos résultats avec ceux de Synspec [Mikolaitis *et al.* 2014b] pour la raie de MgI à $\lambda = 5\,528.405$ Å, en utilisant les mêmes spectres observés, paramètres atmosphériques, données atomiques et listes de raies. La différence provient de la méthode utilisée (voir Synspec dans la Sect 2.2.1).

La FIGURE 3.10 montre la comparaison entre nos deux études. Nous pouvons

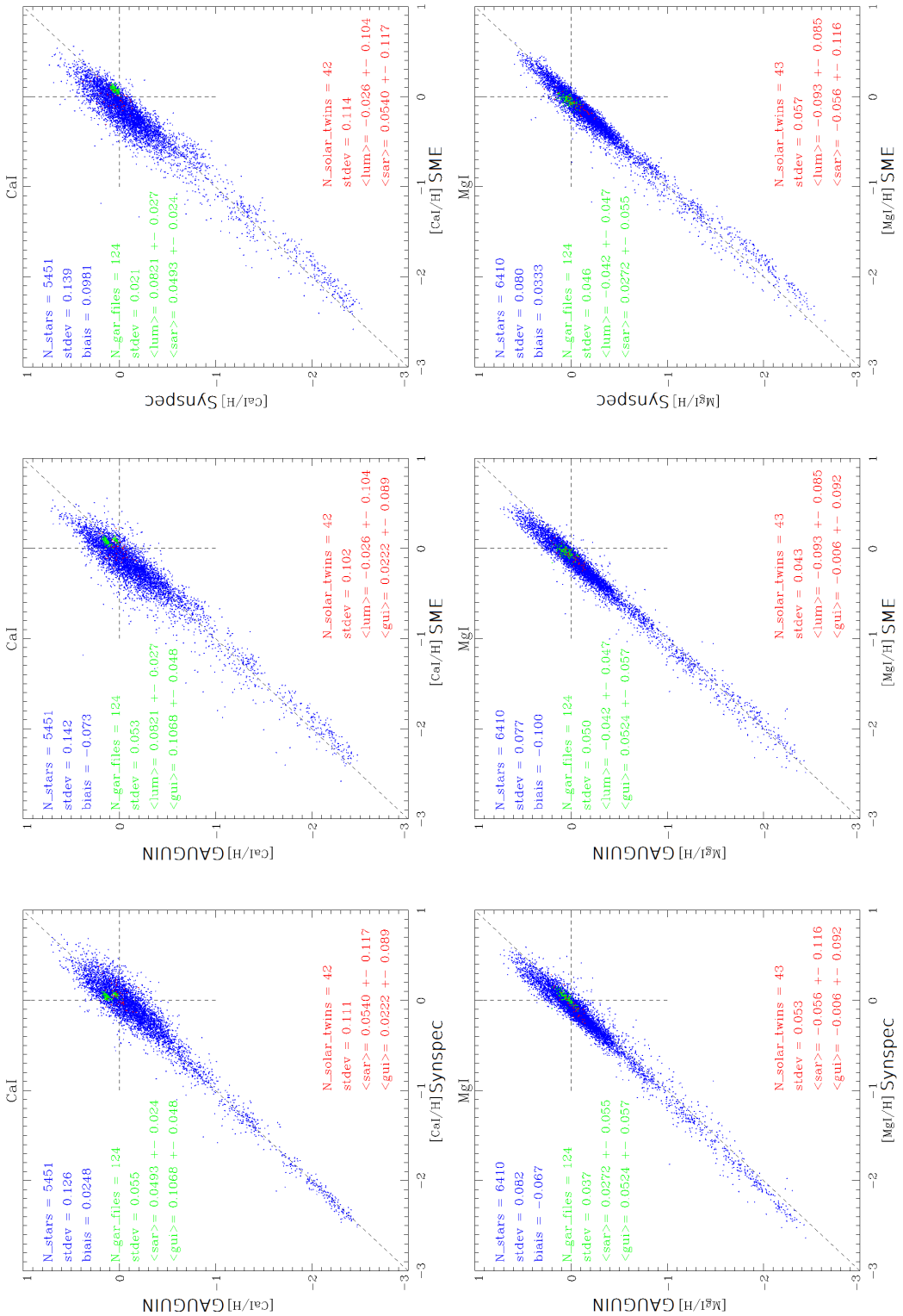

FIGURE 3.6 – GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [CaI/H] et [MgI/H].

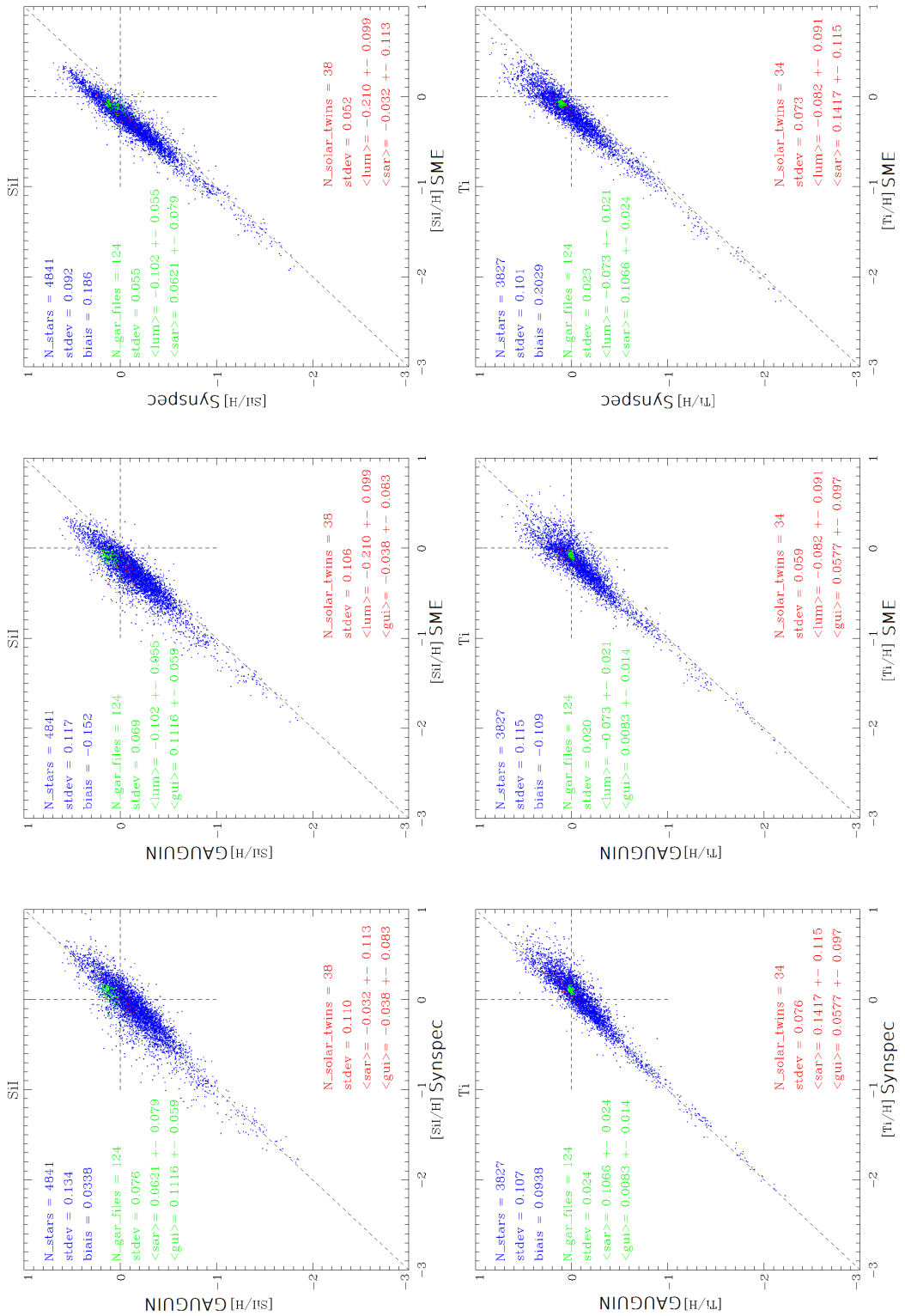

FIGURE 3.7 – GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [SiI/H] et [Ti/H].

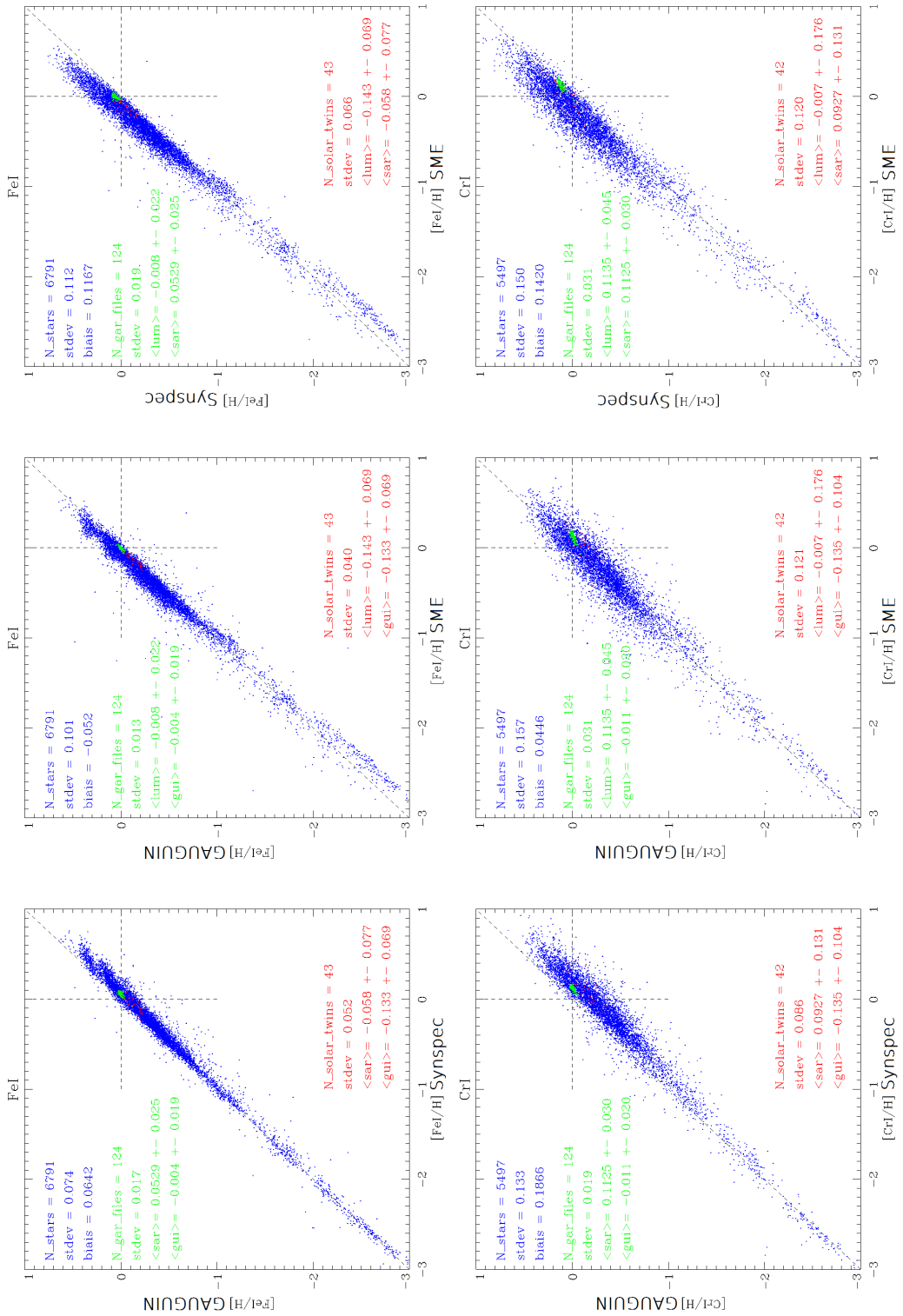

FIGURE 3.8 – GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [FeI/H] et [Cr/H].

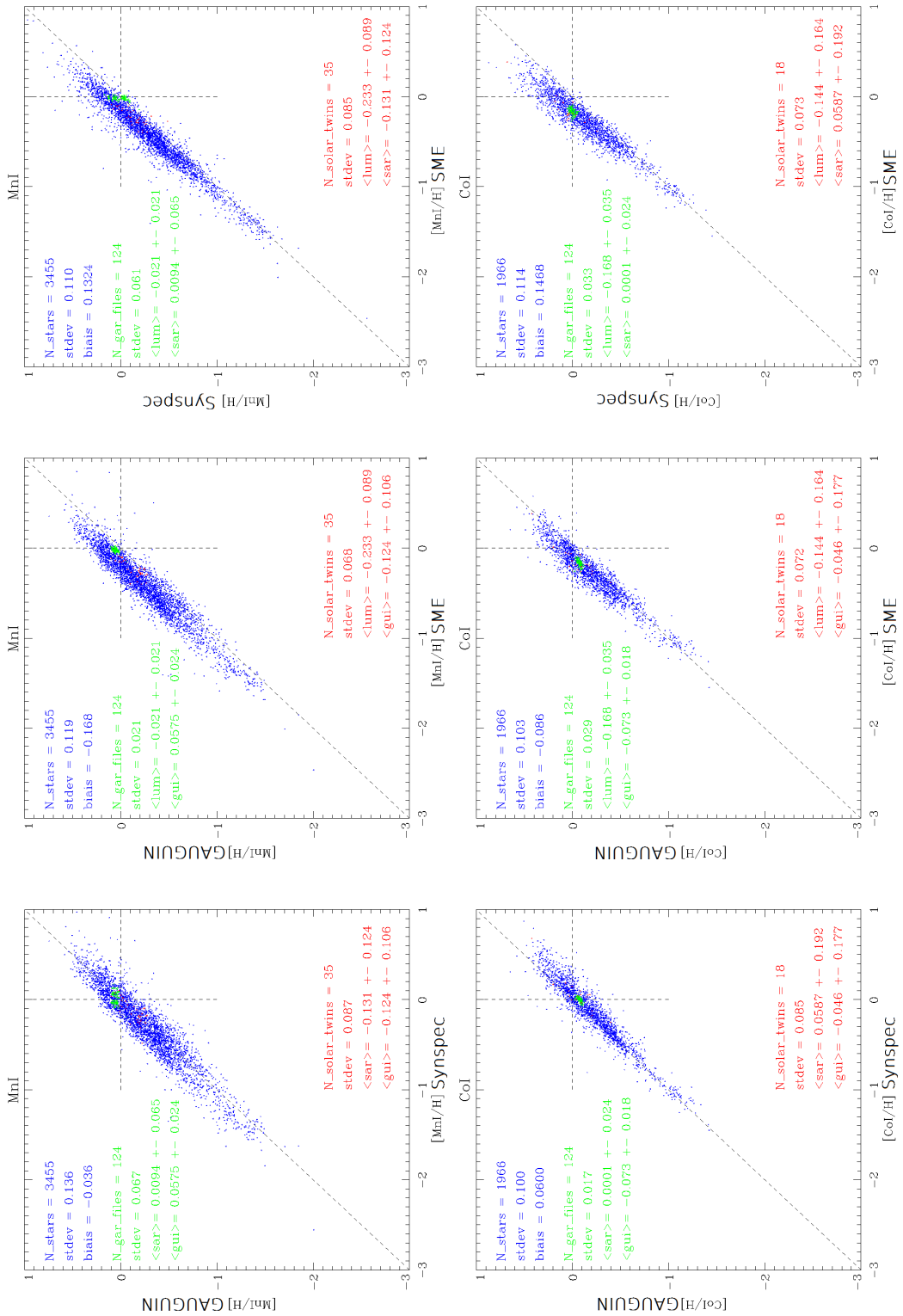

FIGURE 3.9 – GES/DR2 : comparaison entre SME, Synspec et GAUGUIN pour les abondances de [MnI/H] et [CoI/H].

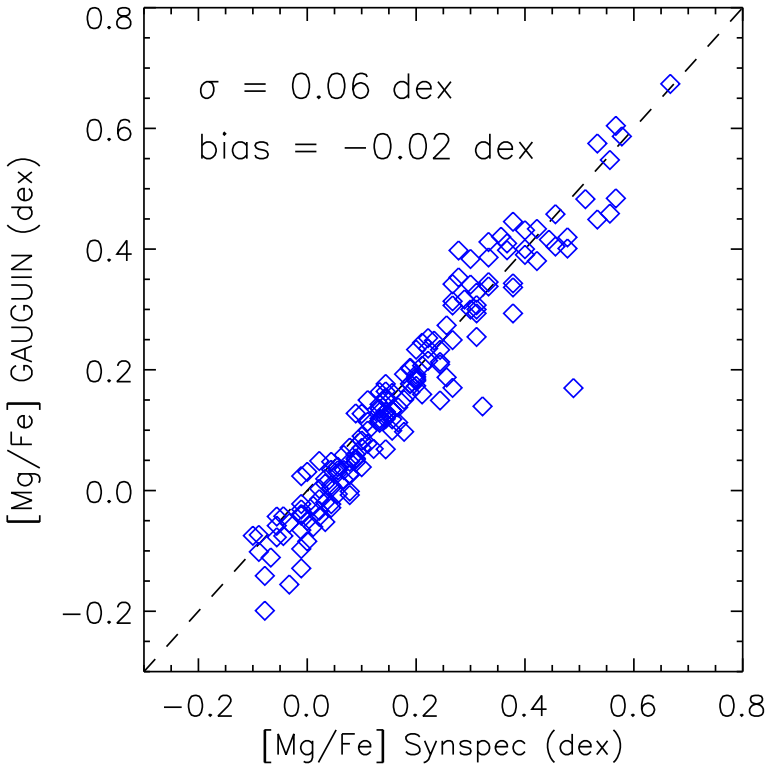

FIGURE 3.10 – [Mg/Fe] dérivé par GAUGUIN en fonction du [Mg/Fe] mesuré par Synspec pour 162 étoiles du Gaia-ESO Survey.

voir que l'accord entre les mesures est excellent, avec une déviation standard faible de 0.06 dex et une différence moyenne de −0.02dex. La différence entre les méthodes de normalisation et de mesures d'abondances peut expliquer la faible dispersion observée entre les résultats. Nous notons cependant une valeur aberrante pour une étoile particulière, avec une différence de 0.32 dex. En effet, il s'agit là d'une étoile pauvre en métaux ([M/H] = −1.3 dex) et présentant une forte vitesse de rotation ($v \sin(i) \sim 35\,\mathrm{km\ s^{-1}}$). A l'inverse de [Mikolaitis *et al.* 2014b] (voir méthode décrite dans la Sect. 2.2), nous ne tenons pas compte de la vitesse de rotation lors du calcul des abondances chimiques. Pour cette étoile là, la raie est moins profonde et plus large à cause de la rotation. Cependant, l'amplitude de déformation du profil de la raie va être plus forte au coeur de la raie que sur les ailes. L'abondance de la raie va alors sembler plus faible. Cette étoile aurait pu être supprimée au préalable à cause de son fort taux de rotation, mais nous avons préféré la conserver afin de voir l'effet de $v \sin(i)$ sur l'abondance mesurée. Malgré tout, l'accord entre nos mesures et celles de [Mikolaitis *et al.* 2014b] est très bon, et cela montre la fiabilité de notre procédure.

3.1.4 Conclusions sur les abondances de GAUGUIN pour GES

Pour conclure, nous notons que l'analyse d'un jeu de 10 000 étoiles avec GAUGUIN prend de l'ordre de 1 heure à la résolution de HR10 et HR21. Les catalogues complets d'abondances de la iDR2 et iDR3 issus de notre procédure sont disponibles via l'archive Edinburgh/WFAU à l'adresse : http ://ges.roe.ac.uk/. Il s'agit de l'Archive du relevé Gaia-ESO, gérée par The Wide Field Astronomy Unit (WFAU). Les abondances que nous avons fournies ont été combinées avec des mesures indépendantes produites par d'autres groupes avec les outils Synspec et SME afin de fournir les abondances recommandées des cibles HR10 et HR21 de GIRAFFE pour GES (Recio-Blanco *et al.*, 2015b en préparation). Une moyenne non pondérée des trois mesures a été faite, en corrigeant les biais avec le Soleil pour chaque détermination. Ces abondances recommandées ont d'ores et déjà conduit à diverses applications d'Archéologie Galactique. Nous pouvons citer par exemple [Ruchti *et al.* 2015] mais également [Kordopatis *et al.* 2015], [Guiglion *et al.* 2015] et enfin Rojas-Arriagada et al. (en révision) en temps que auteur ou co-auteur.

3.2 Abondances du lithium pour AMBRE

Afin de contraindre de façon observationnelle l'enrichissement en lithium de notre Galaxie ou bien de contraindre certains processus de mélange interne dans les étoiles, il est nécessaire d'avoir de grandes bases de données d'abondances du lithium dans des étoiles galactiques. Pour ce faire, il est recommandé d'utiliser des spectres à haute résolution afin d'atteindre des précisions de l'ordre de +0.10 dex sur les abondances en lithium dérivées.

Dans la littérature, de nombreuses études à haute résolution spectrale ($R >$ 40 000) se sont penchées sur les problématiques du lithium dans la Galaxie. Cependant, ces études reposent toutes sur des statistiques relativement faibles (de l'ordre de quelques centaines d'étoiles) ou alors elles sont basées sur des compilations d'échantillons de différentes études. Bien que les biais de mesures entre les paramètres atmosphériques et les abondances de lithium entre ces différentes études sont tant que possible corrigés, l'homogénéité n'est jamais parfaite.

Dans ce cadre là, nous pouvons citer notamment [Lambert & Reddy 2004], ayant étudié l'évolution du lithium avec la métallicté dans le disque galactique. Leur échantillon est composé de 451 étoiles naines de type F et G. Leur catalogue est en fait la somme de trois études différentes : [Chen *et al.* 2001], [Balachandran 1990a] et [Reddy *et al.* 2003]. [Lambert & Reddy 2004] ont rapporté des différences moyennes en lithium de l'ordre de 0.05 dex à +0.10 dex entre ces trois études.

Le plus gros échantillon homogène publié à ce jour est celui de [Ramírez *et al.* 2012]. Ces auteurs ont déterminé de façon homogène les paramètres atmosphériques et des abondances de lithium dans un échantillon d'environ 700 étoiles. Le code MOOG a été utilisé afin de déterminer les abondances à partir du doublet du lithium à 6 708 Å. Toutefois, afin d'étudier et de contraindre les méchanismes de formation, de destruction et d'évolution du lithium dans la Voie Lactée, ces auteurs ont eu besoin d'une statistique plus importante. Ils ont donc ajouté à leur échantillon ceux de 7 autres études issues de la littérature afin d'obtenir un catalogue final d'abondances en lithium pour environ 1 400 étoiles, et donc hétérogène.

Plus récemment, [Delgado Mena *et al.* 2014, Delgado Mena *et al.* 2015] ont réalisé le même type d'études, basées sur un échantillon homogène d'étoiles HARPS. La statistique est là encore relativement faible, environ 350 étoiles, avec des paramètres atmosphériques et abondances de lithium homogènes.

Nous voyons donc que les études actuelles souffrent d'un manque cruel de statistique, et les catalogues publiés peuvent présenter des biais dans les cas où plusieurs échantillons sont ajoutés de différentes études.

Dans le contexte du projet AMBRE, les archives ESO des spectrographes UVES, HARPS et FEROS sont une bonne opportunité de pouvoir faire un bond en avant et de pouvoir construire un catalogue d'abondances en lithium avec une statistique importante. Nous présentons ici un tel catalogue parfaitement homogène (à la fois sur les paramètres atmosphériques et sur les abondances en lithium) contenant des abondances de lithium pour 7 272 étoiles. A ce jour, il s'agit du plus grand catalogue d'abondances en lithium jamais créé (un facteur 5 par rapport au plus gros catalogue de [Ramírez *et al.* 2012]). Nous détaillons ci-dessous les étapes de sa création.

3.2.1 Echantillons de travail : spectres UVES, HARPS et FEROS

Nous avons appliqué notre procédure automatique afin de dériver des abondances en lithium pour les spectres UVES, HARPS et FEROS du projet AMBRE. Nous rappelons que ces spectres sont issus des archives de l'ESO. Nos trois échantillons de travail sont composés de 3 628, 89 183 et 5 981 spectres respectivement, initialement issus d'échantillons plus importants pour lesquels nous n'avons gardé que les étoiles avec $+1 < \log(g) < +5\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, SNR$\geq$ 10 afin de s'assurer une qualité optimale sur les paramètres atmosphériques.

Les paramètres atmosphériques T_{eff}, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] ainsi que la vitesse radiale V_{rad} ont été dérivés dans une première étape de façon homogène par le projet AMBRE ([Worley *et al.* 2012], [De Pascale *et al.* 2014] et [Worley *et al.* 2014]). Nous rappelons que dans ces trois études du projet AMBRE, l'analyse des paramètres atmosphériques a été réalisée avec l'algorithme MATISSE [Recio-Blanco *et al.* 2006].

Outre les paramètres atmosphériques classiques ainsi que leurs erreurs associées, pour chaque spectre, le projet AMBRE fournit également un critère de qualité, appelé QUALITY_FLAG. Il s'agit d'un paramètre renseignant sur l'ajustement entre le spectre observé et le spectre synthétique interpolé aux paramètres de la solution. Ce critère peut prendre 3 valeurs : 0 (paramètres atmosphériques très fiables) ; 1 (paramètres atmosphériques de bonne qualité) ; 2 (paramètres atmosphériques acceptables mais devant sans doute être optimisés). Les spectres sélectionnés précédemment ne contiennent que des spectres avec QUALITY_FLAG ≤ 1.

Les erreurs typiques en T_{eff}, $\log(g)$ et [M/H] sont de [120 K, 0.20 cm s^{-2}, 0.10 dex] pour UVES, [93 K, 0.26, 0.08 dex] pour HARPS et [108 K, 0.14, 0.11 dex] pour FEROS. Les distributions de SNR pour nos trois échantillons de travail sont montrées dans la FIGURE 3.11. Nous constatons que l'échantillon UVES couvre le plus large domaine de SNR et surtout fournit les spectres de meilleure qualité (télescope de classe 8-m).

3.2.2 Construction du catalogue d'abondances AMBRE/Li

La première étape a consisté à déterminer le nombre d'étoiles individuelles issues des trois échantillons précédents car souvent plusieurs spectres correspondent à la même étoile. Le catalogue final AMBRE des abondances de lithium a été construit en choisissant la meilleure abondance de lithium pour une étoile ayant plusieurs spectres. En effet, certaines étoiles ont pu être observées plusieurs fois car les échantillons de travail issus des archives de l'ESO sont la somme de différents programmes d'observations. Nous notons par exemple que HARPS est beaucoup utilisé pour la recherche d'exo-planètes par vélocimétrie, impliquant un très grand nombre d'observations pour une même étoile. Pour ce faire, nous avons tout d'abord cherché les

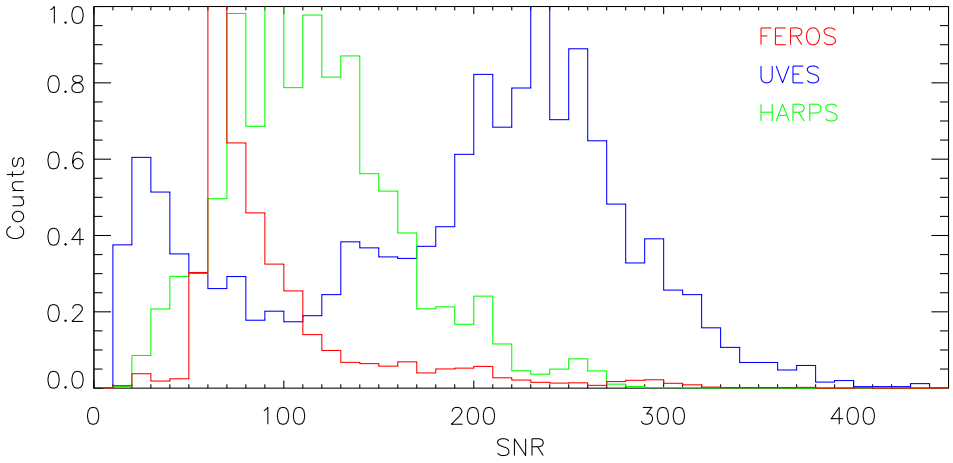

FIGURE 3.11 – Histogramme normalisé du SNR des 3 échantillons de travail UVES, HARPS et FEROS.

observations répétées dans les échantillons UVES, HARPS et FEROS.

Préparation des cibles UVES et FEROS pour GAUGUIN

Pour UVES et FEROS, le nombre attendu d'observations répétées pour une étoile donnée est plutôt faible. Nous avons effectué une simple recherche automatique sur les coordonnées α et δ des spectres. Ces coordonnées sont fournies par le projet AMBRE, et initialement collectées parmi les informations fournies dans les "headers" des spectres ESO. Les spectres ayant des coordonnées similaires dans un rayon de 2 arcsec pour UVES et 10 arsec pour FEROS sont identifiés comme appartenant à la même étoile. Ces rayons différents ont été choisis en fonction de la précision de pointage des télescopes et des informations fournies par l'ESO. Pour une étoile donnée ayant plusieurs spectres collectés avec le même instrument, nous n'avons gardé que celui ayant les meilleurs paramètres atmosphériques en terme de χ^2 normalisé par le nombre de pixels de chaque domaine spectral des analyses FEROS, HARPS et UVES [Worley *et al.* 2012, De Pascale *et al.* 2014, Worley *et al.* 2014]. Les échantillons résultants sont composés de 1 031 étoiles pour UVES et 3 526 étoiles pour FEROS.

Préparation des cibles HARPS pour GAUGUIN

Pour HARPS, le problème est plus compliqué. En effet, le nombre d'observations pour une même étoile peut être grand, typiquement supérieur à 100. De plus, plusieurs cibles HARPS peuvent être proches dans le plan du ciel, rendant la recherche de spectres communs difficile. Une simple recherche sur les coordon-

nées pourrait biaiser l'échantillon final, contenant alors moins d'étoiles. Nous avons adopté l'échantillon de 4 355 étoiles issu de Mikolaitis et al. 2015 (en préparation). Cet échantillon a été construit avec une approche différente de celle basée sur une simple recherche de coordonnées similaires. En effet, les spectres ont d'abord été regroupés suivant les coordonnées α et δ, mais aussi $V_{\rm rad}$. Si un spectre est à plus de $\pm 2\sigma$ en $V_{\rm rad}$, celui ci est rejeté et considéré comme une étoile à part entière. Puis, les spectres regroupés en $[\alpha, \delta, V_{\rm rad}]$ sont inspectés dans l'espace 4D $[T_{\rm eff}, \log(g), [{\rm M/H}], [\alpha/{\rm Fe}]]$ avec le même principe de sélection que précédemment ($\pm 2\sigma$). Il en résulte les 4 355 étoiles différentes sélectionnées par Mikolaitis et al. 2015 (en préparation). Une simple sélection sur 5" en α et δ aurait donné 2 411 étoiles.

Analyse des étoiles UVES, HARPS et FEROS avec GAUGUIN

Notre procédure GAUGUIN a été appliquée sur ces 3 sous-échantillons pour un total de 8 912 étoiles afin de mesurer leurs abondances en lithium à partir du doublet du lithium à 6 708 Å. Nous avons utilisé la grille de spectres synthétiques spécialement construite autour de ce doublet, présentée dans la Sect 2.3.3 du Chapitre 2. Les erreurs sur les mesures de $A_{\rm Li}$ ont été déterminées en tenant compte des erreurs sur les paramètres atmosphériques fournis par AMBRE. Nous rappelons que la mesure d'une abondance individuelle pour une étoile et un jeu de paramètres atmosphériques est rapide, de l'ordre de 1.5 sec. Nous notons que le temps de calcul est un peu plus long que dans le cadre de notre application GES car le nombre de spectres interpolés de la grille 1D est plus grand (26 contre 17), à cause du domaine d'abondance plus large couvert par le lithium et la résolution est plus élevée (nombre de pixels plus important).

Addition des échantillons d'étoiles UVES, HARPS et FEROS

Pour construire le catalogue final AMBRE/Li, il est nécessaire de réaliser une dernière étape consistant à fusionner ces trois sous-échantillons UVES, HARPS, et FEROS. En effet, il est possible qu'une étoile ait été observée par un de ces trois spectrographes. Nous réalisons pour cela une nouvelle identification sur les coordonnées α et δ dans un rayon de 10 arcsec (choisie comme la plus grande incertitude de pointage, attribuée au spectrographe FEROS). Pour une étoile dans ce cas là, nous avons à nouveau sélectionné le spectre ayant les meilleurs paramètres en terme de χ^2. L'échantillon résultant est finalement composé de 7 821 étoiles. Parmi celles-ci, on compte $N_F = 3\,301$ étoiles observées avec FEROS, $N_U = 878$ avec UVES et $N_H = 3\,642$ avec HARPS. Nous notons qu'environ 120 étoiles ont été observées simultanément avec UVES et HARPS, nous permettant ainsi de comparer les mesures de $A_{\rm Li}$ déterminées indépendamment à partir de chaque spectrographe (voir Chapitre 2, Sect 2.6).

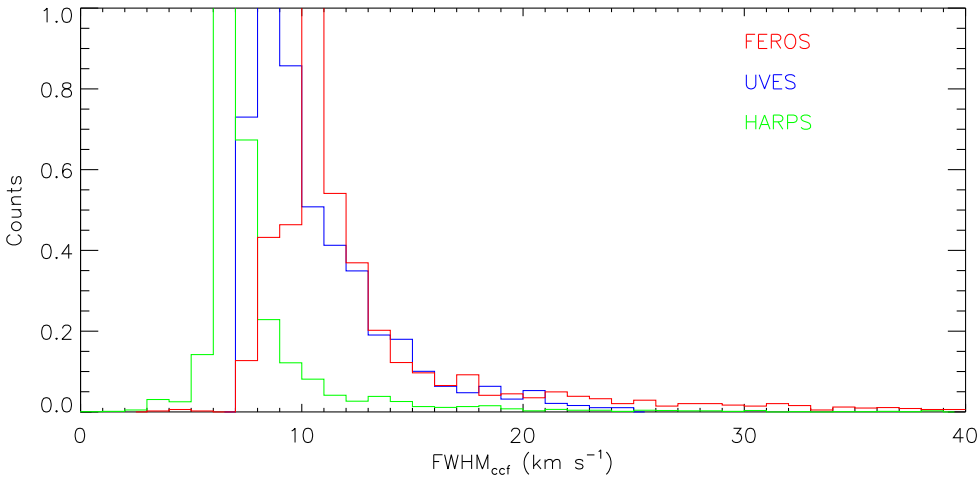

FIGURE 3.12 – Histogramme normalisé des FWHM$_{\mathrm{CCF}}$ des 3 échantillons UVES (878 étoiles), HARPS (3 642 étoiles) et FEROS (3 301 étoiles).

Hypothèse de travail sur la faible rotation des étoiles.

La grille de spectres synthétiques utilisée pour l'analyse automatique ne reproduit pas la rotation des étoiles (élargissement des raies spectrales), considérant les étoiles comme des rotateurs lents. Nous avons vu dans le Chapitre 2, Sect 2.5.2 les limitations de notre méthode automatique face à des étoiles à forte rotation ($v\sin(i) \geq 10\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ pour les géantes et $v\sin(i) \geq 15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ pour les naines). Nous avons donc adopté ces valeurs limites de vitesses de rotation comme étant les limites supérieures acceptables afin de mesurer nos abondances en lithium. Nous notons que AMBRE ne fournit pas directement les vitesses de rotation, mais seulement la FWHM$_{\mathrm{CCF}}$ (définie comme la largeur à mi-hauteur de la fonction de cross-corrélation, fournissant une information sur le taux de rotation de l'étoile [Gray 2005]). Nous avons donc cherché à établir des relations entre la FWHM$_{\mathrm{CCF}}$ et $v\sin(i)$ afin d'établir des limites en terme de FWHM$_{\mathrm{CCF}}$. Nous présentons tout d'abord la distribution des FWHM$_{\mathrm{CCF}}$ pour les 3 301 étoiles FEROS, 878 étoiles UVES et 3 642 étoiles HARPS dans la FIGURE 3.12.

Tout d'abord, nous nous sommes basés sur un échantillon de 2 397 étoiles FEROS issues de [de Laverny *et al.* 2013a]. Cet échantillon couvre parfaitement bien la branche des géantes et la séquence principale en T_{eff} et $\log(g)$. Ces auteurs ont calibré des vitesses de rotation à partir d'une grille de spectres synthétiques (présentant une variation en $v\sin(i)$) par la méthode de "Cross-Correlation". En comparant le $v\sin(i)$ déterminé et la FWHM$_{\mathrm{CCF}}$ de ces étoiles-là, nous avons établi une limite à FWHM$_{\mathrm{CCF}} \leq 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ en respectant pour les géantes et les naines les vitesses

maximales de rotation établies précédemment. Nous avons donc rejeté les abondances de lithium déterminées pour toutes les étoiles FEROS ayant $\mathrm{FWHM_{CCF}} > 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ (320 étoiles soit $\sim 10\%$ de l'échantillon initial FEROS).

Concernant les étoiles HARPS, celles-ci montrent une distribution de valeurs plus faibles de $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ comparées à FEROS, principalement car la résolution spectrale est plus grande. Nous avons appliqué la même stratégie que pour FEROS, mais cette fois-ci en utilisant les estimations de $v\sin(i)$ de Mikolaitis et al. 2015 (en préparation). Là encore, cet échantillon couvre parfaitement bien la branche des géantes et la séquence principale en T_{eff} et $\log(g)$. En comparant les mesures AMBRE de $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ aux déterminations de $v\sin(i)$, nous avons adopté une $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ limite égale à $15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, rejetant ainsi 150 étoiles (4% des étoiles HARPS).

Enfin, les étoiles UVES présentent des mesures de $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ intermédiaires entre celles observées avec HARPS et FEROS (voir FIGURE 3.12). La limite en $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ pour UVES devrait donc être typiquement entre $\mathrm{FWHM_{CCF}} = 15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ et $\mathrm{FWHM_{CCF}} = 20\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Nous n'avons malheureusement pas de déterminations de $v\sin(i)$ pour ces étoiles là. Nous adoptons donc une limite de $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ très pessimiste $\mathrm{FWHM_{CCF}} = 15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, égale à celle appliquée aux étoiles HARPS (ayant une résolution spectrale bien plus large). Ainsi, 79 étoiles sont rejetées, soit 9% des étoiles UVES.

3.2.3 Le catalogue final AMBRE/Li

Le catalogue final AMBRE/Li d'abondances en lithium contient ainsi 7 272 étoiles, *i.e.* 93% des étoiles pour lesquelles nous avons une mesure de $\mathrm{A_{Li}}$, respectant les limites de $\mathrm{FWHM_{CCF}}$ établies pour chaque spectrographe. Parmi elles, 6 479 ont des corrections NETL (voir détails sur ces déterminations dans la section suivante). Jusqu'à ce jour il s'agit du plus grand catalogue d'abondances en lithium jamais construit, un ordre de grandeur plus grand que les études précédentes ([Ramírez *et al.* 2012], 671 étoiles ; [Delgado Mena *et al.* 2015], 355 étoiles). De plus, ce catalogue est parfaitement homogène en terme de paramètres atmosphériques et de déterminations d'abondances de lithium.

Les paramètres atmosphériques, abondances en $\mathrm{A_{Li}}$ et corrections non-ETL des 7 272 étoiles sont présentés dans la TABLE 3.2. Nous montrons également dans la FIGURE 3.13 un diagramme de Hertzsprung-Russel des étoiles du catalogue de lithium AMBRE. Grâce à l'échantillonnage en [M/H], nous voyons clairement que la statistique dans chaque sous-échantillon est forte, allant des étoiles pauvres en métaux jusqu'aux étoiles les plus riches à metallicité supra solaire.

Nous présentons dans la FIGURE 3.14 le comportement de $\mathrm{A_{Li}^{ETL}}$ avec la température effective. Nous voyons clairement que les étoiles plus froides reflètent une abondance en lithium plus faible, probablement à cause d'une zone convective plus

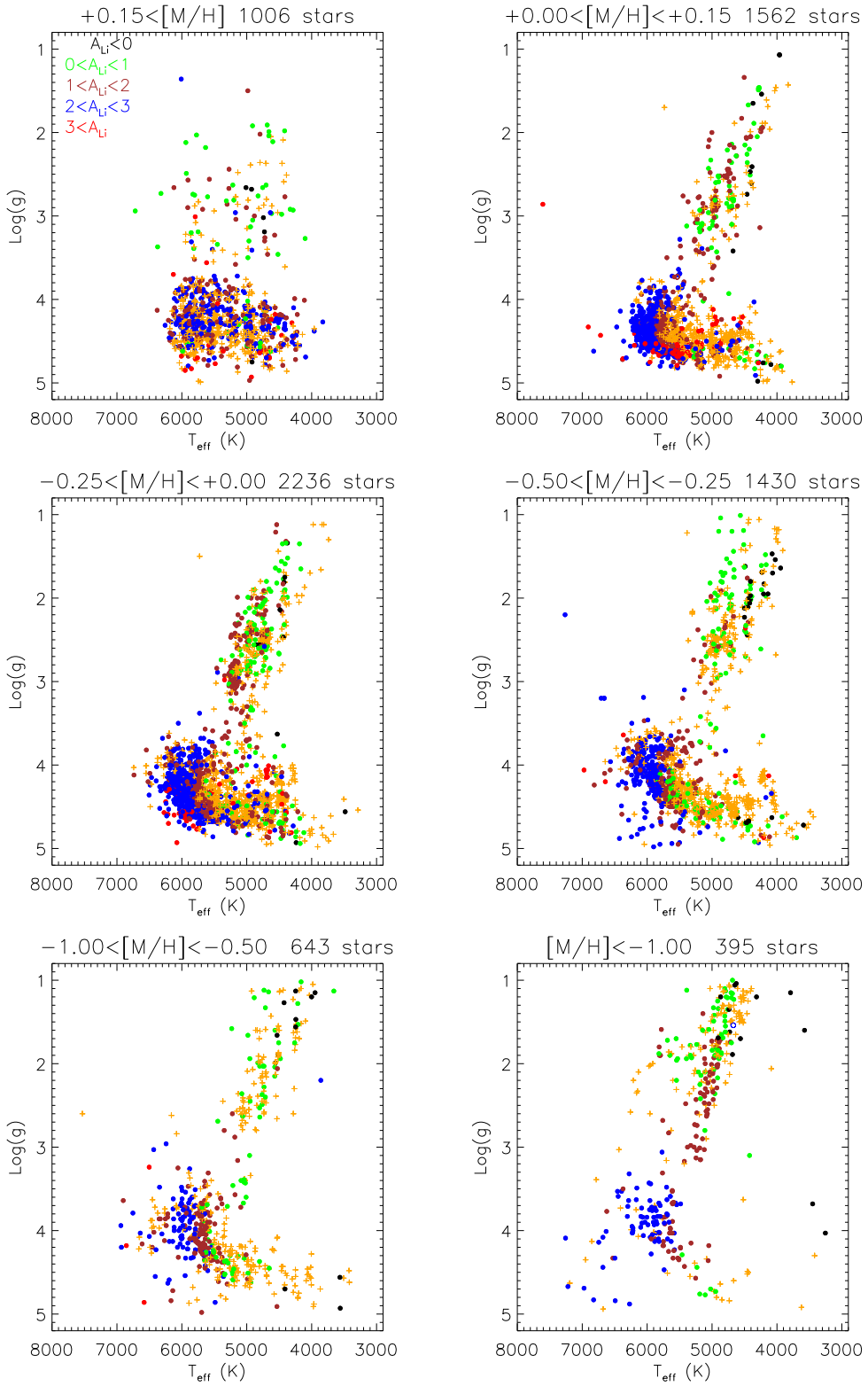

FIGURE 3.13 – Abondances en lithium ETL pour les 7272 étoiles du catalogue AMBRE, présentées dans le plan $T_{\rm eff} - \log(g)$. Le code couleur est variable suivant $A_{\rm Li}^{\rm LTE}$. Les cercles pleins et ouverts correspondent respectivement aux mesures du doublet du lithium et à des valeurs extrêmes de Li : $A_{\rm Li} > 4.2$ dex. Les limites supérieures sont représentées par des symboles oranges "+".

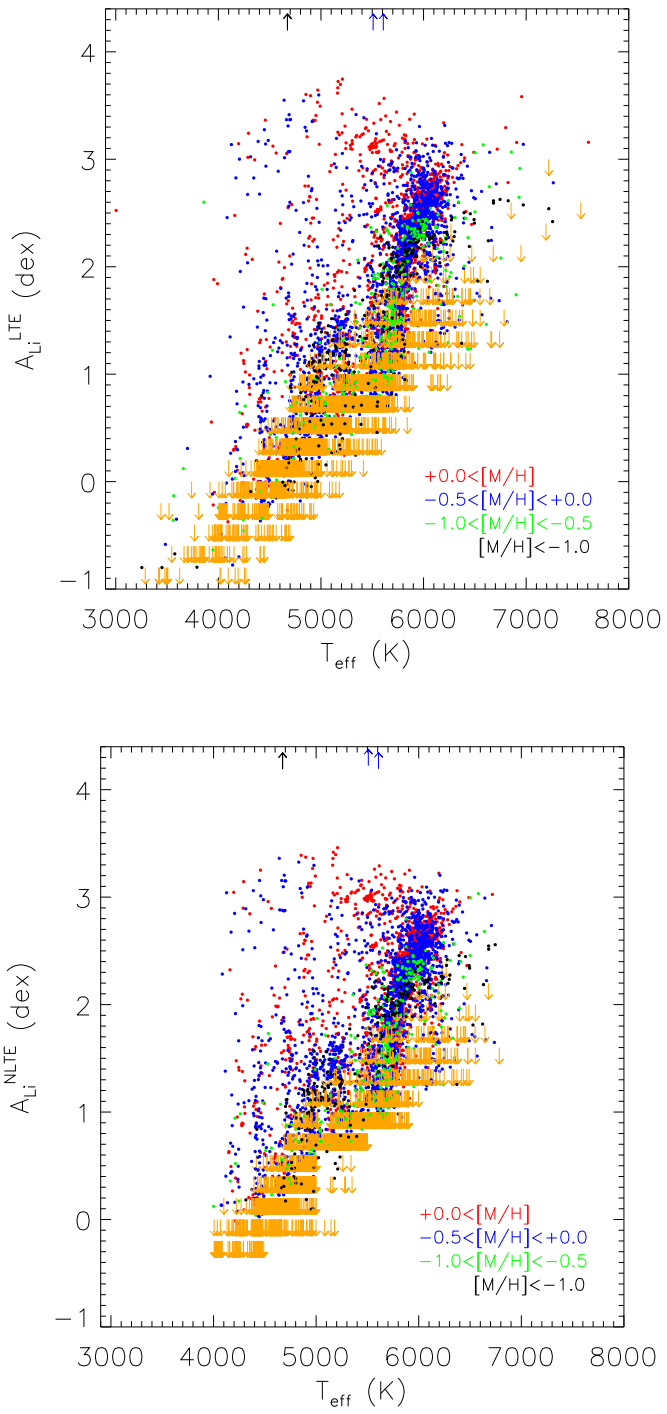

FIGURE 3.14 – A_{Li}^{ETL} *v.s* T_{eff} (en haut) et A_{Li}^{NETL} *v.s* T_{eff} (en bas) pour les étoiles du catalogue AMBRE/Li. Le code couleur est suivant des intervalles de [M/H]. Les cercles pleins correspondent à des mesures du doublet du lithium, alors que les limites supérieures sont symbolisées par des flèches renversées.

TARGNAME	Spectro	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log(g)$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	$A_{\rm Li}^{\rm LTE}$ (dex)	$\Delta_{\rm NETL}$ (dex)
HD125276	H	5947	3.99	-0.77	$+2.49 \pm 0.08$	-0.05
HD150177	H	6005	3.48	-0.84	$+2.28 \pm 0.07$	-0.03
HD162396	H	5890	3.66	-0.39	$+2.32 \pm 0.08$	-0.01
HD177758	H	5695	3.81	-0.75	$+1.45 \pm 0.09$	+0.01
HD199288	H	5631	4.03	-0.77	$+0.97 \pm 0.09$	+0.01
HD90422	H	5903	3.47	-0.86	$+1.61 \pm 0.08$	-0.01
HD22879	H	5694	3.82	-1.01	$+1.52 \pm 0.08$	-0.01
HD20407	H	5769	4.07	-0.51	$+1.78 \pm 0.08$	+0.01
HD128167	H	6656	4.08	-0.70	$< +1.40$	-
HD49095	H	6098	3.87	-0.31	$+2.48 \pm 0.07$	-0.02
HD126793	H	5723	3.73	-0.89	$+1.41 \pm 0.09$	0.000
HD63077	H	5668	3.76	-0.94	$+1.41 \pm 0.09$	0.000
HD91324	H	6115	3.90	-0.34	$+2.02 \pm 0.08$	-0.01
HD68456	H	6339	3.94	-0.37	$< +1.20$	-
HD068456	H	6343	3.94	-0.36	$< +1.40$	-0.02
...	...	...	...	...	...	

TABLE 3.2 – Identifant, spectrographe (U=UVES, H=HARPS, F=FEROS), paramètres atmosphériques, abondances de lithium ETL et corrections NTLE (définies par $\Delta_{\rm NETL} = A_{\rm Li}^{\rm NLTE} - A_{\rm Li}^{\rm LTE}$) pour les 7272 étoiles du catalogue AMBRE.

profonde provoquant une plus forte destruction du lithium ($\sim 75\%$ des étoiles AMBRE sont des naines). Nous observons également une forte corrélation des limites supérieures avec la température effective. Ce phénomène peut être compris en considérant que pour une valeur donnée de SNR, le doublet du lithium sera plus fort à plus basse température (la raie du lithium étant une raie de résonnance). Nous voyons également que l'évolution de $A_{\rm Li}^{\rm NETL}$ avec $T_{\rm eff}$ est très similaire à celle ETL.

3.2.4 Corrections NETL des abondances de lithium

Afin de pouvoir construire des contraintes sur l'enrichissement en lithium de la Galaxie, il est nécessaire de décrire de façon réaliste la formation du doublet du lithium. Les abondances dérivées avec GAUGUIN ont été mesurées dans l'approximation ETL, mais le domaine couvert par les paramètres atmosphériques est large et des effets non-ETL variables d'une étoile à l'autre sont attendus, en particulier pour les étoiles les plus froides. Les différences d'abondances par rapport à l'ETL sont généralement faibles, mais sont à prendre en compte dans le cadre d'une analyse précise d'abondances.

Les phénomènes à l'origine des écarts à l'ETL sont variés. Tout d'abord, le phénomène de perte de photons est responsable du fait que la fonction source d'une raie de résonance s'écarte de la fonction de Planck, et ce, bien en dessous de $\tau = 1$ car

la diffusion propage les pertes de photons dans les couches profondes de l'atmosphère. Cet effet va être plus faible à plus faible abondance. Pour des abondances fortes de lithium, le phénomène de "photon suction" peut avoir lieu et augmente l'opacité pour les raies de résonance. Un autre phénomène classique non-ETL est le "ultra-violet overionization". Il s'agit d'un excès de radiation entre l'intensité moyenne J_ν et la fonction de Planck B_ν, important dans le domaine ultra-violet. Cet excès dépendant de la tempéture et de la métallicité, l'effet sur le flux émergeant va être d'autant plus important à forte abondance.

Nous présentons par la suite les études ayant calculé ces écarts à l'ETL, pour différents domaines de paramètres atmosphériques.

3.2.4.1 Abondances NETL du lithium dans la littérature.

Plusieurs études ont estimé les effets non-ETL liés à la raie de résonance du lithium à 6 708 Å pour différents types d'étoiles.

Nous pouvons citer tout d'abord [Carlsson *et al.* 1994]. Ces auteurs ont généré une grille de corrections NETL sur les domaines $4\,500 \leq T_{\rm eff} \leq 7\,500\,{\rm K}$, $0.0 \leq \log(g) \leq 4.5\,{\rm cm\ s^{-2}}$ et $-3.0 \leq [{\rm Fe/H}] \leq +0.0\,{\rm dex}$. Ils ont considéré un modèle d'atome à 21 niveaux d'énergie [Bashkin & Stoner 1975] et les forces d'oscillateurs sont issues des études de [Wiese *et al.* 1966] et [Biemont & Grevesse 1973]. Les calculs NETL ont été déterminées à l'aide du code de transfert radiatif MULTI [Carlsson 1992] et de modèles d'atmosphère MARCS. [Carlsson *et al.* 1994] concluent que le signe des corrections non-ETL varie dans la grille, dû au fait qu'il y a une compétition entre les différents mécanismes cités plus haut. Les corrections sont d'autant plus grandes que l'étoile est froide et riche en lithium. Ces auteurs soulignent aussi le fait que les corrections non-ETL de la raie à 6 708 Å sont opposées à celle de la raie à 6 104 Å à forte abondance.

[Pavlenko & Magazzu 1996] ont étudié les effets non-ETL du lithium sur le domaine de température $3\,500 \leq T_{\rm eff} \leq 6\,000\,{\rm K}$ et $3.0 \leq \log(g) \leq 4.5\,{\rm cm\ s^{-2}}$ à métallicité solaire. Des modèles d'atmosphères ATLAS9, un modèle d'atome du lithium à 20 niveaux d'énergie et le code *WITA2* [Pavlenko 1991] ont été utilisés par les auteurs. Ils reportent des mesures de courbes de croissances du doublet du lithium à 6 708 Å, et montrent que pour les atmosphères les plus froides de leur grille ($3\,500 \leq T_{\rm eff} \leq 4\,000\,{\rm K}$), les corrections des largeurs équivalentes non-ETL ne dépendent pas de la gravité de surface. Enfin, [Pavlenko & Magazzu 1996] montrent que leurs résultats sont en bon accord avec [Carlsson *et al.* 1994] pour des domaines identiques de $T_{\rm eff}$ et $\log(g)$.

Dans le contexte d'une détermination du lithium dans 160 étoiles naines et sous-géantes de type F-K, [Takeda & Kawanomoto 2005] ont déterminé une grille de corrections non-ETL couvrant de larges domaines $5\,000 \leq T_{\rm eff} \leq 7\,000\,{\rm K}$ et

$3.0 \leq \log(g) \leq 5.0\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$ et $-1.0 \leq [\mathrm{Fe/H}] \leq +0.5\,\mathrm{dex}$. Les modèles d'atmosphères ATLAS9 [Kurucz 1993a] et le code de transfert radiatif WIDTH9 ont été considérés, alors qu'un modèle d'atome du lithium a été construit à partir de la base de données de [Kurucz & Bell 1995]. Le domaine couvert en lithium est $\mathrm{A_{Li}} = [+0.5, +3.5]\,\mathrm{dex}$. Ces auteurs ont préféré calculer eux-même leurs corrections NETL plutôt que de simplement utiliser les grilles de [Carlsson *et al.* 1994] et [Pavlenko & Magazzu 1996]. Ce choix s'explique aussi par le fait que ces grilles ne couvrent pas le domaine $[\mathrm{M/H}] > +0.0\,\mathrm{dex}$, pour lequel des étoiles de [Takeda & Kawanomoto 2005] sont présentes.

La grille de corrections non-ETL la plus complète publiée à ce jour est celle de [Lind *et al.* 2009a], pour les raies du lithium à 6 708 Å et 6 103 Å. Il s'agit d'une extension de l'étude de [Barklem *et al.* 2003]. Cette grille couvre les domaines $T_{\mathrm{eff}} = [4\,000, 8\,000]\,\mathrm{K}$, $\log(g) = [1.0, 5.0]\,\mathrm{dex}$, $[\mathrm{M/H}] = [-3, 0.0]\,\mathrm{dex}$ et $\mathrm{A_{Li}} = [-0.3{+}4.2]\,\mathrm{dex}$ (voir FIGURE 3.15). Les calculs NETL ont été déterminés à l'aide du code de transfert radiatif MULTI [Carlsson 1992] et de modèles d'atmosphère MARCS. Les niveaux d'énergie du modèle d'atome de lithium neutre sont les mêmes que dans l'étude de [Carlsson *et al.* 1994]. Pour la raie de résonance à 6 708 Å, les 6 composantes de la structure hyper-fine ont été adoptées de [Yan *et al.* 1998], et les longueurs d'ondes sont issues de [Sansonetti *et al.* 1995].

Comme il s'agit de l'étude la plus récente et la plus complète en terme de couverture de paramètres atmosphériques, nous avons décidé d'adopter la grille de [Lind *et al.* 2009a] afin de calculer les corrections NETL pour le catalogue AMBRE/Li. De plus, l'utilisation de modèle MARCS dans notre étude pour dériver les abondances de lithium avec GAUGUIN est consistante avec les corrections fournies par [Lind *et al.* 2009a].

3.2.4.2 Corrections NETL du catalogue AMBRE/Li

La grille de corrections utilisée dans notre application est celle présentée par [Lind *et al.* 2009a]. Elle est composée de 5 431 corrections NETL. En pratique, pour une étoile du catalogue AMBRE/Li définie par $T^{\star}_{\mathrm{eff}}$, $\log(g)^{\star}$, $[\mathrm{M/H}]^{\star}$, nous interpolons linéairement dans la grille présentée dans la FIGURE 3.15 à l'aide d'une routine IDL (K. Lind, communication privée).

Comme cette grille couvre un domaine de paramètres atmosphériques plus petit que celui du catalogue AMBRE/Li, nous sommes obligés de mettre en place 2 hypothèses de travail pour l'appliquer à nos déterminations ETL du lithium :

- Pour les 2 413 étoiles AMBRE à $[\mathrm{M/H}] > +0.0\,\mathrm{dex}$, nous avons considéré une métallicité égale à $+0.0\,\mathrm{dex}$ car la dépendance des corrections NETL est faible avec la métallicté sur ce domaine (K. Lind, communication privée).
- Nous avons adopté les corrections NETL à $[\mathrm{M/H}] = -3.0\,\mathrm{dex}$ pour les 14 étoiles du catalogue ayant $[\mathrm{M/H}] < -3.0\,\mathrm{dex}$ (comme adopté également par

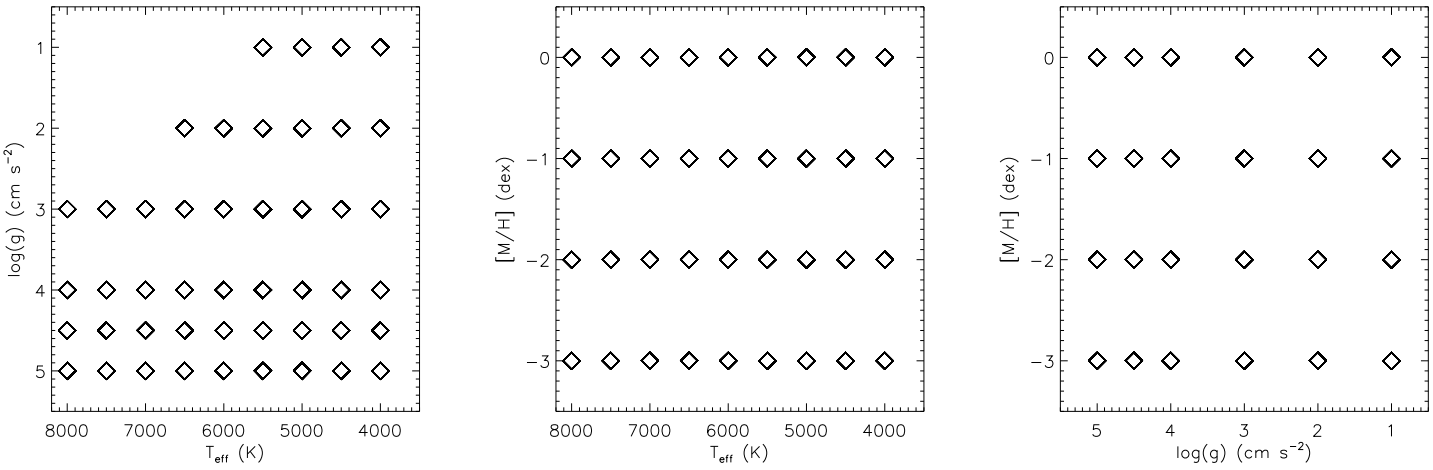

FIGURE 3.15 – Couverture dans les plans $T_{\rm eff} - \log(g)$, $T_{\rm eff} - [{\rm M/H}]$ et $\log(g) - [{\rm M/H}]$ de la grille des 5 431 corrections NETL publiées par [Lind *et al.* 2009a].

[Sbordone *et al.* 2010] pour leur étude de 28 étoiles du halo avec $-3.6 < [{\rm Fe/H}] < -2.4$).

Nous n'avons pas publié de corrections pour les étoiles en dehors du domaine en $T_{\rm eff}$ et $\log(g)$ de la grille de [Lind *et al.* 2009a], soit 138 étoiles (2% du catalogue AMBRE), la plupart d'entre-elles ayant une température effective inférieure à 4 000 K.

De plus, pour les étoiles les plus pauvres en lithium, il est possible que l'abondance mesurée avec GAUGUIN soit inférieure à la plus faible abondance de la grille de [Lind *et al.* 2009a] (-0.3 dex, variable suivant la $T_{\rm eff}$). Pour ces étoiles-là, nous n'avons pas non plus publié de corrections (655 étoiles, soit 9% du catalogue AMBRE/Li). Cependant, nous remarquons que pour une combinaison donnée de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H], la correction NETL à faible lithium (typiquement $A_{\rm Li} < 1$ dex) semble constante. Ainsi, pour une étoile pauvre en lithium, nous pourrions adopter la correction associée à la plus faible abondance de la grille de [Lind *et al.* 2009a]. En pratique, ce n'est pas très utile car notre future exploitation scientifique sera basée sur des étoiles ayant encore du lithium en grande quantité dans leur atmosphère (typiquement $A_{\rm Li} > 1$ dex).

Les corrections pour 6 479 étoiles (89%) du catalogue AMBRE/Li sont présentées dans la FIGURE 3.16 et la FIGURE 3.17. D'une part, nous constatons tout d'abord que les corrections NETL sont positives ($A_{\rm Li}^{\rm NETL} > A_{\rm Li}^{\rm ETL}$) à partir de $A_{\rm Li} \lesssim +2$ dex et pour $T_{\rm eff} \lesssim 5\,500K$ et augmentent à mesure que $A_{\rm Li}$ diminue. Dans cette gamme de température et d'abondances en lithium, les étoiles géantes sont prédominantes.

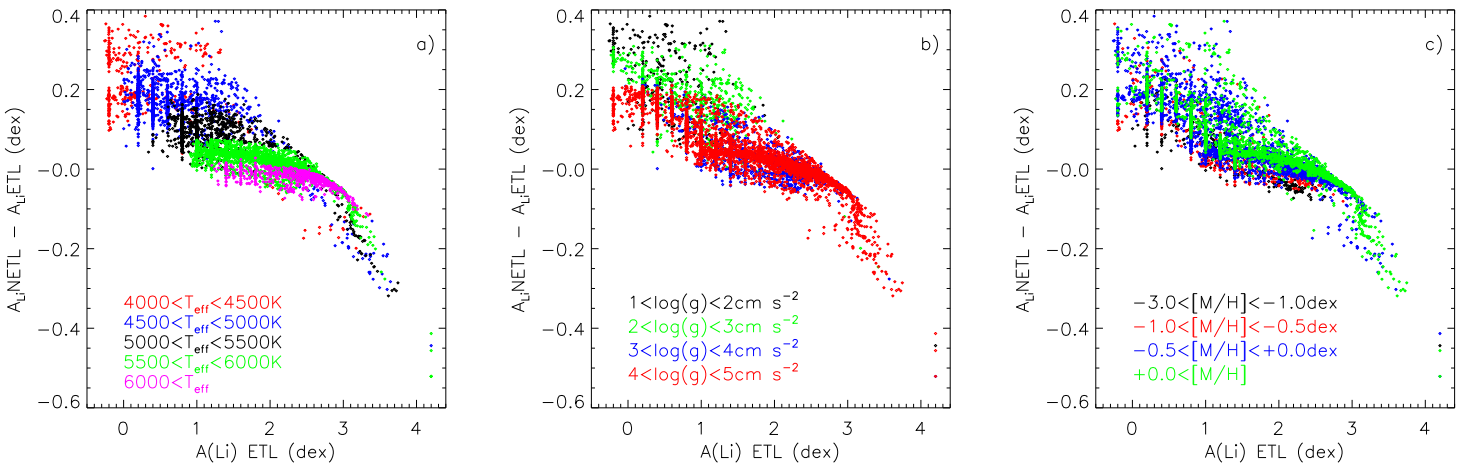

FIGURE 3.16 – Catalogue AMBRE/Li : présentation des corrections NETL (définies par $A_{Li}^{NETL} - A_{Li}^{ETL}$) pour 6 479 étoiles en fonction de A_{Li}^{EL}. Le code couleur est suivant : a) T_{eff} ; b) $\log(g)$; c) [M/H].

Le phénomène "ultraviolet overionization" de l'atome neutre de lithium a pour effet de (1) réduire la population dans l'état fondamental (2s) et celle du premier état excité (2p) par rapport à l'ETL et (2) d'accroître la fonction source. Il en résulte un affaiblissement de la raie du lithium en NETL, donc une correction sur l'abondance positive.

D'autre part, les corrections NETL diminuent à mesure que A_{Li} augmente pour $A_{Li} \gtrsim +2$ dex, et deviennent négatives, signe que la raie du lithium se renforce à cause de la dilution de la fonction source ("photon suction"). Les corrections NETL sont alors négatives. Ces observations sont en accord qualitatif avec les études de [Carlsson *et al.* 1994] et [Takeda & Kawanomoto 2005]

Nous constatons donc que les corrections NETL dans le cadre de notre catalogue AMBRE d'abondances en lithium sont loin d'être négligeables. Nous allons les considérer avec attention lors de notre application scientifique dans le Chapitre 5.

3.2.5 Les erreurs sur A_{Li}^{ETL}

La FIGURE 3.18 montre la propagation des erreurs dues aux paramètres atmosphériques pour les étoiles AMBRE dont le doublet du lithium a été détecté. Nous constatons que l'erreur sur A_{Li} augmente sensiblement pour des températures effectives plus faibles. En effet, à des températures plus faibles, le profil de la raie du lithium va changer plus fortement pour une variation donnée de la température effective de l'étoile. Nous voyons également que les erreurs sont plus faibles pour les

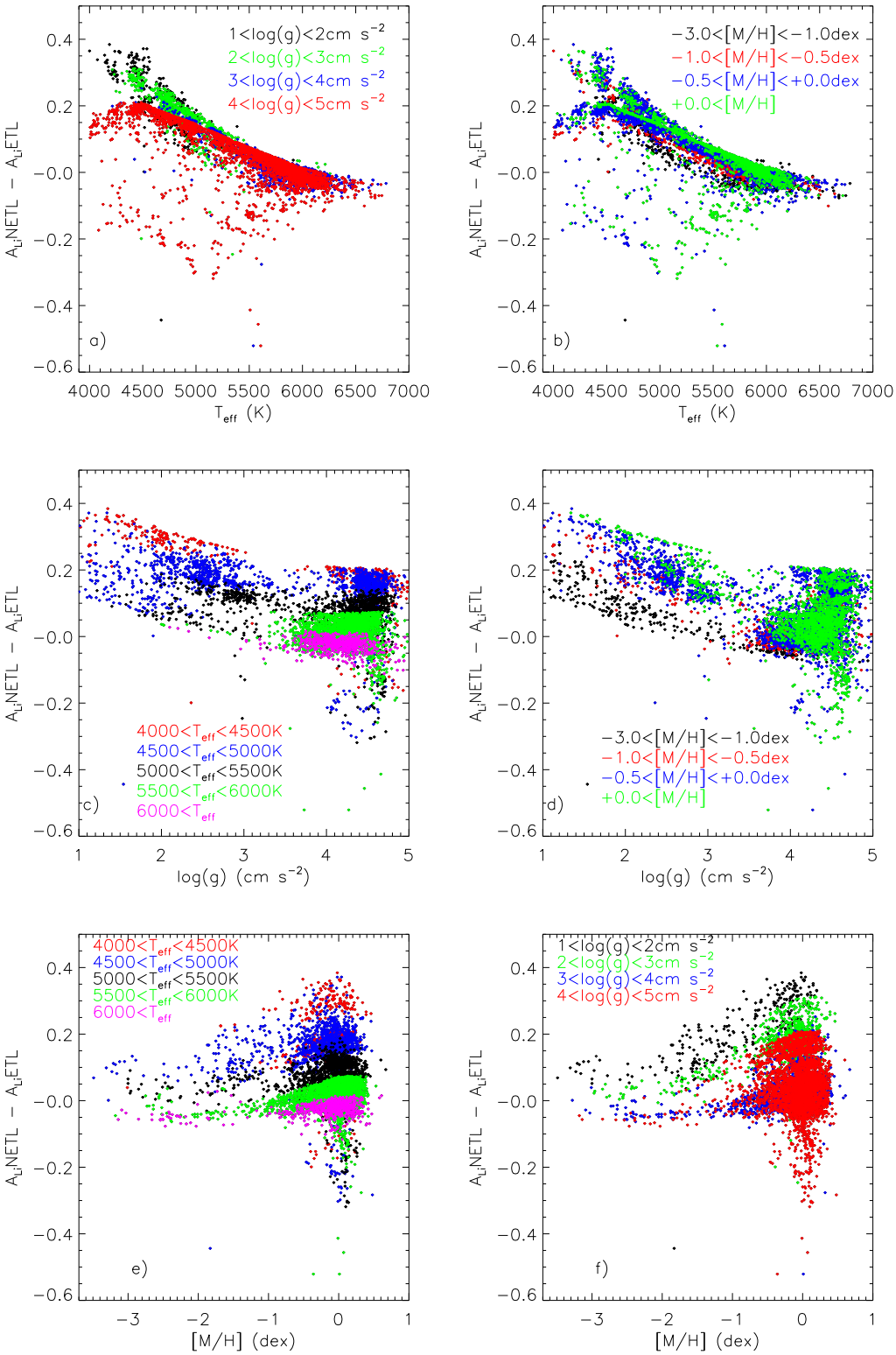

FIGURE 3.17 – Catalogue AMBRE/Li : présentation des corrections NETL (définies par $A_{Li}^{NETL} - A_{Li}^{ETL}$) pour 6 479 étoiles en fonction de T_{eff}, log(g) et [M/H].

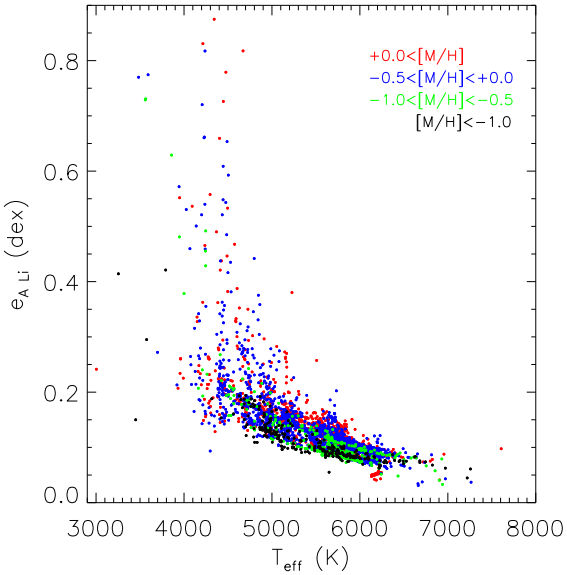

FIGURE 3.18 – Erreurs sur $A_{\rm Li}^{\rm ETL}$ pour les détections du doublet du lithium du catalogue AMBRE. Le code-couleur en métallicité est le même que dans la FIGURE 3.14.

étoiles ayant une plus faible métallicité. En effet, le mélange de raies ("blends") tend à disparaître avec la métallicité, rendant la mesure de $A_{\rm Li}$ plus facile. Environ 98% des étoiles ont des erreurs inférieures à 0.3 dex, alors que $\sim$ 40% de l'échantillon (les plus chaudes, $T_{\rm eff} > 5\,500$ K, soit 2910 étoiles) ont une erreur inférieure à 0.1 dex, ce qui est assez précis pour réaliser une application scientifique avec nos mesures de lithium.

3.2.6 Les abondances en lithium de Delgado Mena *et al.* 2014

Nous comparons les mesures de l'abondance du lithium issues de notre catalogue AMBRE pour un échantillon de 194 étoiles naines et sous-géantes HARPS déjà analysées par [Delgado Mena *et al.* 2014]. Ces auteurs ont déterminé les paramètres atmosphériques $T_{\rm eff}$, log(g) et [M/H] à partir des raies du FeI et FeII en imposant l'équilibre d'excitation et d'ionisation à une résolution de 110 000 [Sousa *et al.* 2008, Sousa *et al.* 2011a, Sousa *et al.* 2011b]. Leurs paramètres atmosphériques sont donc différents de ceux fournis par AMBRE. L'analyse spectroscopique a été réalisée à l'ETL avec le code MOOG en adoptant une grille de modèles d'atmosphère Kurucz ATLAS9 [Kurucz 1993b]. Les erreurs typiques annoncées par cette étude sur ces paramètres sont de 44 K en $T_{\rm eff}$, 0.11 cm s^{-2} en log(g) et 0.06 dex en [M/H]. Leur analyse d'abondances en lithium a été faite de façon homogène à $R = 110\,000$ et à l'ETL, en utilisant le code de synthèse spectrale MOOG et des modèles d'atmosphère ATLAS9. La liste de raies adoptée par les auteurs autour du doublet du lithium est celle de [Ghezzi *et al.* 2009], différente de la nôtre. Les paramètres

atmosphériques des étoiles en commun entre [Delgado Mena *et al.* 2014] et notre étude couvrent les domaines $5\,600 < T_{\rm eff} < 5\,900\,{\rm K}$, $3.6 < \log(g) < 4.7\,{\rm cm\ s^{-2}}$ et $-1.0 < [{\rm M/H}] < +0.4\,{\rm dex}$. Le SNR est également plus élevé que celui fourni par AMBRE, car les spectres issus d'observations répétées ont été sommés dans l'étude de [Delgado Mena *et al.* 2014].

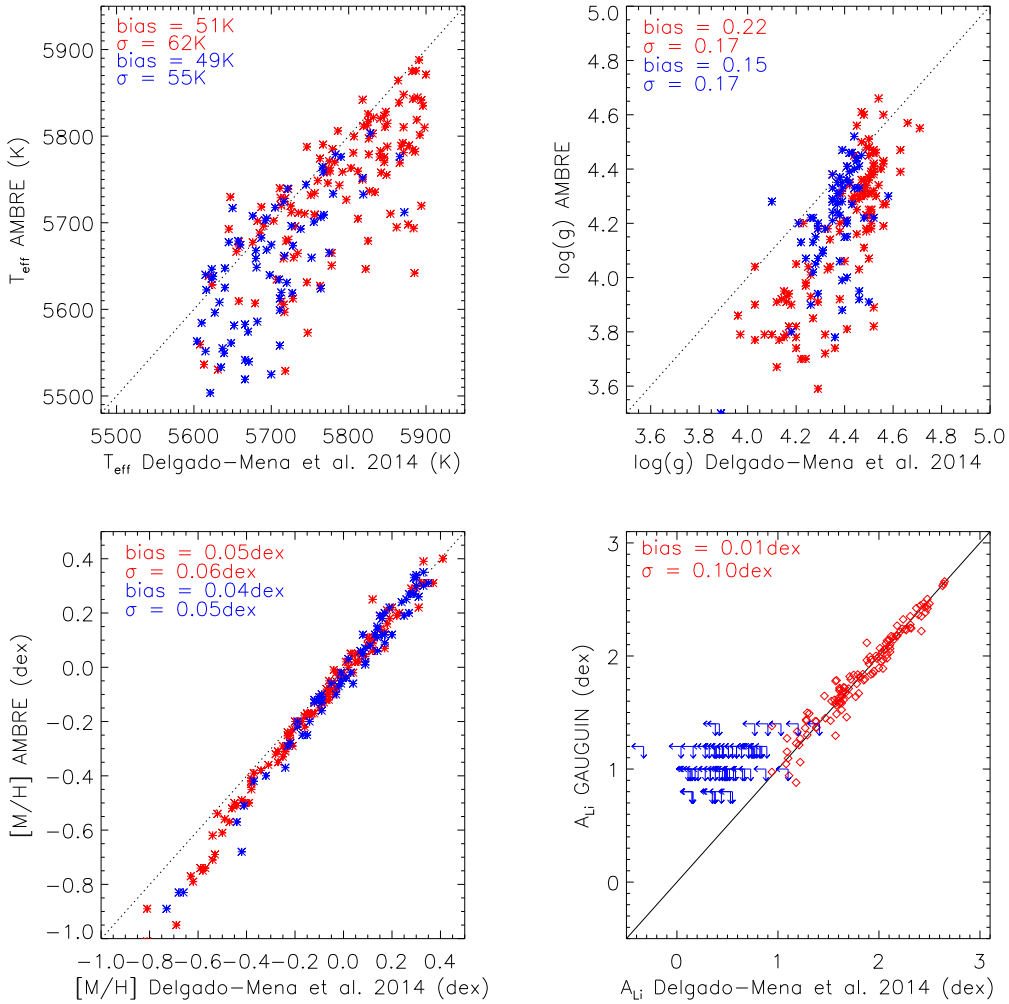

FIGURE 3.19 – Comparaison des paramètres atmosphériques et des abondances de lithium ETL entre notre étude et [Delgado Mena *et al.* 2014]. Les symboles rouges représentent les étoiles pour lesquelles le doublet du lithium à 6708 Å est détecté, alors que les symboles bleus sont pour les étoiles présentant des limites supérieures de détection.

La FIGURE 3.19 compare les valeurs de $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H] et $A_{\rm Li}$ ETL, adoptées par nos deux études. D'un côté, nous constatons un net biais de $51K$ en $T_{\rm eff}$ et de $\sim$

0.1 dex pour [M/H] < -0.4 dex entre [Delgado Mena *et al.* 2014] et AMBRE. D'un autre côté, $\log(g)$ présente une claire corrélation entre [Delgado Mena *et al.* 2014] et AMBRE, avec des écarts notables de près de 0.4cm s^{-2}. Ces écarts peuvent être dus à différents facteurs tels que les listes de raies spectrales, les modèles d'atmosphères et la méthode mathématique afin de mesurer ces paramètres.

D'un autre côté, nous constatons que les valeurs de A_{Li} pour les 126 étoiles avec des détections du doublet du lithium sont en très bon accord, avec une dispersion standard faible $\sigma = 0.10$ dex et une différence moyenne nulle. La dispersion peut être expliquée par la dispersion dans les $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] adoptés par les deux groupes, qui sont respectivement 56K, 0.17 et 0.06 dex. La dispersion des mesures entre GAUGUIN et [Delgado Mena *et al.* 2014] semble être plus forte à plus faible abondance en lithium ($A_{Li} \lesssim 1.5$ dex). A plus faible abondance, la contribution du mélange des raies au profil de la raie du lithium tend à être plus forte, et ces mélanges de raies sont certainement pris en compte de façon différente dans nos deux études.

Lorsque nous comparons nos limites supérieures du lithium à celles des travaux de [Delgado Mena *et al.* 2014] pour 72 étoiles, nous voyons clairement que nos limites sont systématiquement bien plus hautes. Ceci est certainement dû au fait que plusieurs spectres d'une même étoile ont été sommés dans le cadre de l'étude de [Delgado Mena *et al.* 2014] (augmentant ainsi le SNR du spectre analysé) alors que nous avons choisi celui ayant les meilleurs paramètres atmosphériques. La résolution est également un facteur à discuter. Dans notre étude, la résolution adoptée est $R = 40\,000$, afin d'analyser de façon homogène les échantillons HARPS, UVES et FEROS. A résolution plus grande, le profil du doublet du lithium paraîtra plus profond et l'écart de flux en deux spectres synthétiques, par exemple à $A_{Li} = 2.0$ et $A_{Li} = 2.2$ dex sera d'autant plus grand. Les limites supérieures sont liées au SNR mais aussi à cet écart de flux entre deux abondances. En diminuant la résolution, nous réduisons donc la possibilité d'avoir des limites supérieures plus faibles.

Nous pouvons conclure que malgré des méthodes d'analyse totalement différentes et indépendantes, la comparaison avec [Delgado Mena *et al.* 2014] se révèle excellente. Le fait de mesurer nos abondances en lithium à plus faible SNR et à une résolution spectrale moindre n'est pas du tout problématique et ne dégrade en rien la qualité des mesures.

3.2.7 Analyse du lithium dans le disque galactique

L'exploitation scientifique de ce catalogue est faite dans le Chapitre 5. En effet, nous étudions le comportement du lithium avec la métallicité afin de contraindre les modèles d'évolution chimique du lithium dans notre Galaxie. Une recherche d'une différente évolution du lithium dans le disque mince et le disque épais est aussi présentée. Nous notons que ce catalogue fait l'objet d'une publication qui devrait être soumise à A&A d'ici peu (Guiglion et al. 2015, en préparation).

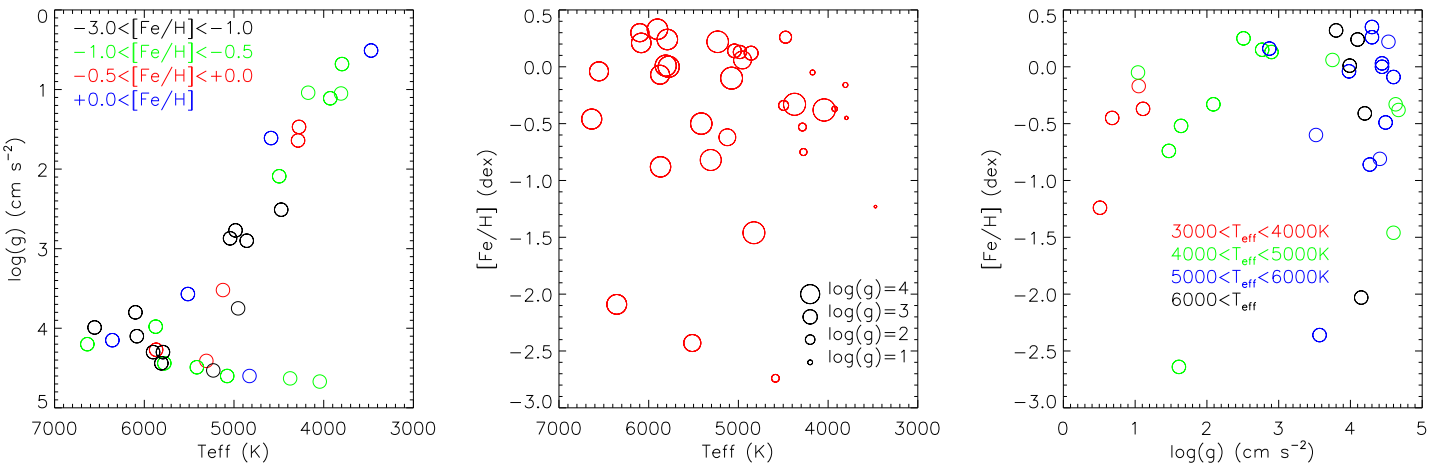

FIGURE 3.20 – Présentation des 34 étoiles Gaia de référence dans les plan $\log(g)$ *vs* T_{eff} (code couleur suivant l'intervalle de température effective), [Fe/H] *vs* T_{eff} (taille de symbole proportionnelle au $\log(g)$) et [Fe/H] *vs* $\log(g)$ (code couleur suivant l'intervalle de [Fe/H].

3.3 Abondances chimiques des étoiles de référence Gaia

Dans cette section, on se propose de mesurer des abondances chimiques dans les étoiles de références de la mission Gaia à partir de spectres à haute résolution. Il s'agit de 34 étoiles dites "benchmark" dont le rôle est de calibrer notamment la pipeline Apsis de détermination des paramètres atmosphériques et d'abondances pour la mission Gaia ainsi que pour le Gaia-ESO Survey [Heiter *et al.* 2015a, Jofré *et al.* 2014b, Jofré *et al.* 2014a]. L'idée de ces études est de pouvoir fournir tout d'abord une détermination des températures effectives et des gravités de surface de manière indépendante de la spectroscopie (*i.e.* diamètre angulaire, flux bolométrique et parallaxe). Le rapport [Fe/H] et les abondances chimiques sont alors déterminées spectroscopiquement.

Ces étoiles couvrent un large domaine de métallicité et différentes régions du diagramme HR (comme illustré dans la FIGURE 3.20). En effet, les 34 étoiles couvrent le domaine de type spectral FGK, correspondant à $\sim 86\%$ des cibles de la mission Gaia à $V < 20$ mag [Robin 2005]. Ces étoiles ont été choisies afin de représenter les populations typiques de notre Galaxie : disque mince, disque épais, halo. Ces 34 étoiles sont présentées dans la première colonne de la TABLE 3.3.

Nous avons utilisé les spectres à haute résolution présentés dans l'étude de [Blanco-Cuaresma *et al.* 2014b]. Il s'agit d'une compilation de spectres HARPS, UVES, NARVAL et ESPADON réduits à une même résolution de 65 000.

Nous avons tout d'abord appliqué GAUGUIN décrit dans la Sect. 2.4 afin de mesurer des abondances d'éléments α et d'éléments du pic du fer à une résolution spectrale de 65 000 dans le cadre du projet de caractérisation chimique des étoiles de références [Jofré *et al.* 2015]. Puis, nous nous sommes proposés de dériver avec GAUGUIN les abondances du lithium de ces étoiles de référence à une résolution spectrale de 40 000. Ces abondances seront utilisées pour la calibration et l'homogénéisation dans GES (setup HR15N dans les amas ouverts).

3.3.1 Eléments α et du pic du fer.

Dans cette section, nous présentons les mesures d'abondances chimiques d'éléments α et d'éléments du pic du fer réalisées avec GAUGUIN pour les étoiles de référence Gaia. Nous nous plaçons dans le contexte de [Jofré *et al.* 2015] dont le but est de fournir des abondances détaillées de ces étoiles, utilisées comme calibrateurs pour les grands relevés spectroscopiques (Joffre et al. 2015, accepté dans A&A ; [Jofré *et al.* 2015]).

Description de [Jofré *et al.* 2015]

Les mesures d'abondances chimiques d'éléments α et d'éléments du pic du fer issues de 8 procédures ont été combinées pour fournir les abondances recommandées des étoiles Gaia de référence. Ces méthodes sont très variées : (1) GAUGUIN ; (2) iSpec (voir Sect 2.2.1) ; (3) le code BACCHUS [1] basée sur une synthèse "à la volée" de spectres synthétiques pour une comparaison directe avec le spectre observé ; (4) ARES+MOOG par le groupe de Porto ; (5) GALA [Mucciarelli *et al.* 2013] ; (6) FAMA [Magrini *et al.* 2013], basé sur le code MOOG ; (7) Synspec (voir Sect 2.2.1) ; (8) Mesure de largeurs équivalentes avec TAME [Kang & Lee 2012] et analyse avec MOOG. La combinaison des résultats s'est faite par analyse différentielle. En effet, les 34 étoiles ont été divisées par classes : naines K, géantes M, géantes FGK, naines FG et les étoiles pauvres en métaux. Pour chaque classe, une étoile de référence a été choisie, respectivement 61 Cyg A, α Tau, Arcturus, le Soleil et HD22879. De cette manière une analyse différentielle a été réalisée individuellement pour chaque méthode. Les abondances finales des étoiles de référence ont été calculées par une simple moyenne des abondances différentielles issues des 8 procédures. L'avantage de cette analyse est de réduire la dispersion raie par raie et de méthode à méthode. La liste de raies spectrales utilisée pour dériver les abondances individuelles de raies a été fournie par [Heiter *et al.* 2015b]. Il s'agit de la liste de raies du Gaia-ESO Survey, version 4, pour laquelle les raies les plus fortes et les plus isolées ont été retenues. Il a été demandé aux différents groupes de dériver les abondances chimiques des étoiles de référence en adoptant le rapport [Fe/H] NETL ([Fe/H] ETL corrigé des effets NETL, voir par exemple [Jofré *et al.* 2014b]), puis avec [Fe/H] ETL pour voir l'impact des effets NETL sur les mesures d'abondances chimiques. Nous notons que les corrections NETL sur [Fe/H] ont été calculées par [Jofré *et al.* 2014b] à partir

1. Brussels Automatic Code for Characterising High accUracy Spectra

d'une grille de correction issue de [Lind *et al.* 2012].

Analyse avec GAUGUIN

Nous avons procédé á l'analyse des abondances d'éléments α et d'éléments du pic du fer avec GAUGUIN. Nous avons analysé 4 éléments α (Mg, Si, Ca et Ti) et 4 éléments du pic du fer (Cr, Mn, Co, Ni) pour un total de 201 raies spectrales. Nous avons utilisé la grille de spectres synthétiques GES présentée dans le Sect. 2.3.2, générée avec la version 4 de la liste de raies du relevé Gaia-ESO. L'estimation des erreurs sur les abondances s'est faite par la propagation des erreurs sur les paramètres atmosphériques. Au total, la mesure de toutes les abondances de raies (ETL + NETL) des 34 étoiles avec estimation des erreurs est trés rapide, typiquement une heure.

Nous présentons ici nos résultats ayant été intégrés à [Jofré *et al.* 2015]. Nous notons que les limites de détection fournies par les différentes méthodes n'ont pas été prises en compte lors de l'analyse différentielle.

Les Table 3.3 et Table 3.4 présentent respectivement les abondances ETL des éléments α et des éléments du pic du fer, dérivées par notre méthode automatique. En ce qui nous concerne, l'abondance moyenne d'un élément a été calculée en moyennant les valeurs d'abondances de raies et en rejetant les valeurs aberrantes situées à $\pm 1.5\,\sigma$ d'un moyenne préliminaire, où σ est la déviation standard des abondances pour un élément donné. Certaines étoiles ne présentent aucune mesure d'abondances moyennes pour différentes raisons. D'une part, pour une élément donné, il est possible que GAUGUIN n'ait détecté que des valeurs limites et donc nous n'avons pas calculé d'abondance moyenne. D'autre part, il est possible que pour une étoile donnée l'interpolation d'une grille 1D aux paramètres de l'étoile ne soit pas faisable à cause des limites de la grille. De plus, pour des étoiles avec $-1 < [\mathrm{M/H}] < +0\,\mathrm{dex}$, l'interpolation sur la dimension des $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ peut être difficile à cause de la relation linéraire entre $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ et [M/H] (comme par exemple pour 61 Cyg B).

Comparaison des abondances de GAUGUIN avec [Jofré *et al.* 2015]

Nous choisissons dans un premier temps de comparer nos résultats aux abondances recommandées de [Jofré *et al.* 2015] auquelles nous avons contribué pour les 5 étoiles utilisées comme référence lors de l'analyse différentielle : 61 Cyg A, α Tau, Arcturus, le Soleil et HD22879. Nous notons que les biais observés peuvent être causés par le fait que nous comparons notre méthode à des résultats issus de la combinaison de 8 méthodes distinctes (dont GAUGUIN) et par le fait que nous sélectionnons des combinaisons de raies différentes de [Jofré *et al.* 2015] pour calculer nos abondances moyennes.

- **61 Cyg A** : il s'agit d'une étoile naine froide de type K ($T_{\mathrm{eff}} = 4\,374\,\mathrm{K}$,

Etoile	[Mg/Fe]	σ	N_{raie}	[Si/Fe]	σ	N_{raie}	[Ca/Fe]	σ	N_{raie}	[Ti/Fe]	σ	N_{raie}
ε Eri	+0.12	0.13	8	+0.01	0.05	11	+0.09	0.07	19	+0.05	0.07	54
Gmb 1830	+0.49	0.05	5	+0.26	0.07	8	+0.17	0.06	15	+0.20	0.09	32
61 Cyg A	+0.19	0.09	6	+0.05	0.11	10	+0.00	0.07	8	+0.03	0.06	39
61 Cyg B	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
α Cen A	+0.07	0.12	10	-0.06	0.06	12	-0.11	0.07	21	-0.07	0.09	54
HD22879	+0.51	0.08	9	+0.20	0.05	11	+0.28	0.04	19	+0.31	0.06	35
Soleil	+0.04	0.13	10	-0.06	0.05	11	-0.07	0.05	21	-0.05	0.06	50
μ Cas	+0.48	0.10	9	+0.17	0.05	9	+0.19	0.05	18	+0.26	0.05	46
τ Cet	+0.43	0.10	9	+0.11	0.04	11	+0.21	0.05	21	+0.30	0.06	57
α Cen B	+0.28	0.15	6	-0.01	0.06	10	+0.01	0.07	18	+0.07	0.08	52
18 Sco	+0.12	0.12	10	-0.03	0.05	12	+0.00	0.05	21	-0.01	0.07	54
μ Ara	+0.15	0.12	10	-0.10	0.07	12	-0.10	0.06	22	-0.01	0.08	52
β Vir	-0.06	0.11	11	-0.05	0.08	11	-0.13	0.12	21	-0.15	0.12	34
Procyon	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
HD49933	+0.03	0.08	9	-0.04	0.06	9	-0.01	0.06	22	+0.00	0.07	19
HD84937	+0.22	0.06	4	-	-	-	+0.25	0.04	14	+0.35	0.00	5
δ Eri	+0.22	0.15	10	-0.03	0.13	11	-0.15	0.08	19	-0.05	0.08	53
HD140283	-	-	-	+0.36	-	1	+0.51	-	1	+0.26	0.15	2
ε For	+0.57	0.09	5	+0.19	0.05	9	+0.31	0.06	20	+0.38	0.06	56
η Boo	+0.13	0.13	10	-0.05	0.06	11	-0.08	0.07	19	-0.12	0.11	41
β Hyi	+0.03	0.08	9	-0.08	0.04	11	-0.05	0.05	21	-0.05	0.06	45
Arcturus	+0.37	0.11	10	+0.21	0.07	8	+0.10	0.06	16	+0.23	0.07	49
HD122563	+0.24	0.08	4	+0.16	0.02	2	+0.11	0.02	13	+0.31	0.10	9
μ Leo	+0.32	0.07	5	+0.16	0.14	6	+0.15	0.15	14	+0.27	0.11	31
β Gem	-0.01	0.14	10	-0.04	0.08	12	-0.01	0.06	18	-0.03	0.11	49
ε Vir	-0.01	0.09	10	-0.07	0.09	11	-0.01	0.10	17	-0.13	0.13	47
ξ Hya	-0.05	0.10	10	-0.15	0.04	9	+0.01	0.14	17	-0.11	0.12	47
α Tau	+0.18	0.13	6	-0.01	0.08	9	+0.02	0.07	17	+0.13	0.12	47
ψ Phe	+0.57	0.07	7	+0.54	0.04	8	+0.53	0.05	19	+0.55	0.06	40
γ Sge	+0.05	0.06	8	-0.05	0.05	10	-0.02	0.06	23	+0.00	0.08	56
α Cet	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
β Ara	+0.19	0.07	6	+0.13	0.13	5	+0.13	0.26	6	+0.12	0.22	26
HD220009	+0.50	0.07	10	+0.17	0.06	10	+0.11	0.06	10	+0.14	0.07	48
HD107328	+0.45	0.07	7	+0.15	0.07	10	+0.13	0.07	19	+0.30	0.11	45

TABLE 3.3 – Abondances d'éléments α, déviation standard et nombre de raies spectrales considérées pour la détermination d'abondances avec GAUGUIN pour les étoiles Gaia de référence.

Etoile	[Cr/H]	σ	N_{raie}	[Mn/H]	σ	N_{raie}	[Co/H]	σ	N_{raie}	[Ni/H]	σ	N_{raie}
ε Eri	-0.14	0.05	19	-0.16	0.07	9	-0.16	0.11	16	-0.22	0.14	22
Gmb 1830	-1.71	0.07	10	-1.78	0.05	5	-1.37	0.08	6	-1.60	0.18	19
61 Cyg A	-0.53	0.14	20	-0.43	0.07	9	-0.32	0.08	15	-0.50	0.14	21
61 Cyg B	-0.60	0.10	12	-0.54	0.03	8	-0.50	0.07	14	-0.62	0.14	19
α Cen A	+0.10	0.07	21	+0.16	0.07	9	+0.20	0.10	16	+0.13	0.11	23
HD22879	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Soleil	-0.11	0.05	20	-0.08	0.06	9	-0.03	0.10	16	-0.10	0.12	24
μ Cas	-0.89	0.01	4	-	-	-	-0.69	0.08	8	-0.82	0.08	14
τ Cet	-0.52	0.05	19	-0.60	0.07	9	-0.39	0.12	17	-0.53	0.12	23
α Cen B	+0.18	0.06	19	+0.20	0.09	9	+0.27	0.13	17	+0.13	0.17	23
18 Sco	-0.07	0.05	19	-0.04	0.06	9	-0.02	0.10	16	-0.07	0.12	24
μ Ara	+0.27	0.07	21	+0.34	0.07	9	+0.35	0.09	16	+0.28	0.13	24
β Vir	+0.13	0.15	20	+0.35	0.04	8	+0.35	0.09	15	+0.20	0.15	23
Procyon	-0.23	0.07	16	-0.14	0.07	8	-0.11	0.22	7	-0.20	0.12	23
HD49933	-0.66	0.05	9	-0.55	0.13	7	-0.08	-	1	-0.60	0.13	14
HD84937	-2.35	0.03	3	-	-	-	-	-	-	-2.27	0.08	2
δ Eri	-0.07	0.08	21	-0.04	0.06	8	+0.04	0.09	18	-0.04	0.14	22
HD140283	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-2.68	0.08	3
ε For	-0.64	0.07	17	-0.76	0.04	9	-0.48	0.11	16	-0.64	0.12	23
η Boo	+0.20	0.07	19	+0.22	0.07	9	+0.29	0.10	15	+0.24	0.13	24
β Hyi	-0.18	0.10	19	-0.20	0.06	9	-0.13	0.10	16	-0.18	0.11	24
Arcturus	-0.67	0.10	21	-0.69	0.07	8	-0.45	0.10	17	-0.54	0.16	22
HD122563	-	-	-	-	-	-	-0.17	-	1	-2.78	0.05	8
μ Leo	+0.42	0.10	18	+0.50	0.12	9	+0.55	0.13	17	+0.40	0.18	15
β Gem	-0.01	0.09	21	+0.02	0.06	9	-0.02	0.10	18	+0.03	0.20	21
ε Vir	-0.02	0.09	21	-0.02	0.07	9	-0.06	0.08	17	+0.04	0.20	21
ξ Hya	-0.03	0.11	21	-0.04	0.07	9	-0.06	0.10	16	-0.02	0.16	21
α Tau	-0.43	0.17	20	-0.42	0.24	10	-0.48	0.11	18	-0.50	0.16	22
ψ Phe	-1.08	0.07	22	-1.01	0.06	9	-0.98	0.06	18	-1.06	0.08	24
γ Sge	-0.30	0.11	20	-0.23	0.15	10	-0.29	0.08	19	-0.31	0.11	23
α Cet	-0.57	0.19	20	-0.56	0.25	10	-0.62	0.09	18	-0.65	0.14	22
β Ara	-0.22	0.13	15	+0.01	0.09	7	-0.20	0.15	16	-0.02	0.25	19
HD220009	-0.85	0.06	14	+0.15	-	1	-0.68	0.08	15	-0.79	0.13	16
HD107328	-0.42	0.11	18	-0.43	0.15	9	-0.19	0.09	18	-0.29	0.16	19

TABLE 3.4 – Abondances d'éléments du pic du fer, déviation standard et nombre de raies spectrales considérées pour la détermination d'abondances avec GAUGUIN pour les étoiles Gaia de référence.

$\log(g) = 4.44\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, [Fe/H] = +0.03 dex). La comparaison avec les résultats de GAUGUIN est excellente pour les abondances de Mg, Si, Ca et Ti. Les abondances de Mn et Co sont en très bon accord alors que pour le Mn et le Co, nous observons une différence de +0.19 dex et +0.11 dex avec [Jofré *et al.* 2015] pour le Cr et le Ni (malgré tout compatibles dans les barres d'erreurs).

- α **Tau** : il s'agit d'une étoile géante froide de type M ($T_{\mathrm{eff}} = 3\,927\,\mathrm{K}$, $\log(g) = 1.11\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, [Fe/H] = −0.37 dex). La comparaison avec les résultats de GAUGUIN est excellente pour les abondances de Mg et de Ca, mais nous mesurons une différence de +0.20 dex et −0.10 dex avec [Jofré *et al.* 2015] pour le Si et Ti. Pour les abondances de Cr, Co et Ni, nous mesurons une différence de +0.13 dex, +0.23 dex, +0.10 dex avec [Jofré *et al.* 2015] alors que l'abondance de Mn est en très bon accord. Nous notons que les huit abondances mesurées par GAUGUIN sont compatibles avec [Jofré *et al.* 2015] dans les barres d'erreurs.
- **Arcturus** : il s'agit d'une étoile géante froide de type K ($T_{\mathrm{eff}} = 4\,286\,\mathrm{K}$, $\log(g) = 1.64\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, [Fe/H] = −0.52 dex). La comparaison avec les résultats de GAUGUIN est excellente pour les 4 éléments α (Mg, Si, Ca et Ti). L'abondance de Mn présente une différence de −0.20 dex par rapport à [Jofré *et al.* 2015] alors que les abondances de Cr, Co et Ni sont en bon accord. Là encore, les abondances sont compatibles avec [Jofré *et al.* 2015] dans les barres d'erreurs.
- **Le Soleil** : il s'agit d'une étoile naine de type G ($T_{\mathrm{eff}} = 5\,777\,\mathrm{K}$, $\log(g) = 4.44\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, [Fe/H] = +0.00 dex). Les abondances de Mg, Si, Ca et Ti déterminées avec GAUGUIN sont en bon accord avec [Jofré *et al.* 2015], tout comme les abondances de Mn et Co. Nous notons une différence de −0.11 dex −0.10 dex avec [Jofré *et al.* 2015] pour les abondances de Cr et Ni, mais totalement compatible dans les barres d'erreurs.
- **HD22879** : il s'agit d'une naine pauvre en métaux ($T_{\mathrm{eff}} = 5\,868\,\mathrm{K}$, $\log(g) = 4.27\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$, [Fe/H] = −0.86 dex). Les abondances de Si, Ca et Ti issues GAUGUIN sont en très bon accord avec [Jofré *et al.* 2015], alors que l'abondance de Mg présente une différence de +0.13 dex avec [Jofré *et al.* 2015].

Si nous comparons une à une les abondances chimiques des 29 autres étoiles de référence Gaia dérivées par GAUGUIN à [Jofré *et al.* 2015], nous constatons que dans la majorité des cas nos abondances sont compatibles dans les barres d'erreur. Pour les étoiles les plus froides, des désaccords peuvent être observés, et s'expliquent sûrement par des différences de méthode à méthode de type (1) prise en compte des "blends" et (2) différentes procédures de normalisation.

Nous concluons que cette comparaison entre GAUGUIN et [Jofré *et al.* 2015] est satisfaisante, et que les mesures de GAUGUIN sont fiables, quel que soit le type spectral ou la métallicité. Les biais sont faibles et n'empèchent pas que les

mesures d'abondances d'éléments α et du pic du fer par GAUGUIN soient compatibles [Jofré *et al.* 2015] dans les barres d'erreurs. Nous notons également que les abondances de Mn et Co fournies par [Jofré *et al.* 2015] sont issues des mesures de Synspec, GAUGUIN et BACCHUS car la structure fine est prise en compte lors de la mesure d'abondances chimiques.

Comparaison des abondances de GAUGUIN avec la littérature

Dans un second temps, il n'est pas trivial de comparer nos abondances étoile par étoile avec la littérature car les abondances y sont calculées avec des combinaisons de raies différentes des nôtres, et la calibration diffère également. Nous comparons malgré tout nos résultats pour le Soleil et Arturus. Pour le Soleil, nos mesures d'abondances sont en bon accord (dans les erreurs) avec [Grevesse *et al.* 2007]. Nous notons qu'un biais de -0.11 et $+0.11$ dex est visible pour le Cr et le Ni. Pour ces 2 éléments, il est possible que parmi le grand nombre de raies utilisées certaines ne soient pas calibrées et biaisent ainsi la valeur de l'abondance moyenne. Malgré tout, ce biais est relativement faible. Nos abondances mesurées pour Arcturus sont en très bon accord avec [Ramírez & Allende Prieto 2011], là aussi dans les erreurs autant pour les éléments α que pour les éléments du pic du fer, malgrè que ces auteurs aient une méthode de mesure d'abondances totalement différente (mesures de largeurs équivalentes couplées au code MOOG) et une liste de raies spectrales et moléculaires issues de différentes publications.

Comparaison des abondances de GAUGUIN avec celles de Synspec

Nous comparons à présent nos données avec celles de Synspec, une des 8 procédures utilisée dans [Jofré *et al.* 2015] (S. Mikolaitis, communication privée, procédure décrite dans la Sect. 2.2) pour chaque élément. Devant le grand nombre de raies par élément, seulement deux sont présentées par élément dans la FIGURE 3.21 : $\lambda = 5\,167.32$ Å et $\lambda = 8\,712.69$ Å pour le MgI ; $\lambda = 5\,701.10$ Å et $\lambda = 5\,948.54$ Å pour le SiI ; $\lambda = 6\,169.56$ Å et $\lambda = 6\,122.21$ Å pour le CaI ; $\lambda = 4\,913.61$ Å et $\lambda = 5\,918.53$ Å pour le TiI ; $\lambda = 5\,788.38$ Å et $\lambda = 5\,238.96$ Å pour le CrI ; $\lambda = 5\,420.35$ Å et $\lambda = 5\,004.89$ Å pour le MnI ; $\lambda = 5\,212.69$ Å et $\lambda = 6\,093.14$ Å pour le CoI ; $\lambda = 4\,873.43$ Å et $\lambda = 6\,643.62$ Å pour le NiI. Nous voyons clairement que pour les étoiles chaudes ($T_{\rm eff} > 4\,500$ K) l'accord est bon, avec une dispersion assez faible (en moyenne $\sigma = 0.08$ dex sur toutes les raies). En revanche, pour les étoiles plus froides que 4 500 K, nous constatons une plus grande dispersion (en moyenne $\sigma = 0.15$ dex sur toutes les raies), avec parfois des valeurs inconsistantes. Nous pensons que celles-ci sont dûes à des traitements différents du mélange des raies dans nos méthodes respectives et à la différence de méthode de normalisation, plus délicate pour les étoiles froides. L'accord avec cette étude externe est toutefois très satisfaisant.

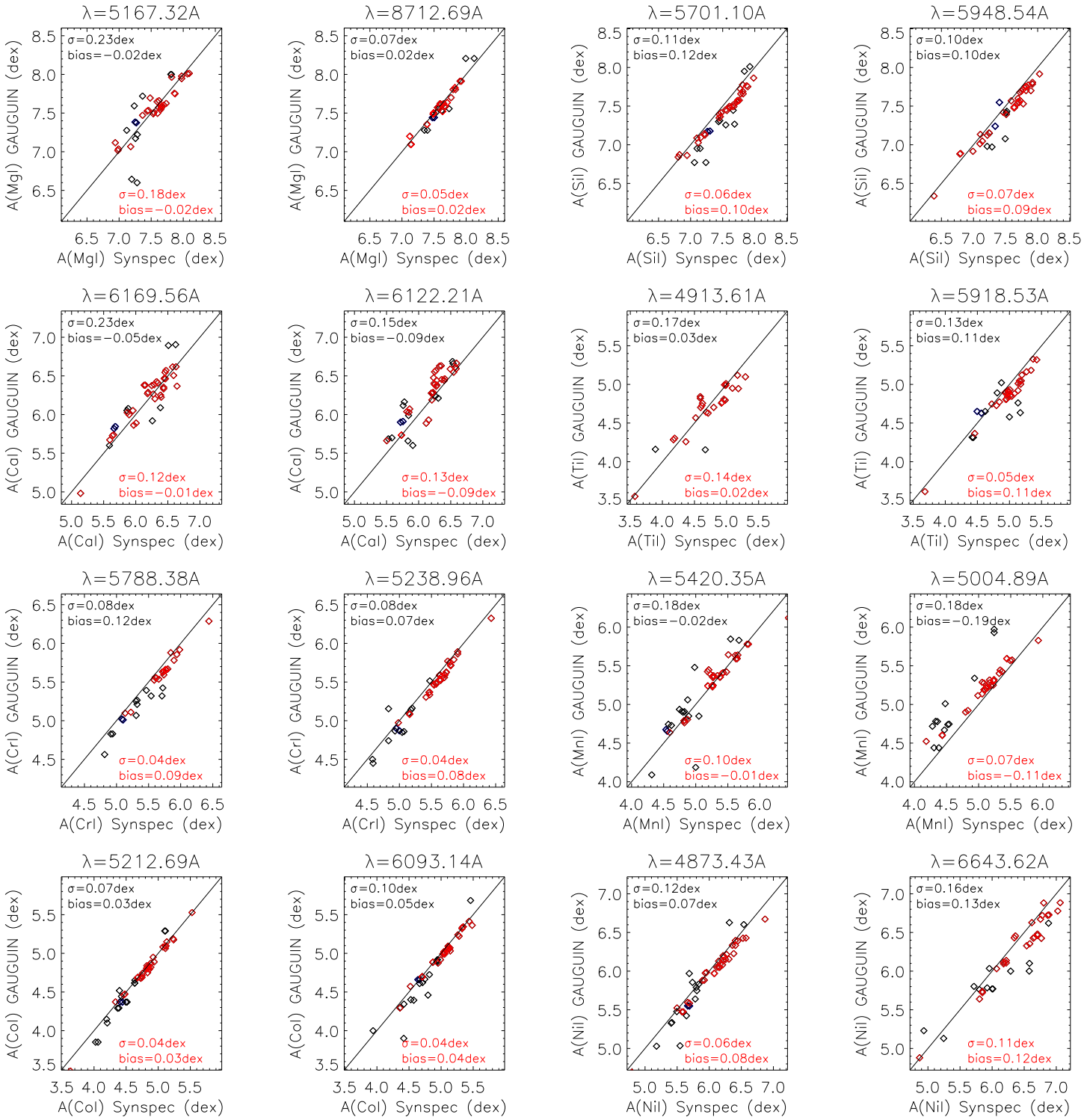

FIGURE 3.21 – Comparaison des abondances mesurées par GAUGUIN avec celles issues de Synspec pour chacun des élements étudiés. Le Soleil est représenté en bleu et les étoiles avec $T_{\rm eff} > 4\,500\,{\rm K}$ sont identifiées en rouge.

3.3.2 Le lithium

Nous présentons ici des mesures d'abondances de lithium dans les 34 étoiles de référence Gaia. Notre méthode automatique GAUGUIN a été appliquée sur le doublet du lithium à 6 708 Å (plus de détails sur cette analyse dans la Sect 3.2) dans l'approximation ETL. Nous avons également déterminé des corrections non-ETL (voir Sect 3.2.4 pour plus détails). Nous avons déterminé une première série de A_{Li} avec les paramètres atmosphériques $\theta_1 = \{T_{\rm eff}, \log(g), [M/H]\}$ issus de [Jofré *et al.* 2014a], toujours à l'aide de spectres observés issus de [Blanco-Cuaresma *et al.* 2014b]. L'analyse a été faite à $R = 40\,000$ afin d'être homogène avec le catalogue AMBRE/Li présenté dans la Sect 3.2. Puis, nous avons cherché dans la littérature les études présentant des mesures de A_{Li} (avec le doublet à 6 708 Å) dans ces mêmes étoiles de référence avec des paramètres atmosphériques θ_2. Les valeurs publiées de A_{Li} (quand disponibles) ont été comparées avec celles issues de GAUGUIN mesurées cette fois ci avec les paramètres θ_2. Au total, la mesure de A_{Li} avec les 2 sets de paramètres atmosphériques pour les 34 étoiles et avec estimation des erreurs est trés rapide, typiquement 10 minutes sur un seul processeur.

Les résultats de GAUGIN sont montrés dans la Table 3.5. Nous voyons que les valeurs de A_{Li} couvrent un grand domaine : $A_{Li} < -0.8$ dex par exemple pour Arcturus à $+2.57$ dex pour β Hyi. Cela vient du fait que nous avons des étoiles de types spectraux et d'âges différents. Nous observons également que les erreurs (dues aux incertitudes sur les paramètres atmosphériqeus) les plus grandes sur A_{Li} sont pour les étoiles géantes, et que cette erreur pour chaque étoile n'est pas symétrique. Ceci est dû aux propriétés non-linéaires de la courbe de croissance du lithium avec l'abondance.

Comparaison des abondances de GAUGUIN avec la littérature

Concernant la comparaison des valeurs de la littérature, l'accord avec nos mesures (à paramètres atmosphériques égaux) est très bon (colonnes 4&5 de la Table 3.5). Nous notons cependant deux cas pour lesquels une nette différence est observée :

- η **Boo** : à paramètres atmosphériques égaux, nous mesurons avec GAUGUIN $A_{Li} = +1.09^{+0.17}_{-0.14}$ dex, alors que [Mallik 1999] rapporte $A_{Li} = +1.85 \pm 0.20$ dex. Cette étoile géante froide a une vitesse de rotation de 15 km s^{-1} selon l'étude de [Martínez-Arnáiz *et al.* 2010], au-delà de la limite acceptable par GAUGUIN (comme établi dans la Sect. 2.5.2). Le profil de la raie est alors moins profond et plus large à cause de la rotation. Il est donc normal de mesurer une abondance plus faible. Nous notons que les mesures d'abondances en lithium de [Mallik 1999] sont basées sur des largeurs équivalentes. Les différences entre les listes de raies et le traitement différent du mélange des raies peuvent aussi expliquer une partie du biais observé. Malgré tout, notre mesure de A_{Li} doit être prise avec précaution.

Etoile	A_{Li}^{LTE}	Δ_{Li}^{NTLE}	A_{Li}^{LTE}	A_{Li}^{LTE}
Méthode	GAUGUIN	[Lind *et al.* 2009a]	GAUGUIN	Littérature
Param Atm	θ_1	θ_1	θ_2	θ_2
Naines K				
ε Eri	$+0.21^{+0.08}_{-0.09}$	–	$+0.13^{+0.13}_{-0.07}$	$+0.36 \pm 0.07^{(1)}$
Gmb 1830	$+0.26^{+0.09}_{-0.11}$	+0.06	$+0.70^{+0.16}_{-0.13}$	$+0.76 \pm 0.11^{(2)}$
61 Cyg A	< -0.80	–	$-0.29^{+0.38}_{-0.38}$	$< +0.05^{(2)}$
61 Cyg B	< -0.80	–	$-0.18^{+0.64}_{-0.48}$	$< +0.27^{(2)}$
Type Solaire				
α Cen A	$+1.60^{+0.10}_{-0.10}$	+0.03	$+1.58^{+0.03}_{-0.03}$	$+1.52 \pm 0.03^{(3)}$
HD22879	$+1.58^{+0.08}_{-0.10}$	-0.01	$+1.55^{+0.08}_{-0.09}$	$+1.59 \pm 0.03^{(4)}$
Sun	$+1.03^{+0.05}_{-0.05}$	+0.04	$+1.03^{+0.05}_{-0.05}$	$+1.05 \pm 0.10^{(5)}$
μ Cas	$+0.21^{+0.04}_{-0.05}$	–	$+0.25^{+0.05}_{-0.05}$	$< +0.50^{(6)}$
τ Cet	$< +0.20$	–	$< +0.20$	$< +0.27^{(6)}$
α Cen B	$+0.04^{+0.29}_{-0.25}$	–	$+0.30^{+0.21}_{-0.26}$	$< +0.40^{(7)}$
18 Sco	$+1.64^{+0.11}_{-0.12}$	+0.04	$+1.65^{+0.02}_{-0.02}$	$+1.55 \pm 0.04^{(3)}$
μ Ara	$+1.46^{+0.12}_{-0.12}$	+0.02	$+1.23^{+0.15}_{-0.17}$	$+1.24 \pm 0.07^{(8)}$
β Vir	$+1.89^{+0.08}_{-0.09}$	+0.00	$+1.92^{+0.08}_{-0.08}$	$+1.86 \pm 0.05^{(1)}$
Naines K				
Procyon	$+1.17^{+0.10}_{-0.10}$	–	$+1.26^{+0.10}_{-0.10}$	$+1.20 \pm 0.04^{(2)}$
HD49933	$< +1.20$	–	$< +1.20$	$< +1.15^{(2)}$
HD84937	$+2.32^{+0.09}_{-0.08}$	-0.06	$+2.24^{+0.09}_{-0.10}$	$+1.94 \pm 0.01^{(9)}$
Sous-géantes FGK				
δ Eri	$+1.22^{+0.14}_{-0.13}$	+0.14	$+1.15^{+0.14}_{-0.13}$	$+1.42 \pm 0.07^{(8)}$
HD140283	$+2.11^{+0.14}_{-0.13}$	-0.04	$+2.23^{+0.14}_{-0.13}$	$+2.17 \pm 0.01^{(10)}$
ε For	$+0.67^{+0.14}_{-0.13}$	+0.09	$+1.02^{+0.12}_{-0.14}$	$+1.10 \pm 0.20^{(11)}$
η Boo	$+1.15^{+0.10}_{-0.10}$	–	$+1.09^{+0.17}_{-0.14}$	$+1.85 \pm 0.20^{(12)}$
β Hyi	$+2.57^{+0.06}_{-0.06}$	-0.01	$+2.49^{+0.10}_{-0.10}$	$+2.73 \pm 0.07^{(8)}$
Géantes rouges				
Arcturus	< -0.8	–	< -0.8	$< -1.00^{(13)}$
HD 122563	< -0.6	–	< -0.6	$< -0.60^{(14)}$
μ Leo	$+0.41^{+0.19}_{-0.18}$	+0.28	$+0.20^{+0.26}_{-0.25}$	$+0.20 \pm 0.30^{(15)}$
β Gem	$+0.55^{+0.16}_{-0.18}$	+0.19	$+0.77^{+0.14}_{-0.14}$	$+0.83 \pm 0.20^{(12)}$
ε Vir	$+0.39^{+0.27}_{-0.33}$	+0.17	$+0.44^{+0.23}_{-0.27}$	$+0.81 \pm 0.20^{(12)}$
ξ Hya	$+1.21^{+0.08}_{-0.08}$	+0.15	$+1.22^{+0.17}_{-0.17}$	$+1.27 \pm 0.20^{(12)}$
α Tau	< -0.80	–	< -0.80	$+0.02 \pm 0.20^{(12)}$
ψ Phe	< -0.80	–	–	–
γ Sge	< -0.80	–	$-0.32^{+0.86}_{-1.31}$	$-1.0 \pm 0.30^{(15)}$
α Cet	< -0.80	–	–	–
β Ara	$-0.45^{+0.50}_{-1.10}$	–	–	$< +1.07^{(16)}$
HD220009	$-0.67^{+0.45}_{-0.24}$	–	$-0.48^{+0.12}_{-0.17}$	$< +0.20^{(15)}$
HD107328	< -0.20	–	< -0.60	$< -0.20^{(15)}$

TABLE 3.5 – Abondances en lithium des étoiles de référence Gaia présentées suivant la méthode et les paramètres atmosphériques utilisés. Références : (1) [Gonzalez *et al.* 2010], (2) [Ramírez *et al.* 2012], (3) [Baumann *et al.* 2010], (4) [Nissen & Schuster 2012], (5) [Grevesse *et al.* 2007], (6) [Takeda & Kawanomoto 2005], (7) [Chmielewski *et al.* 1992], (8) [Bruntt *et al.* 2010], (9) [Lind *et al.* 2013], (10) [Asplund *et al.* 2006], (11) [Lèbre *et al.* 1999], (12) [Mallik 1999], (13) [Reddy & Lambert 2005], (14) [Pilachowski *et al.* 1993], (15) [Brown *et al.* 1989], (16) [Warren 1973].

- γ **Sge** : une différence de +0.68 dex est observée avec l'abondance du lithium de [Brown *et al.* 1989]. Il s'agit d'une géante froide avec $T_{\rm eff} = 3\,810\,$K et $\log(g) = 1.2\,$cm s^{-2}, pour laquelle nous mesurons une erreur élevée ($+0.86 - 1.31\,$dex). Il n'est donc pas étonnant de trouver une différence de +0.68 . Pour cette gamme de paramètres atmosphériques, les écarts de méthode à méthode sont d'autant plus importants, car par exemple la normalisation est très sensible pour les étoiles froides. Nous notons malgré tout que notre mesure de $A_{\rm Li}$ pour γ Sge est compatible avec [Brown *et al.* 1989], dans les barres d'erreur.

Au regard des comparaisons satisfaisantes avec la littérature, nous pouvons conclure que le catalogue d'abondances en lithium dérivé par GAUGUIN pour les étoiles de référence Gaia est fiable et pourrait servir de catalogue de référence en abondances de lithium. Ces résultats font l'objet d'une publication qui sera soumis à A&A avant fin 2015 (Guiglion *et al.* en préparation).

3.4 Résumé et conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté des catalogues d'abondances réalisés avec notre procédure automatique GAUGUIN détaillée dans le Chapitre 2.

Nous avons tout d'abord montré que GAUGUIN est efficace à moyenne résolution dans le cadre du relevé Gaia-ESO. Nous avons en effet appliqué GAUGUIN à 10 200 étoiles issues de la iDR2 de GES et à 650 étoiles de la iDR3. Les spectres observés sont issus du spectrographe GIRAFFE, plus particulièrement les setup HR10 (R 19 800) et HR21 (R 16 600). A partir des paramètres recommandés fournis par GES (voir par exemple FIGURE 3.1), la mesure automatique d'abondances chimiques a été réalisée pour 9 éléments différents (Mg, Si, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni ; voir TABLE 3.1, FIGURE 3.2 et FIGURE 3.3). Les résultats de GAUGUIN pour les iDR2 et iDR3 ont été fournis au consortium et sont disponibles via l'Archive du relevé Gaia-ESO, gérée par The Wide Field Astronomy Unit à Edinburgh. Les mesures d'abondances réalisées par GAUGUIN ont été combinées à celles de deux autres méthodes automatiques (Synspec et SME) afin de mettre en place les abondances recommandées des cibles GIRAFFE HR10 et HR21.

Nous avons pu voir que nos abondances dérivées avec GAUGUIN pour la DR2 de GES sont en bon accord avec les résultats fournis pas SME et Synspec.

L'exploitation scientifique de ces abondances recommandées a déjà fait l'objet de plusieurs publications telles que [Ruchti *et al.* 2015], [Kordopatis *et al.* 2015], [Guiglion *et al.* 2015] (voir Chapitre 4), Rojas-Arriagada et al. (en révision).

Ensuite, dans le cadre du projet AMBRE, nous avons mené une analyse automatique de l'abondance de lithium à haute résolution ($R = 40\,000$). Les données spec-

trales proviennent de l'archive ESO des spectrographes UVES, FEROS et HARPS. A partir des paramètres atmosphériques dérivés par le projet AMBRE, nous avons mesuré de façon automatique le doublet du lithium à 6 708 Å dans $\sim$ 7 300 étoiles, créant ainsi un catalogue AMBRE/Li d'abondances du lithium (voir Table 3.2 et Figure 3.13). A notre connaissance, il s'agit du plus grand catalogue jamais créé à ce jour (un ordre de grandeur plus important que les catalogues publiés jusqu'à présent, par exemple [Ramírez *et al.* 2012]). De plus, le catalogue AMBRE/Li est parfaitement homogène, à la différence de la plupart des catalogues disponibles dans la littérature, ce qui permettra de conduire des études inédites. Nous notons également que les abondances du catalogue AMBRE/Li ont été validées par une comparaison à l'étude de [Delgado Mena *et al.* 2014].

Nous avons pu participer au projet de caractérisation chimique des étoiles de référence de la mission Gaia, publié dans [Jofré *et al.* 2015]. En effet, à partir des paramètres atmosphériques de [Jofré *et al.* 2014a], nous avons mesuré avec GAUGUIN des abondances chimiques d'éléments α et d'éléments du pic du fer dans les 34 étoiles Gaia de référence (voir Table 3.3 et Table 3.4). Ces mesures ont été combinées avec celles issues de 7 autres méthodes (dont iSpec, SME et synspec) afin de fournir les abondances recommandées des étoiles Gaia de référence (voir [Jofré *et al.* 2015]). Nos mesures d'abondances avec GAUGUIN se sont révélées fiables lors de comparaisons avec la littérature, synspec (voir Figure 3.21) ou encore avec les abondances recommandées présentées dans [Jofré *et al.* 2015].

Enfin, toujours dans le cadre de la caractérisation chimique des étoiles Gaia de référence, nous avons créé un catalogue d'abondances en lithium de ces 34 étoiles. A une résolution de 40 000, nous avons appliqué GAUGUIN sur le doublet du lithium à 6 708 Å, à partir des paramètres atmosphériques fournis par [Jofré *et al.* 2014a]. Les abondances du catalogue sont parfaitement homogènes et une comparaison avec la littérature (à paramètres atmosphériques égaux) a permis de montrer que ce catalogue porrait faire office de référence en terme d'abondances du lithium pour les étoiles Gaia (voir Table 3.5). De plus, ces abondances seront utiles pour la calibration des abondances du lithium dans les amas ouverts de GES observés avec HR15N.

Nous notons d'une part qu'une exploitation scientifique des abondances recommandées iDR2 des cibles GIRAFFE HR10 et HR21 de GES est menée dans le chapitre suivant, axée sur le comportement des dispersions des vitesses dans le disque avec le rapport [Mg/Fe]. D'autre part, une exploitation scientifique du catalogue AMBRE/Li est menée dans le Chapitre 5, centrée sur l'évolution chimique du lithium dans la Voie lactée.

Chapitre 4

Le disque galactique : contraintes sur sa formation grâce aux dépendances chimiques de ses dispersions des vitesses

Sommaire

4.1 Présentation des cibles GES iDR2 de GIRAFFE 127
4.2 La dichotomie chimique disque mince / disque épais 129
4.3 La dichotomie cinématique disque mince / disque épais . . 132
4.3.1 Détermination des distances et de la cinématique 132
4.3.2 Distributions des vitesses galactocentriques dans les disques . 137
4.3.3 Gradients des vitesses galactocentriques dans les disques . . . 142
4.4 Dispersions des vitesses et mécanismes de chauffage du disque 148
4.4.1 Détermination des dispersions des vitesses dans le disque . . 148
4.4.2 Dispersions des vitesses en fonction du rapport [Mg/Fe] . . . 153
4.4.3 Dépendances spatiales des dispersions des vitesses dans le disque Galactique 163
4.4.4 Résumé et conclusion 167
4.5 Discusion dans le contexte des modèles de formation du disque épais 167
4.6 Conclusions 173

Dans le contexte des relevés spectroscopiques massifs tels que RAVE, SEGUE et GES, nous avons vu qu'il est essentiel de pouvoir déterminer de façon automatique des abondances chimiques afin de pouvoir identifier les populations stellaires qui composent notre Galaxie. L'exploitation scientifique de ces estimations d'abondances pour des grands relevés d'étoiles permet de contraindre l'évolution et la formation de la Voie Lactée. Dans le cadre du relevé Gaia-ESO, les paramètres atmosphériques et abondances chimiques (auxquelles j'ai contribué, voir Chapitre 3) à moyenne résolution des étoiles GIRAFFE sont d'une très bonne qualité et sont une bonne opportunité de mener à bien une étude sur le disque galactique. Nous notons qu'une grande partie des résultats présentés dans ce chapitre font l'objet d'une publication dans A&A : Guiglion et la. 2015, acceptée le 20 août 2015.

Le but de ce chapitre est d'étudier le disque galactique et de comprendre le comportement des dispersions des vitesses de ses population stellaires afin de contraindre son scénario de formation et d'évolution. Pour mieux comprendre les processus physiques responsables de la formation du disque, il est important d'étudier les processus responsables de son chauffage dynamique. En effet, dans le contexte des scénarios de formation du disque galactique présentés dans le Chapitre 1, un moyen de contraindre les méchanismes de chauffage dynamique du disque est d'étudier la relation entre l'âge des étoiles et la dispersion de leur vitesse (AVD). Les étoiles plus âgées vont voir leur dispersion des vitesses augmenter à cause de leur intéraction avec le potentiel galactique et une diffusion des orbites est créée par les fluctuations du champ gravitationnel. Il s'agit d'un processus séculier. Cette relation a été mise en lumière par [Wielen 1974, Wielen 1975] grâce à un millier d'étoiles du voisinage solaire dans une sphère de 20 pc autour du Soleil. Plus tard, [Carlberg *et al.* 1985] ont dérivé une nouvelle relation avec 500 étoiles, montrant que la dispersion des vitesses devient constante pour les étoiles plus âgées que 6 Gyrs. Ces observations allaient en faveur d'un modèle avec des étoiles chauffées lors de l'apparition des bras spiraux. Avec la naissance des relevés massifs fournissant plus d'étoiles, la forme de la relation entre l'âge et la dispersion de vitesse a été contrainte comme une loi de puissance par plusieurs études, par exemple [Nordström *et al.* 2004] grâce au Geneva-Copenhagen Survey (GCS) et [Sharma *et al.* 2014] avec le relevé RAVE (voir [Seabroke & Gilmore 2007] pour une conclusion différente avec le GCS).

Un fait important est que ces études sont basées sur des échantillons à faible statistique, par exemple [Carlberg *et al.* 1985] ou bien une résolution spectrale faible ou intermédiaire, par exemple pour RAVE. Si les distances sont bien contraintes, il est possible de dériver des âges stellaires assez précis (erreurs $< 30\,\%$). Cependant, pour les relevés plus massifs (à basse et moyenne résolution spectrale), déterminer des âges précis est un challenge à cause du manque de précision sur les distances et les paramètres atmosphériques dérivés. De plus, la méthode d'ajustement par isochrones, utilisée afin de déterminer la magnitude absolue M de l'étoile pour appliquer le module des distances (voir Sect. 4.3.1.1) est difficile pour les étoiles les plus jeunes ou les plus âgées, là où les courbes se chevauchent le plus.

Comme présenté dans le Chapitre 1, le rapport [α/Fe] peut être adopté commne une alternative à l'âge stellaire, afin de pouvoir poser des contraintes temporelles [Matteucci 2001]. Le rapport [α/Fe] a été utilisé a plusieurs reprises comme proxy de l'âge dans la littérature, par exemple dans des études récentes axées sur le disque galactique. Nous pouvons citer son utilisation dans le modèle chimico-cinématique de [Schönrich & Binney 2009], centré sur l'étude de la structure chimique et dynamique du voisinage solaire, ou [Bovy *et al.* 2012c] avec le relevé SEGUE. Récemment, [Minchev *et al.* 2014b] avec RAVE ont utilisé le rapport [Mg/Fe] afin de contraindre la formation du disque épais grâce aux dispersions des vitesses (voir notre

discussion dans la Sect 4.4.2.3).

Partant de cette hypothèse de travail, nous nous sommes basés sur un échantillon d'étoiles du Gaia-ESO Survey (présenté dans la Sect 4.1). En effet, le large volume galactique sondé par GES et la très bonne qualité des paramètres atmosphériques et abondances chimiques du relevé est une bonne opportunité de mener à bien une étude du disque galactique. Nous avons tout d'abord étudié la dichotomie entre le disque mince et le disque épais afin de mettre en lumière de possibles différences chimiques (Sect 4.2) et cinématiques (Sect 4.3) entre ces deux composantes. Puis, avons étudié le comportement des dispersions des vitesses en fonction du rapport [Mg/Fe] dans les deux disques (Sect 4.4). Enfin, nous avons centré notre étude sur le disque épais afin de contraindre les scénarios de sa formation (Sect 4.5).

4.1 Présentation des cibles GES iDR2 de GIRAFFE

Cette étude est basée sur les étoiles issues de la seconde *Data Release* interne (iDR2) des données du Gaia-ESO survey, représentant les 18 premiers mois d'observation du relevé. Nous présentons ici l'échantillon de travail basé sur des étoiles observées avec le spectrographe GIRAFFE.

L'échantillon d'étoiles utilisé pour cette analyse est composé de 10 119 étoiles issues de la iDR2 du Gaia-ESO Survey. Notre étude étant centrée sur les étoiles du champ, nous avons tout d'abord nettoyé cet échantillon des étoiles d'amas ouverts et globulaires, qui ont une histoire et une évolution différentes de celles du champ. Nous n'avons gardé que les étoiles observées simultanément avec les setups HR10 (R $\sim$ 19 800) et HR21 (R $\sim$ 16 200) du spectrographe GIRAFFE pour plus d'homogénéité et les paramètres utilisés dans cette analyse sont les suivants : $V_{\rm rad}$, $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [Fe/H] et [Mg/Fe]. L'échantillon résultant est composé de 6 800 étoiles.

Nous rappelons que les vitesses radiales sur la ligne de visée ont été fournies par GES et déterminées par corrélation croisée entre un masque synthétique et le spectre observé (Koposov et al. en préparation pour une description complète de la procédure) avec une erreur médiane de 0.3 km s^{-1} pour notre échantillon de travail. Les paramètres atmosphériques recommandés $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H] proviennent de la combinaison de trois méthodes automatiques différentes : MATISSE, FERRE et SME. Les dispersions médianes pour notre échantillon sont respectivement de 41 K, 0.09 cm s^{-2} et 0.05 dex en $T_{\rm eff}$, $\log(g)$ et [M/H]. Nous avons sélectionné les étoiles avec SNR $\geq$ 10, menant à un SNR médiant de 23 pour le domaine HR10 et 50 en HR21.

A partir de ces paramètres atmosphériques recommandés, les abondances d'éléments α et d'éléments du pic du fer ont été dérivés là aussi par trois méthodes

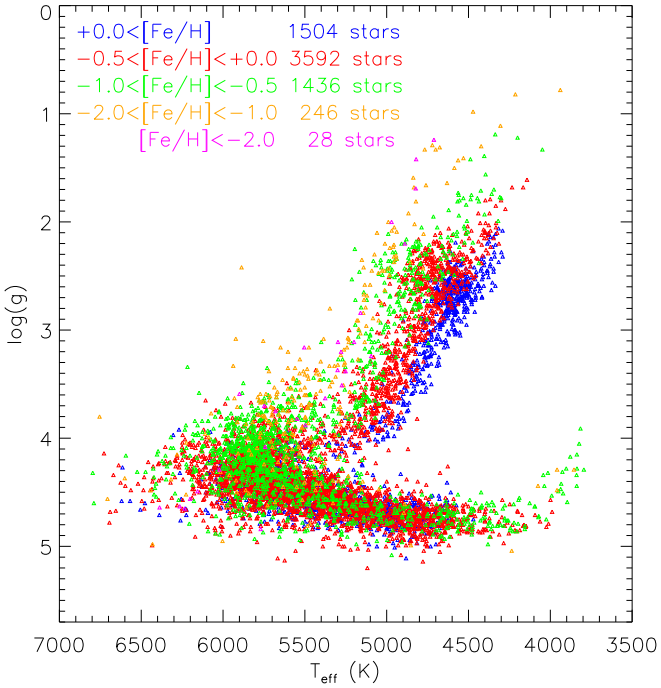

FIGURE 4.1 – Température effective T_{eff} en fonction de la gravité de surface $\log(g)$ pour les 6 800 étoiles de l'échantillon final de travail. Le code couleur est donné en fonction du rapport [Fe/H].

distinctes : GAUGUIN (présenté dans le Chapitre 2), SME et Synspec (présentées dans la Sect 2.2 du Chapitre 2). L'analyse de ces abondances chimiques a été faite à l'ETL, à partir de modèles d'atmosphères MARCS. Les résultats de chaque méthode ont été mis à la même échelle et moyennés afin de fournir les abondances recommandées GIRAFFE de GES. Afin de séparer chimiquement le disque mince du disque épais comme expliqué dans l'introduction de cette thèse, nous utilisons les abondances recommandées de [Fe/H] et de [Mg/Fe] (voir Sect 4.2). Nous adoptons la définition [Mg/Fe] = [MgI/FeI] car nous rejetons la contribution de l'abondance de FeII, mesurée avec une seule raie spectrale, et donc moins fiable. Cette contribution pourrait être une source de dispersion sur [Fe/H]. Les dispersions médianes en [Fe/H] et [Mg/Fe] sont respectivement de 0.06 dex et 0.04 dex.

Finalement, notre échantillon final de travail est composé de 6 800 étoiles avec des paramètres fondamentaux, abondances de [Fe/H] et de [Mg/Fe]. Nous présentons dans la FIGURE 4.1 un diagramme de Hertzsprung-Russell de l'échantillon final. Nous voyons clairement que nous avons une bonne statistique, nous permettant de couvrir un large domaine de [Fe/H] et de stade évolutif. La FIGURE 4.2 présente les étapes de notre étude du disque galactique. L'échantillon principal présenté ici va

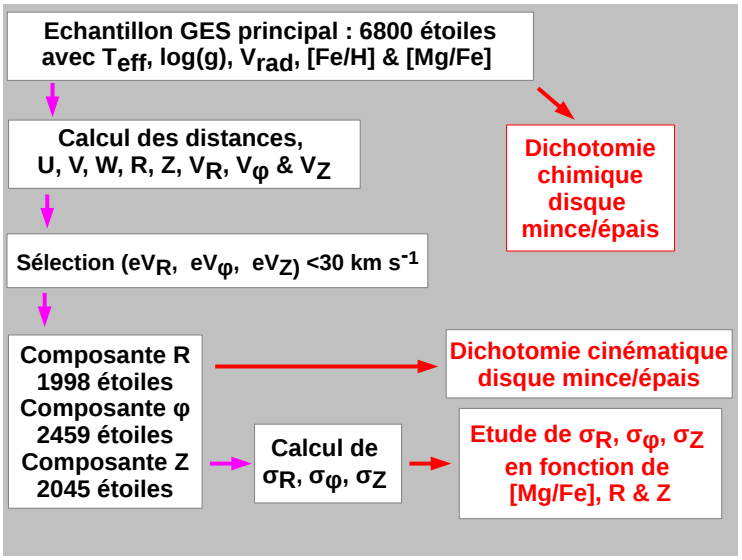

FIGURE 4.2 – Illustration des étapes de l'étude du disque galactique.

nous permettre d'étudier la dichotomie chimique entre le disque épais et le disque mince, avant d'en étudier la cinématique.

4.2 La dichotomie chimique disque mince / disque épais

Le but de cette section est d'étudier la dichotomie existante entre le disque mince et le disque épais (présentée dans le Chapitre 1). Pour ce faire, nous nous basons sur des critères chimiques à l'aide du rapport [Mg/Fe].

Face à la statistique importante de notre échantillon et à la qualité des abondances utilisées, nous avons exploré l'existence d'une discontinuité chimique entre les populations du disque mince et du disque épais dans le plan [Fe/H] – [Mg/Fe]. Cette discontinuité a été détectée de nombreuses fois dans la litérature que ce soit par des critères cinématiques (voir par exemple [Bensby *et al.* 2003]) ou par l'utilisation d'abondances chimiques d'éléments α [Adibekyan *et al.* 2011].

Afin d'apporter une contrainte supplémentaire à ce débat, nous avons choisi d'utiliser les abondances de [Fe/H] et [Mg/Fe] de notre échantillon. Nous avons suivi la même procédure utilisée dans [Recio-Blanco *et al.* 2014] et [Mikolaitis *et al.* 2014b]. En effet, nous avons sélectionné les étoiles avec les meilleurs paramètres atmosphériques et abondances, *i.e.* SNR$\geq$ 40 (correspondant à 1 230 étoiles soit 16% de notre échantillon final). Nous avons défini des sous-échantillons correspondants à des intervalles de [Fe/H] pour lesquels nous avons cherché visuellement des discontinuités dans les distributions correspondantes en [Mg/Fe] (voir FIGURE 4.3).

Nous avons ensuite ajusté une droite aux valeurs de [Mg/Fe] correspondantes à ces séparations dans le plan [Fe/H] − [Mg/Fe].

Le plan [Mg/Fe] − [Fe/H] et les résultats de la séparation chimique entre les deux disques sont présentés dans la FIGURE 4.4. Les traits verticaux représentent les limites des intervalles de [Fe/H] pour lesquels nous avons pu repérer une discontinuité. La séparation résultante est quasi linéaire. Pour les intervalles $-1.25 \leq$ [Fe/H] ≤ -1.00 dex et [Fe/H] ≥ -0.05, nous n'avons pas détecté de séparations chimiques. Nous avons extrapolé la séparation linéaire sur le domaine $-1.25 \leq$ [Fe/H] ≤ -1.00 dex alors que les étoiles à plus faible [Fe/H] ne sont plus considérées comme membres du disque épais. Pour les étoiles à [Fe/H] ≥ -0.05 dex, un pente nulle a été considérée. Nous confirmons que la différenciation obtenue est robuste à la taille des intervalles de [Mg/Fe] et également à celle de l'intervalle de [Fe/H] considéré. De plus, nous voyons que cette séparation est consistante avec l'échantillon total. La contamination par de possibles étoiles du halo à [Fe/H] < -1.0 dex est discutée dans le Sect. 4.4.2.2. Dorénavant, les étoiles riches en [Mg/Fe] (au-dessus de la séparation établie) seront dénotées comme membre du disque épais. Les étoiles de la séquence pauvre en [Mg/Fe] (sous la séparation) seront membres du disque mince. Les étoiles du disque mince sont dominantes, de l'ordre de 80% pour notre échantillon principal. Cette observation est due à la fonction de sélection de GES car la majorité des étoiles ciblées par GES sont situées à faible $|Z|$, donc préférentiellement appartenant au disque mince.

Si nous comparons notre séparation chimique avec la litérature, nous constatons donc que le même type de séparation obtenue par [Recio-Blanco *et al.* 2014] et [Mikolaitis *et al.* 2014b] avec les données de la iDR1 de GES est retrouvée dans notre étude. Nous notons cependant que ces deux études ont obtenu une séparation en utilisant respectivement les plans [α/Fe] − [M/H] et [Mg/M] − [M/H] où M est la métallicité globale. En conséquence, notre division dans le plan [Fe/H] − [Mg/Fe] est légèrement différente (valeur de la pente et intervalle de métallicité), mais totalement compatible. De plus, notre séparation est compatible avec celle obtenue par [Adibekyan *et al.* 2013] pour un échantillon d'étoiles HARPS dans le plan [α/Fe] − [Fe/H]. Nous notons qu'une comparaison quantitative de ces séparations n'aurait pas de sens car il existe des effets systématiques entre les relevés menant à des écarts (ceci dit faibles) entre les différentes séparations.

Concernant l'analyse proprement dite des deux groupes trouvés, nous observons une similarité chimique entre la partie riche en [Fe/H] des deux disques à [Fe/H] ~ -0.15. Ceci suggère un scénario d'évolution commum à un certain moment dans l'histoire de ces deux composantes. Ce comportement a également été observé à trés haute résolution par [Adibekyan *et al.* 2011] (étoiles HARPS) et [Recio-Blanco *et al.* 2014] avec le Gaia-ESO Survey, tous deux à partir du rapport [α/Fe]. De plus, avec le relevé APOGEE, [Nidever *et al.* 2014b] ont observé deux populations distinctes riches et pauvres en α dans le disque galactique. Un chevauchement des distributions de [α/Fe] des deux disques a aussi été observé à

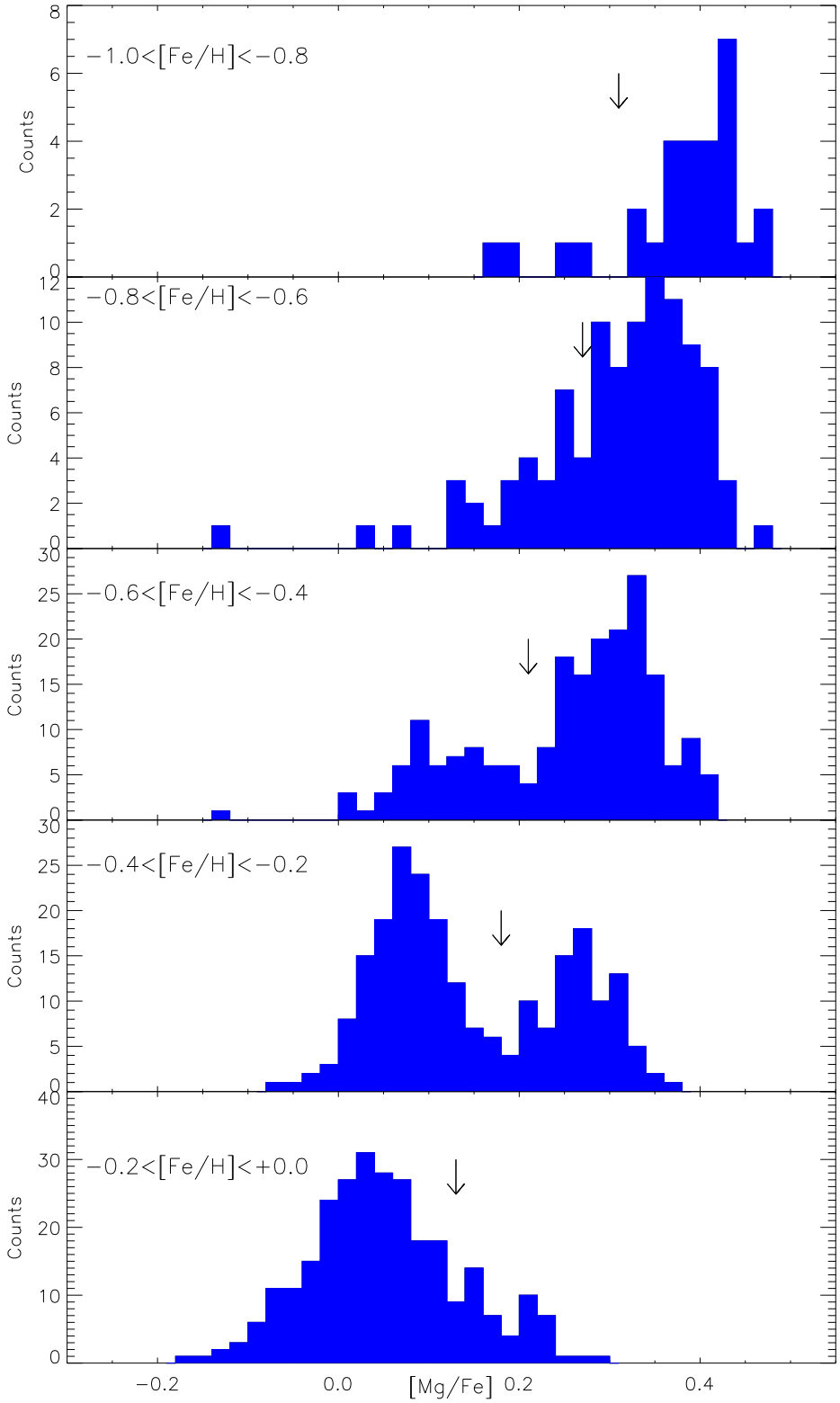

FIGURE 4.3 – Histogrammes de [Mg/Fe] par tranche de [Fe/H] pour les 1 230 étoiles avec SNR $\geq$ 40 de l'échantillon principal. La flèche indique la discontinuité trouvée dans les distributions.

[Fe/H] $\sim +0.2$ dex. Nous pouvons conclure que la présence du disque mince et du disque épais est à nouveau contrainte avec ces données du Gaia-ESO Survey.

D'un autre côté, la dichotomie entre les deux disques a été remise en question par [Bovy *et al.* 2012a]. En effet, les auteurs ont montré que les échelles de hauteur verticales associées à des sous-populations dans le plan [α/Fe] − [M/H] augmentent de façon monotone avec [α/Fe], sans cassure. Pour arriver à ces résultats, les auteurs ont dû tenir compte du modèle de la fonction de sélection du relevé SEGUE, d'un modèle de populations stellaires et d'un taux de formation stellaire. De plus, ces auteurs argumentent que la distribution des étoiles SEGUE dans le plan [α/Fe]−[M/H] est directement liée à la fonction de sélection du relevé plutôt qu'au comportement des abondances dans le disque galactique. Nous pensons fortement que la dichotomie chimique entre le disque mince et le disque épais n'est pas un effet de la fonction de sélection pour un relevé donné. En effet, ceci a été observé dans les relevés APOGEE, GES, l'étude de [Adibekyan *et al.* 2013] ainsi que dans le projet AMBRE (communication privée), possédant des fonctions de sélection différentes.

4.3 La dichotomie cinématique disque mince / disque épais

Dans la section précédente, nous avons séparé chimiquement le disque mince du disque épais grâce à la qualité des données fournies par le Gaia-ESO Survey. Si ces deux composantes ont eu une différente histoire chimique, il est fort probable que les deux disques aient une cinématique différente. En tenant compte de cette dichotomie chimique, nous étudions maintenant les gradients de vitesse dans les disques en fonction du rapport [Mg/Fe], utilisé comme un proxy de l'âge et du rapport [Fe/H]. Ces rapports sont un important diagnostic afin de comprendre quel méchanisme est responsable de la mise en place de ces structures (migration radiale, pertubations par des accrétions ...). Nous présentons tout d'abord le formalisme permettant d'estimer les distances et la cinématique des étoiles de notre échantillon principal (Sect 4.3.1), puis nous présentons les distributions de vitesses dans chaque disque (Sec 4.3.2), et enfin les gradients des vitesses dans la Sec 4.3.3.

4.3.1 Détermination des distances et de la cinématique

Afin de mener à bien notre analyse, il nous faut connaître pour chaque étoile sa distance sur la ligne de visée par rapport à l'observateur et ses propriétés cinématiques, c'est-à-dire ses positions, vitesses héliocentriques et galactocentriques. Nous présentons en premier comment les distances sont calculées pour les étoiles de notre échantillon principal puis nous décrivons la cinématique de ces mêmes étoiles, comme présentés dans la Figure 4.2.

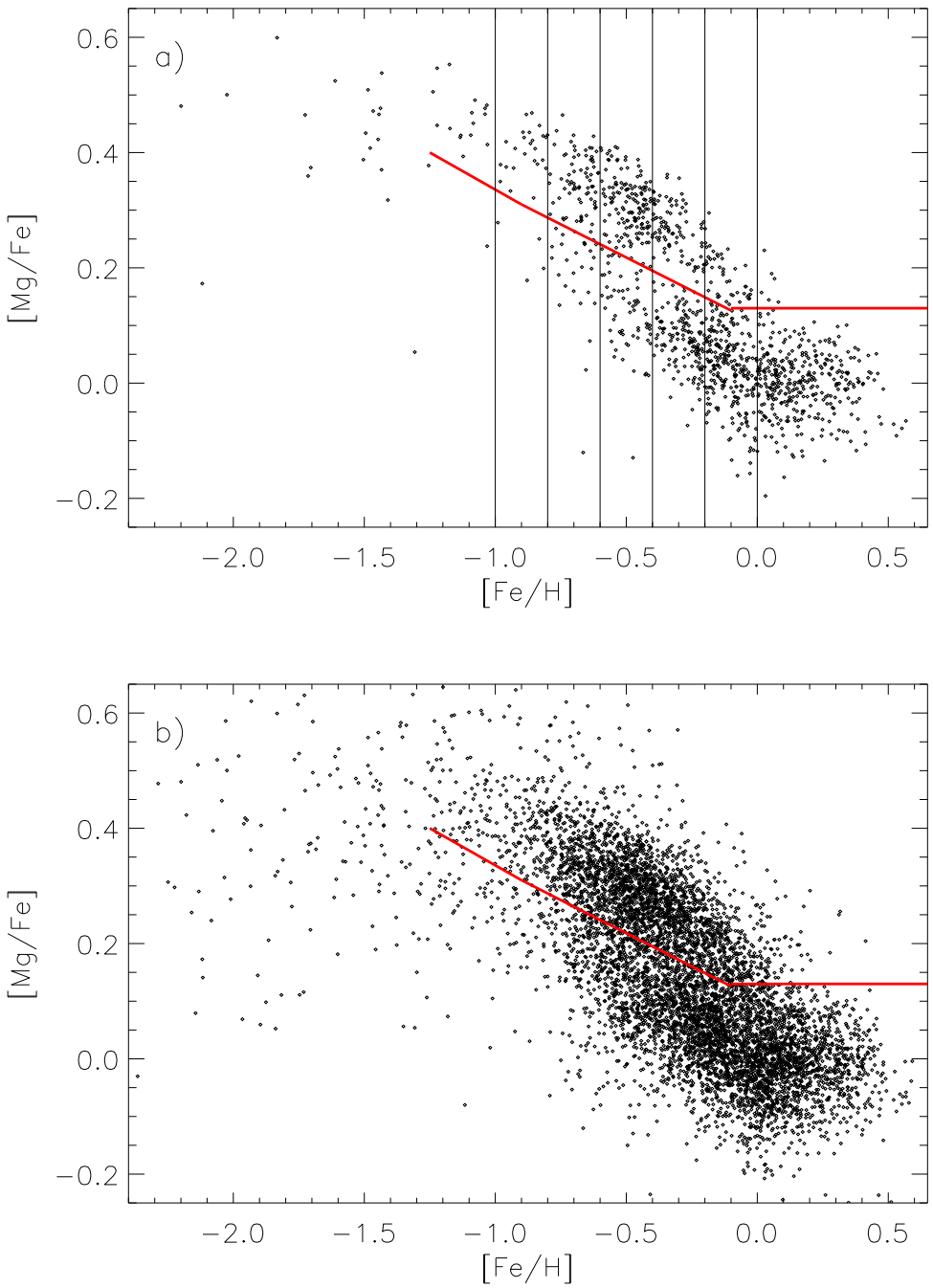

FIGURE 4.4 – a) [Mg/Fe] vs [Fe/H] pour les 1 230 étoiles avec SNR $\geq$ 40 de l'échantillon principal. Les traits verticaux délimitent les intervalles de [Fe/H] pour lesquels la discontinuité en [Mg/Fe] a été estimée. La séparation résultante entre le disque mince et le disque épais est indiquée en rouge. b) [Mg/Fe] vs [Fe/H] pour les 6 800 étoiles de l'échantillon principal avec la même séparation présentée en a).

4.3.1.1 Les distances sur la ligne de visée

Le paramètre clef utilisé pour dériver la cinématique est la distance entre l'observateur et l'étoile. N'ayant pas accès aux parallaxes dans le cadre de notre application scientifique (il faudra attendre Gaia pour cela), les distances ont été dérivées spectroscopiquement. Les distances sur la ligne de visée ont été calculées à l'aide du module des distances. La procédure a été mise en place par [Kordopatis *et al.* 2011]. La magnitude absolue M d'une étoile donnée a été calculée par projection de ses paramètres atmosphériques T_{eff}, $\log(g)$ et [M/H] sur des isochrones de Yonsei-Yale [Demarque *et al.* 2004], Ces isochrones ont été interpolés sur un large domaine de métallicité $-3 \leq$ [M/H] $\leq +0.8$ et pour un vaste domaine d'âges stellaires de 1 à 14 milliards d'années. La magnitude absolue en bande J (infra-rouge de 1 à μm) a été calculée en utilisant les procédures mises en place par [Zwitter *et al.* 2010], tenant compte des durées de vie de chaque phase évolutive, des paramètres atmosphériques et de leurs erreurs. Le module des distances a été appliqué en bande J et la couleur $(J - K_s)$ utilisée est issue du relevé VISTA (Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy photometry), fournie par GES. L'extinction, due aux poussières sur la ligne de visée et fonction de la distance, a tendance à rougir la magnitude apparente de l'étoile. Une première estimation de la distance est obtenue en adoptant le rougissement $E(B - V)$ de [Schlegel *et al.* 1998]. Les extinctions dans les bandes J et K_s sont obtenues en utilisant l'équation 9 de [McCall 2004] : $A_J = 0.819 * E(B-V)$ et $A_{K_s} = 0.350 * E(B-V)$. Cependant, en appliquant cette correction, les distances sont surestimées car l'extinction de [Schlegel *et al.* 1998] est intégrée sur toute la longueur de la ligne de visée (l'étoile parait donc plus rouge que ce qu'elle n'est réellement). Il faut donc en tenir compte en appliquant une correction sur le rougissement en considérant un disque de poussière avec un profil de décroissance exponentielle avec le rayon galactique. Finalement, le module des distances est appliqué avec la magnitude apparente corrigée de l'extinction. Les erreurs e_{distance} sur ces distances ont été estimées à l'aide de tirages de Monte-Carlo sur les erreurs du module des distances. Ces erreurs tiennent comptes des erreurs sur la magnitude absolue J et sur les magnitudes apparentes J et K_s. Les erreurs sur les paramètres atmosphériques T_{eff}, $\log(g)$ et [M/H] sont prises en compte lors du calcul de l'erreur sur J.

Les distances et les erreurs obtenues sont présentées dans la FIGURE 4.5. Nous voyons que $\sim 83\%$ des étoiles de l'échantillon principal ont une erreur relative sur la distance inférieure à 20%, alors que l'erreur relative moyenne est de 12%. Nous voyons que l'erreur sur la distance augmente comme attendue avec la distance. Cependant, pour les étoiles avec $d > 10\,\text{kpc}$, l'erreur a tendance à être constante (autour 20%). Nous notons que le fait de retirer les étoiles avec des erreurs trop grandes sur leurs vitesses galactocentriques (voir Sect 4.3.2) aura pour conséquence d'éliminer les distances avec une trop grande erreur.

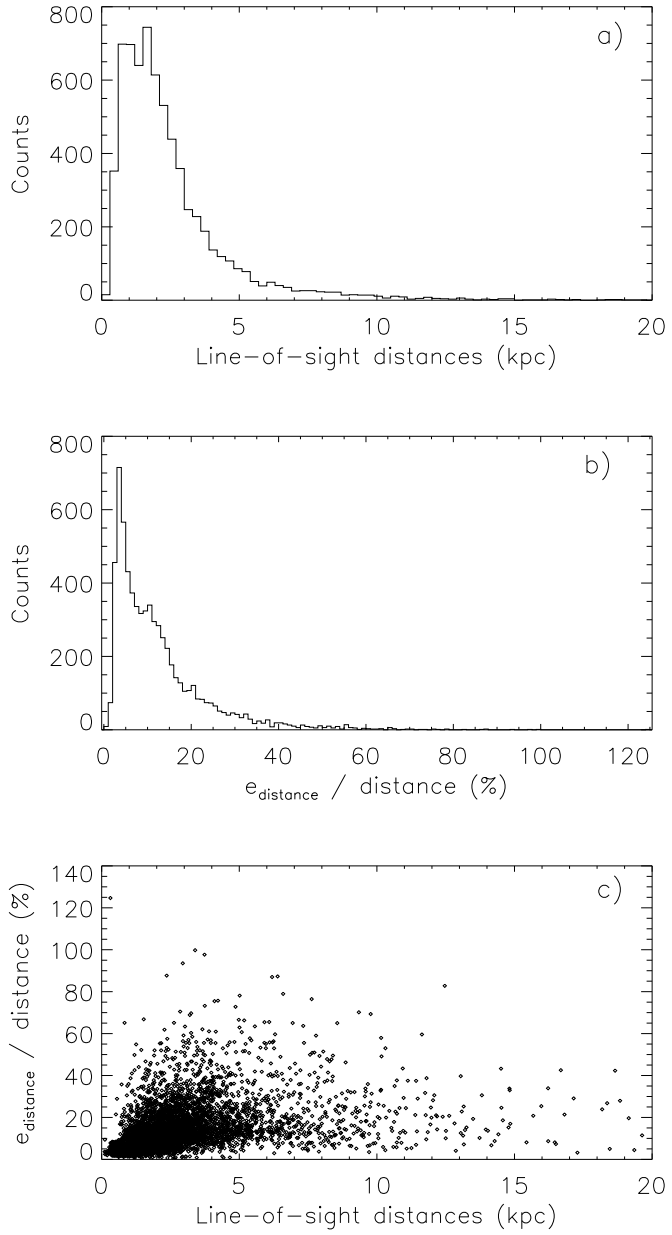

FIGURE 4.5 – a) Histogramme des distances pour les 6 800 étoiles de notre échantillon principal. b) Histogramme des erreurs relatives (rapport entre l'erreur sur la distance et la distance), exprimées en pourcentage. c). Erreurs relatives en fonction de la distance.

4.3.1.2 La cinématique des étoiles

La cinématique d'une étoile est définie par ses 3 composantes de vitesse. Afin de parler de cinématique d'une étoile, il convient de définir un repère héliocentrique et galactocentrique.

Tout d'abord, définissons ces paramètres en fonction du référentiel cartésien héliocentrique, défini par X, Y et Z, avec X pointant du Soleil vers le centre galactique GC, Y pointant dans le sens de la rotation et Z dirigé vers le pôle Nord galactique. Les vitesses par rapport au Soleil dans les directions X, Y, et Z sont notées U, V, et W. Une illustration est présentée dans la FIGURE 4.6.

Les coordonnées cartésiennes X, Y et Z des étoiles sont calculées à l'aide de la distance par rapport à l'observateur et des coordonnées galactiques : l (longitude galactique) et b (latitude galactique). En pratique, l et b sont obtenues à partir des coordonnées équatoriales α et δ.

Les vitesses cartésiennes U, V et W (voir FIGURE 4.6) sont obtenues en dérivant par rapport au temps les coordonnées X, Y et Z, et impliquant les dérivées partielles $\frac{dD}{dt} = V_{\mathrm{rad}}$, $\frac{dl}{dt} = \mu_l$ et $\frac{db}{dt}\mu_b$, où μ_l et μ_b sont les mouvements propres de l'étoile dans les directions l et b. Les vitesses U, V et W sont généralement utilisées pour des échantillons d'étoiles dans le voisinage solaire vérifiant que l'axe V soit dirigé dans le sens de la rotation galactique.

Pour les étoiles du disque à plus grande distance, il est préférable d'utiliser un système de coordonnées galactocentrique. Pour ce faire, le repère cartésien héliocentrique X, Y, Z est tout d'abord déplacé de la distance solaire au centre galactique $\mathrm{X_{GC}} = \mathrm{R_{GC}} = 8\,\mathrm{kpc}$ vers le centre galactique en considérant les axes X et Y dans le plan galactique. Il en résulte le repère galactocentrique $\mathrm{X_{GC}}$, $\mathrm{Y_{GC}}$ et $\mathrm{Y_{GC}}$ (voir FIGURE 4.6).

Enfin, les vitesses cartésiennes héliocentriques U, V et W sont converties en vitesses cylindriques galactocentriques V_R, V_ϕ et V_Z. L'expression de la coordonnée radiale galactocentrique est donnée par $R = \sqrt{\mathrm{X_{GC}}^2 + \mathrm{Y_{GC}}^2}$, alors que la vitesse particulière du Soleil par rapport au "Local standard of Rest" (LSR) est celle de [Schönrich *et al.* 2010] : $(U, V, W)_\odot = (11.10, 12.24, 7.25)\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Nous rappelons que le LSR est un point de coordonnée proche du voisinage solaire avec une vitesse azimutale $V_\mathrm{c} = 220\,\mathrm{km\ s^{-1}}$.

Dans le cadre de notre échantillon principal, en plus des vitesses radiales mesurées pour les spectres GES, nous avons utilisé les mouvements propres issus du catalogue PPMXL [Roeser *et al.* 2010]. Il s'agit d'un catalogue couvrant tout le ciel, complet pour les étoiles avec $V \leq 20$. Pour les deux composantes du mouvement propre μ_α et μ_δ, les erreurs typiques sont de ~ 7 mas/yr. Les erreurs médianes résultantes sont

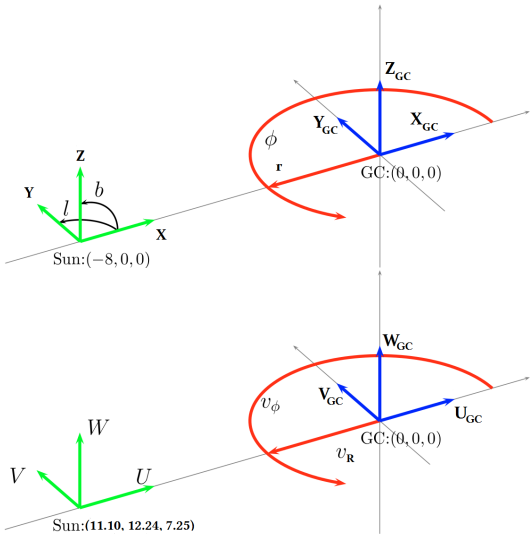

FIGURE 4.6 – a) Systèmes de coordonnées galactiques (lb), cartésiennes (XYZ) et cylindriques (RϕZ). Le système de coodonnées galactocentriques ($X_{GC}Y_{GC}Y_{GC}$) est également montré. b) Vitesses héliocentriques cartésiennes U, V et W, galactocentriques $U_{GC}V_{GC}W_{GC}$ et vitesses galactocentriques cylindriques V_R, V_ϕ et V_Z. Figure adaptée de [Breddels *et al.* 2010].

respectivement de 52, 39 et 52 km s^{-1} pour V_R, V_ϕ, et V_Z.

La FIGURE 4.7 montre les distributions respectives de V_R, V_ϕ et V_Z pour notre échantillon principal. Les vitesses radiales et verticales galactocentriques V_R et V_Z présentent une distribution centrée en zéro. La vitesse azimutale galactocentrique quand à elle montre une distribution centrée autour de 200 km s^{-1}, comme attendu.

Les distances Z par rapport au plan galactique pour notre échantillon principal sont présentées dans la FIGURE 4.8. Nous voyons que 67% des étoiles sont préférentiellement observées vers le centre galactique (R$\leq$ 8 kpc) alors que 95% des étoiles sont situées à moins de 2 kpc du plan galactique. Vers le centre, nous constatons également que peu d'étoiles à faible Z sont présentes à R$\leq$ 5 kpc.

4.3.2 Distributions des vitesses galactocentriques dans les disques

Nous présentons dans cette section les distributions des vitesses galactocentriques dérivées dans la section précédente, pour le disque mince et le disque épais.

Cependant, afin que ces distributions soient interprétées de façon physique et que nous puissions déterminer des dispersions des vitesses robustes dans le disque (voir Sect 4.4.1), il convient de nettoyer l'échantillon principal des étoiles ayant une erreur trop grande sur leurs vitesses galactocentriques (voir FIGURE 4.2). En pratique,

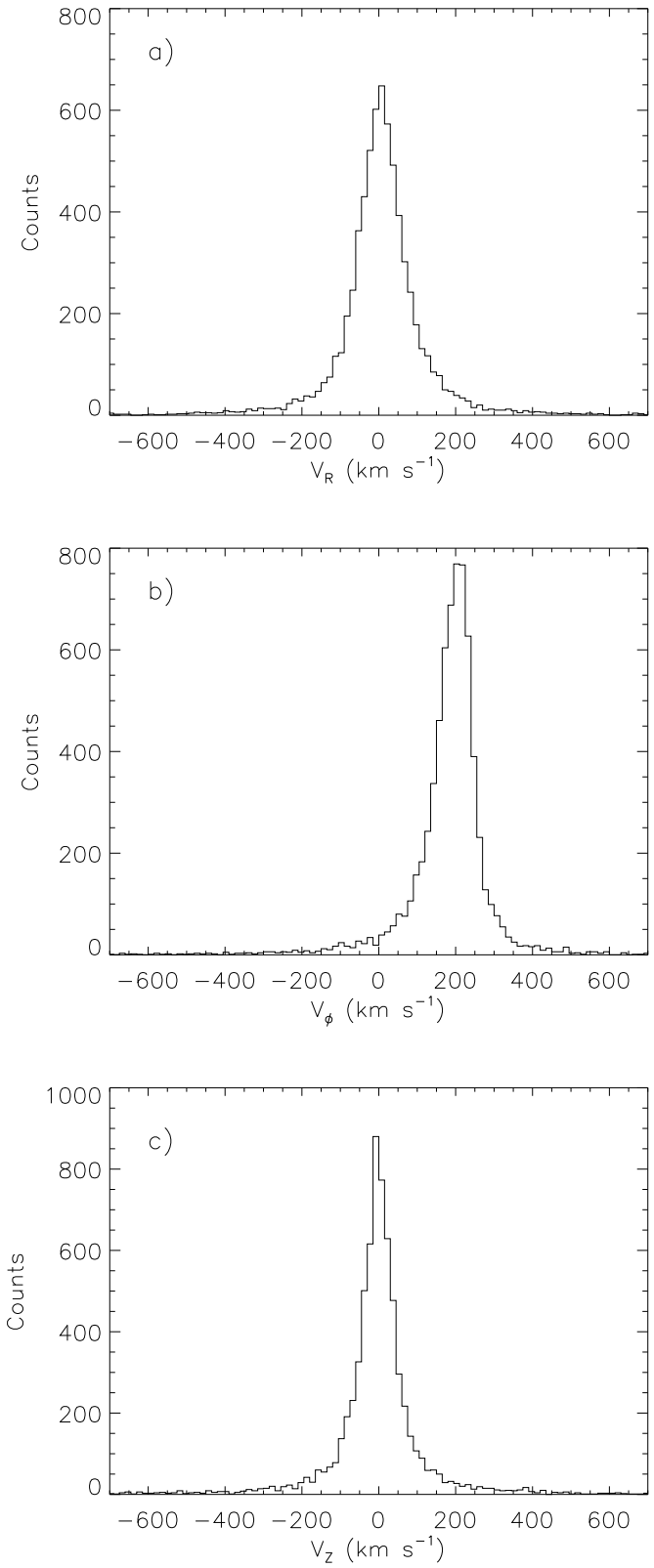

FIGURE 4.7 – Histogrammes des vitesses galactocentriques des 6 800 étoiles de notre échantillon principal. a) V_R. b) V_ϕ. c) V_Z.

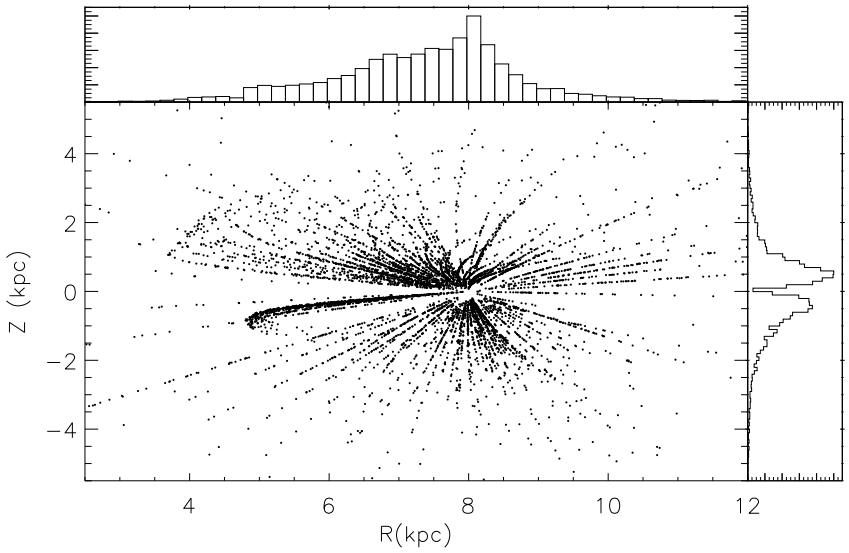

FIGURE 4.8 – Hauteur par rapport au plan Z en fonction du rayon galactocentrique R pour les 6 800 étoiles de l'échantillon principal. Les distributions de R et Z sont également présentées.

nous n'avons gardé que les étoiles ayant une erreur plus faible que 30 km s^{-1} dans chaque composante de vitesse. Nous créons ainsi trois nouveaux échantillons, un pour chaque composante R, ϕ et Z de vitesse, composés repsectivement de 1 998, 2 459 et 2 045 étoiles. Nous avons décidé de procéder composante par composante, sinon notre échantillon aurait été plus petit.

Nous présentons dans TABLE 4.1 la proportion d'étoiles de chaque disque dans ces 3 échantillons présentés. Dans chaque composante des vitesses, les étoiles du disque mince sont à nouveau dominantes (80%).

Composante de vitesse	V_R	V_ϕ	V_Z
N_{tot}	1 998	2 459	2 045
Disque mince	1 593	1 982	1 513
Disque épais	405	477	532

TABLE 4.1 – Nombre d'étoiles dans chaque composante de vitesse de rotation (N_{tot}) avec les proportions respectives dans chaque disque.

La couverture du plan $R - Z$ est montré dans la FIGURE 4.9. Nous voyons à nouveau que les lignes de visées sont peuplées de façon prédominante vers l'anti-centre galactique. Quand à la couverture en Z, les 3 échantillons sont plutôt bien homogènes de part et d'autre du plan galactique.

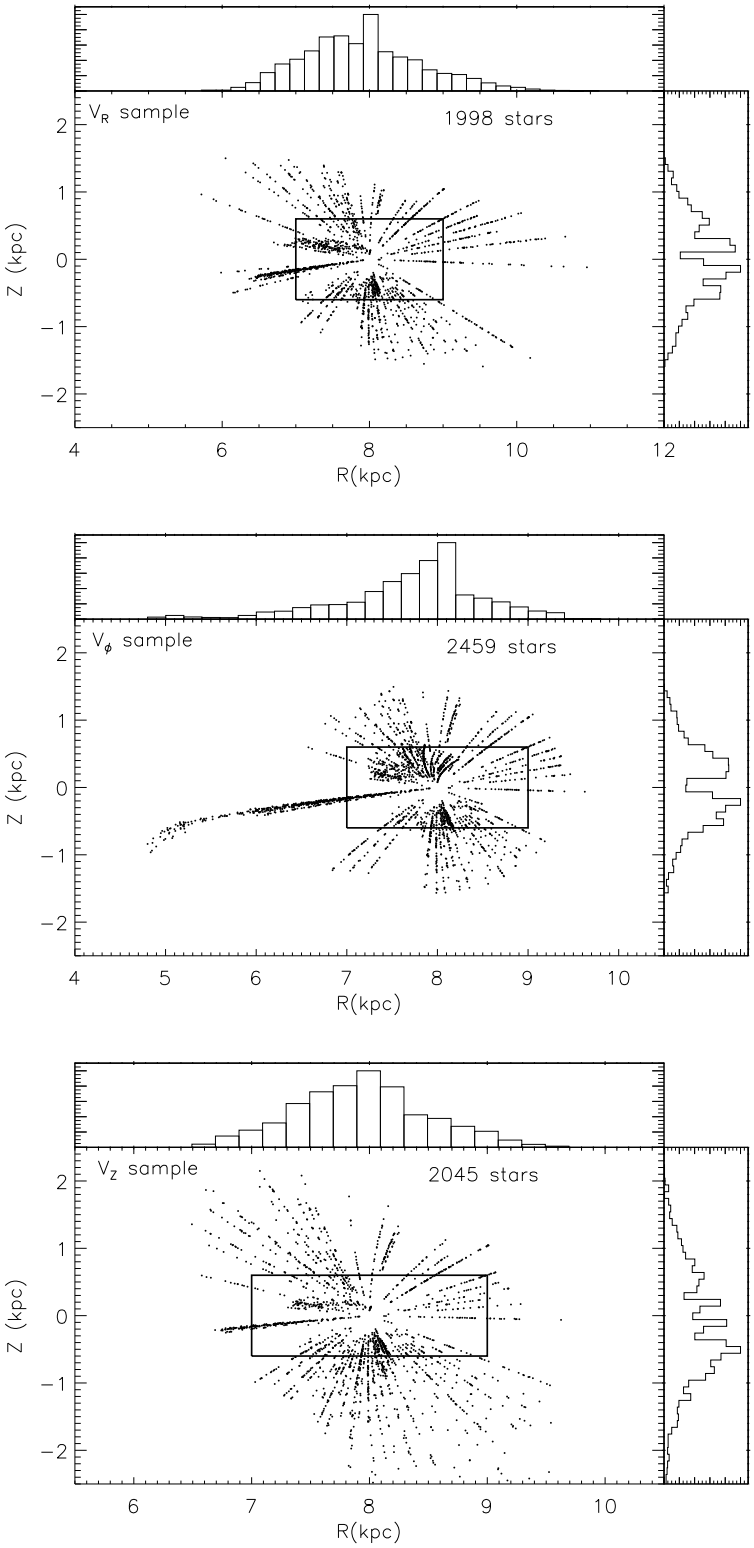

FIGURE 4.9 – Hauteur par rapport au plan galactique Z en fonction du rayon galactocentrique R après le nettoyage effectué sur les erreurs en V_R, V_ϕ et V_Z. Les encadrés dénotent le volume galactique couvert par l'étude de [Minchev *et al.* 2014b].

Composante galactique	V_R (km s^{-1})	σ_R (km s^{-1})	V_ϕ (km s^{-1})	σ_ϕ (km s^{-1})	V_Z (km s^{-1})	σ_Z (km s^{-1})	$\langle$[Fe/H]$\rangle$ (dex)
Disque mince	$+0 \pm 3$	$+40\pm3$	$+200\pm3$	$+29\pm3$	-6 ± 2	$+24\pm2$	-0.15
Disque épais	$+14\pm7$	$+54\pm4$	$+157\pm8$	$+41\pm5$	-7 ± 6	$+39\pm5$	-0.45

TABLE 4.2 – Vitesses galactocentriques moyennes et dipersions des vitesses corrigées des erreurs pour le disque mince et le disque épais. Le rapport [Fe/H] moyen est également indiqué.

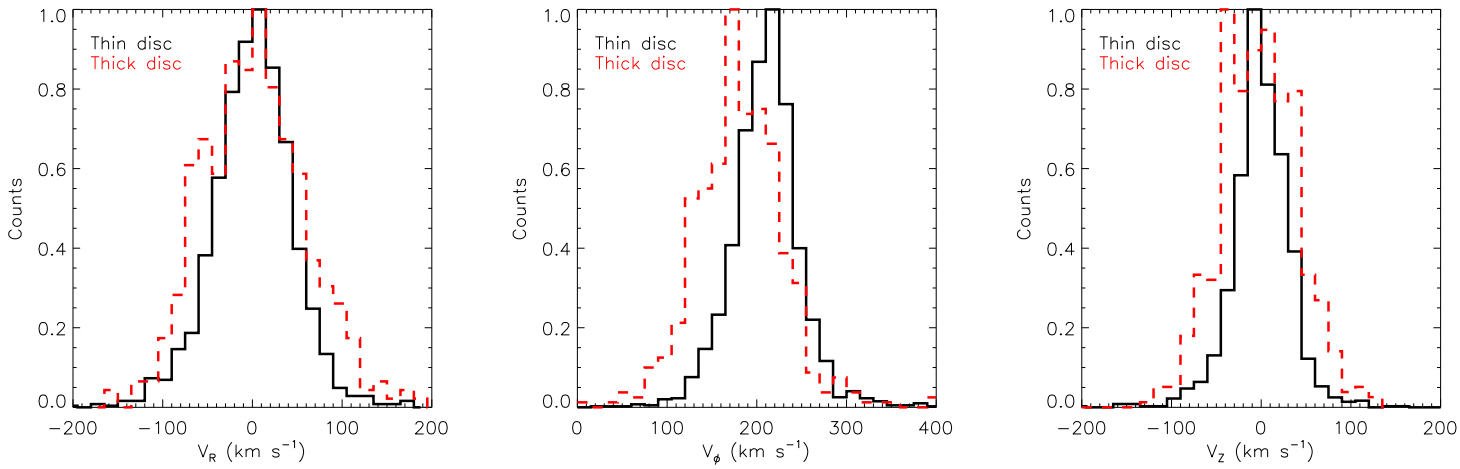

FIGURE 4.10 – Distribution normalisée des vitesses de rotation V_R, V_ϕ et V_Z pour le disque mince (en noir, trait plein) et le disque épais (en rouge, trait discontinu).

Afin de comprendre si le disque mince et le disque épais sont semblables en terme de vitesse de rotation, nous présentons des histogrammes de V_R, V_ϕ et V_Z. Les résultats sont montrés dans la FIGURE 4.10 alors que les valeurs de vitesses moyennes et de dispersions intrinsèques des vitesses (déterminées avec la méthode présentée dans la Sect 4.4.1) sont présentées dans la TABLE 4.2 pour chaque disque.

Nous observons tout d'abord que les distributions des vitesses, quelle que soit la composante, sont sensiblement plus larges pour le disque épais que pour le disque mince (le disque épais est plus dispersé que le disque mince, voir TABLE 4.2). Ce fait observationnel mis en lumière par [Gilmore & Reid 1983] a été quantifié à de nombreuses reprises [Soubiran *et al.* 2003, Adibekyan *et al.* 2013, Sharma *et al.* 2014]. Les étoiles du disque épais étant en moyenne plus âgées que celles du disque mince [Haywood *et al.* 2013], nous pouvons interpréter cela comme une visualisation directe de la relation entre l'âge et la dispersion des vitesses présentée dans l'introduction de ce chapitre. Nous notons que nos résultats sont en accord qualitatif avec ces études pré-citées, et une comparaison quantitative n'aurait pas sa place ici. En effet,

les dispersions des vitesses dans les disques sont sensiblement dépendantes du type d'étoiles considéré. Dans un même volume galactique, un échantillon de naines aura une dispersion des vitesses plus petite que pour un échantillon de géantes. De plus, les dispersions des vitesses dépendent du volume galactique considéré. Par exemple, la dispersion des vitesses sera d'autant plus faible à mesure que l'on se rapproche du plan galactique (voir par exemple Fig.2 de [Binney *et al.* 2014]). Enfin, des auteurs publient parfois les dispersions mesurées des vitesses $\sigma_{\rm meas}$, naturellement plus larges que les dispersions intrinsèques des vitesses.

D'autre part, nous voyons clairement que la distribution de V_ϕ pour le disque épais présente un décalage vers des vitesses azimutales plus faibles que pour le disque mince ($\sim 40\,{\rm km\ s^{-1}}$ de moins pour le disque épais). Les étoiles du disque épais tournent donc en moyenne plus lentement que celles du disque mince. De plus, les étoiles du disque mince, en moyenne plus jeunes ont une dispersion intrinsèque des vitesses plus faible. En effet, les étoiles plus jeunes se sont exposées moins longtemps que celles plus âgées aux perturbations du potentiel gravitationnel galactique (relation AVD).

4.3.3 Gradients des vitesses galactocentriques dans les disques

Grâce à l'étude des distributions des vitesses, nous voyons donc qu'une dichotomie cinématique existe entre le disque mince et le disque épais, comme attendu. Nous souhaitons approfondir cette particularité en intégrant les abondances chimiques de [Fe/H] et [Mg/Fe], ceci dans le but de comprendre comment varient les vitesses de rotation, en particulier la vitesse azimutale, en fonction des propriétés chimiques des disques. Les abondances chimiques du Gaia-ESO Survey étant de très bonne qualité, il s'agit là d'une bonne occasion de contraindre de possibles gradients de vitesse avec la chimie dans les deux disques.

Echantillonnage du plan [Fe/H] – [Mg/Fe]

Afin d'étudier le comportement des vitesses galactocentriques en fonction des rapports [Fe/H] et [Mg/Fe], nous avons suivi une approche identique aux études de [Minchev *et al.* 2014b] et [Recio-Blanco *et al.* 2014] et similaire au concept de *mono-abundance population* développé par [Bovy *et al.* 2012b]. L'idée est de décomposer le plan [Mg/Fe] vs [Fe/H] en sous-échantillons à 2 dimensions, sous forme de grille. L'axe [Fe/H] a tout d'abord été découpé de -0.65 à $+0.15$ dex par intervalle constant de $+0.20$ dex. Puis, pour les étoiles plus pauvres en [Fe/H], nous avons considéré un seul intervalle sur le domaine $-1.25 \leq$ [Fe/H] ≤ -0.65 dex, de même que pour les étoiles riches en [Fe/H] sur le domaine $+0.15 \leq$ [M/H] $\leq +0.65$ dex. Au total, 6 intervalles de [Fe/H] sont considérés. Ces intervalles sont présentés dans la FIGURE 4.11 pour chaque composante de vitesse. Nous voyons clairement que les trois échantillons en R, ϕ et Z sont très similaires dans ce plan là.

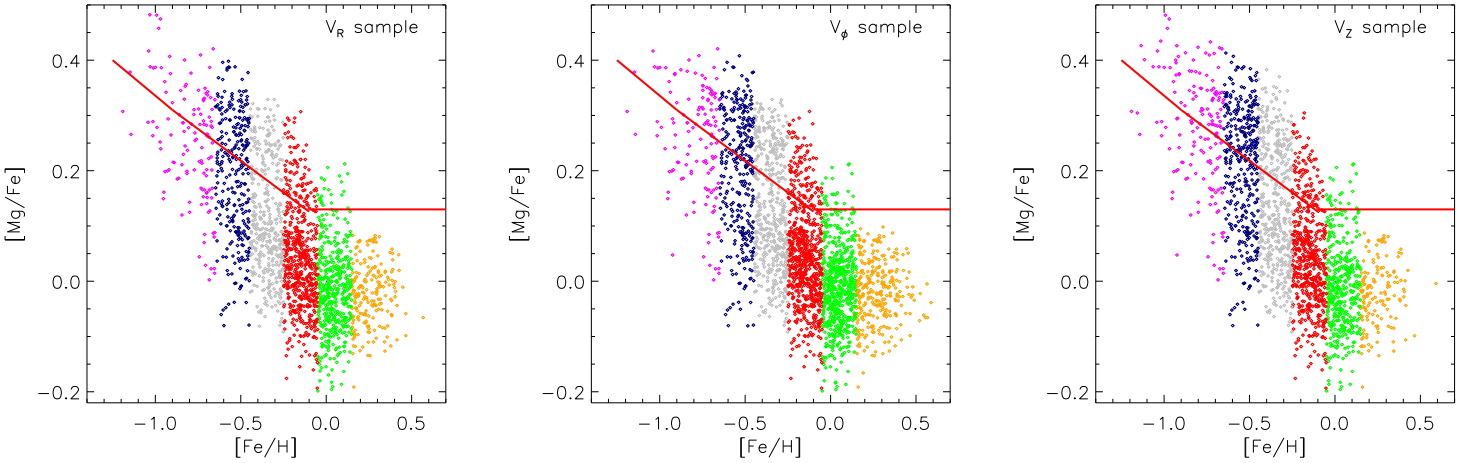

FIGURE 4.11 – [Mg/Fe] en fonction de [Fe/H] pour les échantillons dans les composantes R, ϕ et Z, par tranche de [Fe/H]. La séparation entre le disque mince et le disque épais (définie dans la Sect 4.2) est représentée en rouge.

Pour un intervalle de [Fe/H], nous avons réalisé des sous-échantillons réguliers en [Mg/Fe] de taille +0.1 dex sur le domaine $-0.2 \leq$ [Mg/Fe] $\leq +0.4$, avec un sous-échantillon unique pour les étoiles à [Mg/Fe] $\geq +0.4$ dex. L'échantillonnage du plan [Mg/Fe] – [Fe/H] est présenté dans la FIGURE 4.12. Nous notons que pour des intervalles de [Fe/H], la transition entre le disque mince et le disque épais (définie Sect 4.2) va entraîner la division d'un sous-échantillon de [Mg/Fe] en deux composantes distinctes.

Pour chaque sous-échantillon du plan [Fe/H] – [Mg/Fe], nous avons ainsi calculé les vitesses galactocentriques moyennes respectives des 3 échantillons en R, ϕ et Z : $\langle V_R \rangle$, $\langle V_\phi \rangle$, $\langle V_Z \rangle$. Nous en étudions les comportements avec les rapports [Fe/H] et [Mg/Fe] dans les sections suivantes.

4.3.3.1 Gradients de vitesse en fonction du rapport [Fe/H]

Nous commençons par présenter les mesures de vitesses galactocentriques moyennes $\langle V_R \rangle$, $\langle V_\phi \rangle$, $\langle V_Z \rangle$ en fonction du rapport [Fe/H]. Nous notons que toutes les tendances montrées ici sont stables avec l'échantilonnage en [Fe/H] et [Mg/Fe]. Les résultats sont présentés dans la FIGURE 4.13.

Nous voyons que la vitesse radiale galactocentrique moyenne $\langle V_R \rangle$ est constante avec le [Fe/H] pour les deux disques, comme attendu pour ces deux composantes des vitesses. Lorsque nous ajustons une droite sur les données, nous ne mesurons qu'un faible gradient négatif pour le disque mince $\nabla V_R / \nabla$[Fe/H] $= -6 \pm 3$ km s^{-1} dex^{-1} et

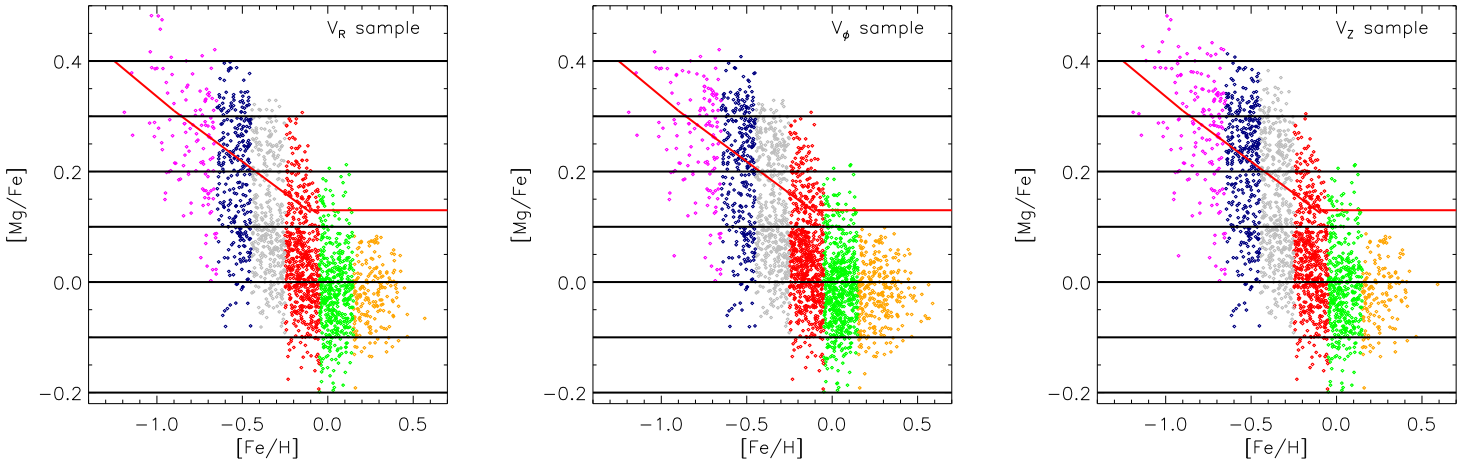

FIGURE 4.12 – Même figure que FIGURE 4.11. Les traits horizontaux définissent l'échantillonnage de l'axe de [Mg/Fe].

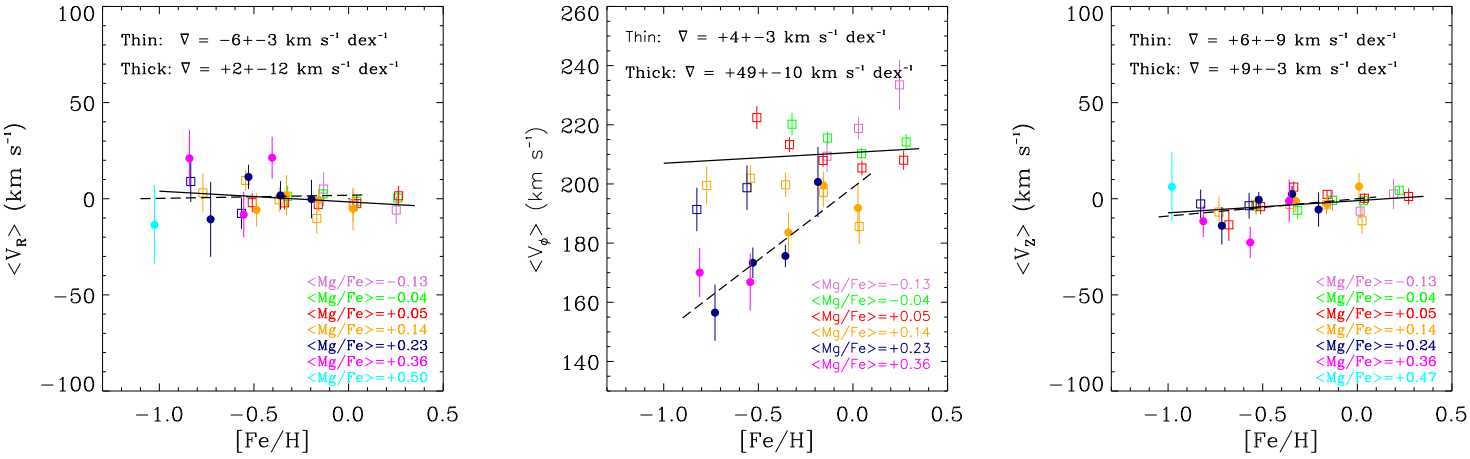

FIGURE 4.13 – Vitesses moyennes radiales, azimutales et verticales ($\langle V_R \rangle$, $\langle V_\phi \rangle$, $\langle V_Z \rangle$) en fonction du rapport [Fe/H]. Le code couleur est en fonction de [Mg/Fe]. Les disques mince et épais sont représentés par des carrés (□) et des cercles pleins (•). Les barres d'erreur correspondent à l'erreur standard de la moyenne. Les gradients pour le disque mince et le disque épais, obtenus par régression linéaire, sont montrés respectivement en trait continu et tireté.

une pente nulle pour le disque épais $\nabla V_R/\nabla[Fe/H] = +2 \pm 12\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$. De façon similaire, nous voyons aussi que la vitesse verticale galactocentrique moyenne $\langle V_Z \rangle$ semble décrire un plateau avec [Fe/H] pour les deux disques. Par un nouvel ajustement linéaire, nous ne détectons pas de gradient pour le disque mince ($\nabla V_R/\nabla[Fe/H] = +6 \pm 9\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$) alors que le disque épais présente une faible corrélation avec [Fe/H] égale à $\nabla V_R/\nabla[Fe/H] = +9 \pm 3\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$.

Concernant la vitesse azimutale moyenne $\langle V_\phi \rangle$, nous observons deux séquences distinctes avec [Fe/H]. Nous voyons que les sous-échantillons du disque mince forment un gradient positif $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = +4 \pm 3\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$ assez faible. Quand à ceux du disque épais, ils forment une nette tendance croissante avec [Fe/H] dont le gradient vaut $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = +49 \pm 10\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$. Dans ces deux cas, le gradient a été calculé en tenant compte de l'erreur statistique de chaque sous-échantillon. Nous discutons ci dessous ces deux gradients dans le contexte de la littérature.

a) Gradient de vitesse azimuthale dans le disque épais

Le gradient du disque épais est en bon accord avec celui de [Kordopatis *et al.* 2011] $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = +45 \pm 12\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$ obtenu pour un échantillon de 700 étoiles VLT/FLAMES. Les auteurs ont obtenu ce gradient avec des étoiles situées au-delà du voisinage solaire vers les coordonnées [$l \sim 277^\circ, b \sim 47^\circ$]), en adoptant une séparation entre les deux disques suivant Z et non chimiquement. Nous sommes en accord également avec [Recio-Blanco *et al.* 2014], qui ont établi un gradient $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = +43 \pm 13\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$ avec un échantillon de $\sim 2\,000$ étoiles de la iDR1 de GES. Nous notons également que [Spagna *et al.* 2010] et [Lee *et al.* 2011b] ont observé cette corrélation pour le disque épais et nos résultats sont compatibles avec ces deux études. Malgré une absence de gradient trouvée par [Bond *et al.* 2010, Ivezić *et al.* 2008] avec des étoiles du SDSS [1], cette corrélation de V_ϕ avec [Fe/H] dans le disque semble être à présent une évidence. Cela voudrait dire que le disque épais ne s'est pas formé par migration radiale comme proposé par différentes études, *e.g.* [Sellwood & Binney 2002, Schönrich & Binney 2009, Minchev & Famaey 2010].

b) Gradient de vitesse azimuthale dans le disque mince

Le gradient du disque mince diffère notablement des études précédentes. En effet, [Lee *et al.* 2011b] ont mesuré $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = -22 \pm 1.6\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$ pour un échantillon d'étoiles SEGUE à basse résolution $R \sim 2\,000$ (séparation chimique entre les deux disques). [Adibekyan *et al.* 2011], pour un échantillon HARPS de ~ 700 étoiles du disque mince, ont aussi déterminé une anti-corrélation $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = -16.8 \pm 3.7\,km\ s^{-1}\ dex^{-1}$. Quand à [Recio-Blanco *et al.* 2014], avec les données iDR1 de GES, ces auteurs ont aussi trouvé une anti-corrélation $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] =$

1. [Loebman *et al.* 2011] ont montré que cette absence de gradient entre V_ϕ et [Fe/H] dans les données du SDSS était sûrement due au fait que leurs étoiles ont été sélectionnées dans le plan méridional ($l \sim 0^\circ$ ou $l \sim 180^\circ$).

$-17 \pm 6\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$.

Ces études sont toutes les trois consistantes avec les modèles de formation du disque mince, *e.g.* [Schönrich & Binney 2009], [Minchev & Famaey 2010] ou encore [Loebman *et al.* 2011], alors comment expliquer le si gros écart avec notre résultat ? Tout d'abord, nous constatons que notre disque mince couvre un large domaine de métallicité, allant de [Fe/H] $= -1$dex à $+0.5$ dex, contrairement à [Lee *et al.* 2011b] et [Recio-Blanco *et al.* 2014] qui couvrent un domaine plus étroit, respectivement de $-0.9 <$ [Fe/H] $< +0.2$ dex et $-0.7 <$ [Fe/H] $< +0.3$ dex. En effet, nous signalons que derrière la tendance de V_ϕ avec [Fe/H] se cache une tendance plus forte entre [Mg/Fe] dépendant directement du domaine de [Fe/H] considéré. En adoptant le domaine $-0.7 <$ [Fe/H] < -0.2 dex similaire à [Lee *et al.* 2011b] et [Recio-Blanco *et al.* 2014] notre gradient est de $\nabla V_\phi/\nabla$[Fe/H] $= -5 \pm 5\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$. Si nous ne prenons pas en compte les étoiles à [Mg/Fe] > 0.15 et $V_\phi < 210\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ ayant un comportement en fonction de [Fe/H] différent des étoiles à [Mg/Fe] > 0.15 et absentes de l'étude de [Recio-Blanco *et al.* 2014], nous obtenons $\nabla V_\phi/\nabla$[Fe/H] $= -8 \pm 4\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$. Ce gradient va dans le sens de la littérature et des modèles favorisant la migration radiale.

Nous pouvons aussi discuter la fiabilité de notre gradient mesuré sur le domaine de [Fe/H] du disque mince. Le sous-échantillon le plus faible en [Fe/H] contient 59 étoiles alors que le plus riche en contient 299, avec respectivement $\sim 80\%$ et $\sim 90\%$ d'étoiles sur la séquence principale. Afin de voir si ces étoiles ne diffèrent pas en [Mg/Fe] de la tendance moyenne des éléments α dans le disque, nous avons vérifié que les abondances recommandées en Si et Ca soient compatibles avec l'abondance en [Mg/Fe] de ces étoiles du disque mince. Ces vérifications indiquent que notre corrélation $\nabla V_\phi/\nabla$[Fe/H] $= +4 \pm 3\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque mince est fiable. Ainsi, suivant notre définition du disque mince, le gradient de V_ϕ avec [Fe/H] est bien réel et celui-ci serait caractérisé par une pente positive avec [Fe/H].

En considérant que les étoiles pauvres en métaux du disque mince soient en moyenne plus âgées [Haywood *et al.* 2013], celles-ci se sont exposées plus longtemps aux perturbations du potentiel galactique. Elles ont donc une dispersion des vitesses plus forte comparée aux étoiles plus jeunes et plus riches en métaux. Ce scénario, ne faisant pas appel à la migration radiale, pourrait expliquer la présence de ce gradient positif de V_ϕ avec [Fe/H] pour le disque mince.

4.3.3.2 Gradients de vitesse avec le rapport [Mg/Fe]

Nous présentons ici les mesures de vitesses galactocentriques moyennes $\langle V_R \rangle$, $\langle V_\phi \rangle$, $\langle V_Z \rangle$ en fonction du rapport [Mg/Fe]. Nous avons utilisé la grille du [Mg/Fe]$-$[Fe/H] présentée dans la Sect 4.4.1 afin de définir des sous-échantillons de [Fe/H] et [Mg/Fe]. Les tendances montrées ici sont stables avec l'échantillonnage en [Fe/H] et

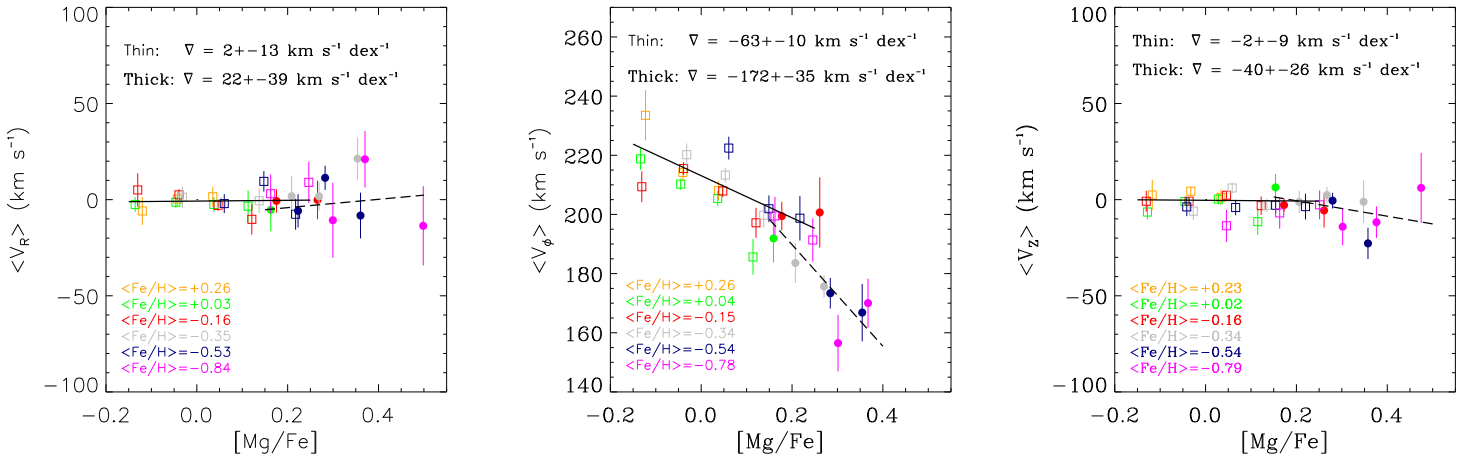

FIGURE 4.14 – Vitesses moyennes radiales, azimutales et verticales ($\langle V_R \rangle$, $\langle V_\phi \rangle$, $\langle V_Z \rangle$) en fonction du rapport [Mg/Fe]. Le code couleur est fonction du rapport [Fe/H] et identique à la FIGURE 4.11. Mêmes symboles, barres d'erreur et ajustement que dans la FIGURE 4.13.

[Mg/Fe]. Les résultats sont présentés dans la FIGURE 4.14.

Nous voyons tout d'abord que la vitesse radiale galactocentrique moyenne $\langle V_R \rangle$ est constante avec le rapport [Mg/Fe] pour les deux disques, ce qui est totalement consistant avec les gradients de $\langle V_R \rangle$ avec [Fe/H] trouvés dans la section précédente. Lorsque nous ajustons une droite sur les données, nous ne mesurons aucun gradient pour le disque mince ($\nabla V_R/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = +2 \pm 13\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$) et pour le disque épais ($\nabla V_R/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = +22 \pm 39\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$). Puis, nous voyons que $\langle V_Z \rangle$ décrit un plateau avec [Mg/Fe] pour le disque mince ($\nabla V_Z/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = +6 \pm 9\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$) alors que le disque épais présente une anti-corrélation avec [Mg/Fe] égale à $\nabla V_Z/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = -40 \pm 26\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$. Cette anti-corrélation assez marquée est expliquée par la présence du dernier sous-échantillon en [Mg/Fe], car celui-ci a peu de poids lors de la régression linéaire (erreur statistique importante). Si la régression est appliquée sans tenir compte des erreurs statistiques sur $\langle V_Z \rangle$, nous obtenons $\nabla V_Z/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = -21 \pm 30\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque épais, consistant avec la relation constante entre V_Z et [Fe/H] obtenue précédemment.

Gradient de vitesse azimutale dans les deux disques en fonction de [Mg/Fe]

La vitesse azimutale galactocentrique moyenne $\langle V_\phi \rangle$ en fonction de [Mg/Fe] présente deux séquences bien distinctes : une anti-corrélation assez marquée pour le disque mince $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = -63 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ et une beaucoup plus forte pour le disque épais $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = -172 \pm 35\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$. Si nous enlevons

la queue pauvre en [Fe/H] et riche en [Mg/Fe] du disque mince, l'anti-corrélation devient $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = -61 \pm 11\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$, ce qui montre que le gradient n'est pas sensible à cette population. Un calcul du coefficient de Spearman's rank pour chaque gradient nous donne -0.73 pour le disque mince et -0.84 pour le disque épais. Ce coefficient nous confirme ainsi l'aspect monotone de ces relations.

Le gradient de V_ϕ avec [Mg/Fe] pour le disque épais est en bon accord avec celui trouvé par [Recio-Blanco *et al.* 2014] $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = -181 \pm 38\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ avec les données de la iDR1 de GES. Le disque mince et le disque épais montrent donc deux comportements distincts de leur vitesse azimuthale en fonction du [Mg/Fe], avec une cassure à [Mg/Fe] 0.2 dex.

A notre connaissance, il s'agit de la première fois qu'une telle relation est dérivée simultanément pour les deux disques. Nous savons que la dispersion des vitesses augmente avec l'âge dans les disques galactiques, les étoiles plus vieilles montrant ainsi une plus faible vitesse de rotation (voir par exemple la figure 16 de l'étude de [Haywood *et al.* 2013]. L'origine des relations obtenues dans le disque mince et le disque épais provient donc de la relation entre l'âge et la dispersion des vitesses, avec [Mg/Fe] jouant parfaitement le rôle de l'âge. La cassure observée à [Mg/Fe] ~ 0.2 dex peut être interprétée comme la cassure présente dans la relation entre l'âge et le [Mg/Fe] (voir par exemple [Haywood *et al.* 2013, Bergemann *et al.* 2014]).

4.4 Dispersions des vitesses et mécanismes de chauffage du disque

Le but de cette section est de contraindre les scénarios de formation du disque épais. Comme présenté au début de ce chapitre, les dispersions des vitesses des étoiles du disque galactique sont étroitement corrélées avec l'âge de celles-ci [Wielen 1974, Sharma *et al.* 2014]. Notre hypothèse de travail étant que l'âge peut être décrit par le rapport [Mg/Fe] [Haywood *et al.* 2013], nous nous proposons de contraindre l'évolution des dispersions des vitesses dans les disques galactiques en fonction du [Mg/Fe] (voir Sect 4.4.2). Nous étudions également le comportement spatial des dispersions des vitesses en fonction de R et Z dans la Sect 4.4.3. Enfin, nous discutons de nos résultats dans le contexte des différents modèles de formation du disque épais (Sect 4.5).

4.4.1 Détermination des dispersions des vitesses dans le disque

Nous présentons ici en détail notre procédure de mesure des dispersions des vitesses dans le disque galactique en fonction du rapport [Mg/Fe], utilisé comme proxy de l'âge. Il s'agit d'une étape importante, durant laquelle il faut fournir une mesure précise de la dispersion afin de pouvoir l'interpréter en terme de scénarios de formation.

La dispersion mesurée des vitesses est par définition l'écart typique de vitesse σ_{meas} autour de la vitesse moyenne μ d'une groupe de N objets. Dans notre cas, il s'agit d'étoiles du champ dans le disque galactique. Si nous connaissons parfaitement les vitesses observées v_i et que celles-ci n'ont pas d'erreur de mesure ($ev_i = 0$), sous l'hypothèse d'une distribution normale, la moyenne μ et la dispersion mesurées, sont simplement :

$$\mu = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} v_i \qquad \text{et} \qquad \sigma_{meas} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(v_i - \mu)^2}. \tag{4.1}$$

Sous l'hypothèse que les erreurs sont toutes constantes ($ev_i = e$), la dispersion intrinsèque des vitesses est donnée par la soustraction quadratique entre la dispersion mesurée des vitesses et la moyenne des erreurs $\sigma_i^2 = \sigma_{meas}^2 - e^2$. Grâce à cette équation, nous comprenons donc que la dispersion intrinsèque des vitesses est plus petite que la dispersion mesurée des vitesses. Si les erreurs sur les vitesses ne sont pas constantes parmi les N objets, il convient d'adopter une méthode plus sophistiquée.

Dans le cadre de cette étude, nous avons mesuré la vitesse moyenne galactocentrique μ et la dispersion intrinsèque des vitesses σ_i en tenant compte des erreurs individuelles de chaque étoile. L'approche utilisée est celle du maximum de vraisemblance.

Dans l'approximation gaussienne, la vitesse v suit une loi normale centrée en μ et de variance σ_i^2 dont la densité de probabilité a pour expression :

$$v \sim \mathcal{N}(\mu, \sigma_i^2) \iff f(v|\mu, \sigma_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp\left[-\frac{(v-\mu)^2}{2\sigma_i^2}\right]. \tag{4.2}$$

Si à cela nous ajoutons la contribution de l'erreur individuelle ev sur la vitesse, la distribution normale résultante est vue comme la convolution entre la distribution de vitesse intrinsèque et la distribution des erreurs individuelles, supposée aussi normale. Nous obtenons :

$$f(v|\mu, \sigma_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + ev^2)}} \exp\left[-\frac{(v-\mu)^2}{2(\sigma_i^2 + ev^2)}\right]. \tag{4.3}$$

Dans notre cas d'un échantillon de N étoiles, la fonction de vraisemblance, notée $L(v_i|\mu, \sigma_i)$ est une fonction de probabilité conditionnelle dont l'expression est la suivante :

$$L(v_i|\mu,\sigma_i) = \prod_{i=1}^{N} f(v_i|\mu,\sigma_i) \tag{4.4}$$

$$= \prod_{i=1}^{N} \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_i^2 + ev_i^2)}} \exp\left[-\frac{(v_i-\mu)^2}{2(\sigma_i^2+ev_i^2)}\right] \tag{4.5}$$

où v_i est la vitesse galactocentrique mesurée pour une étoile dans une composante de vitesse donnée (R, ϕ ou Z) et ev_i l'erreur sur cette mesure. Afin de déterminer la vitesse moyenne μ et la dispersion intrinsèque σ_i, il convient de trouver le maximum de la fonction de vraisemblance L. De façon équivalente, nous pouvons minimiser le logarithme de la vraisemblance $\Lambda \equiv -2\ln L$. Une façon de trouver ce minimum est de chercher quand la dérivée au premier ordre de Λ s'annule en résolvant simultanément les équations $\frac{\partial \mathbf{\Lambda}}{\partial \mu} = 0$ et $\frac{\partial \mathbf{\Lambda}}{\partial \sigma_\mathbf{i}} = 0$, c'est à dire :

$$\frac{\partial \mathbf{\Lambda}}{\partial \mu} = \sum_{i=1}^{N} \frac{v_i}{(\sigma_i^2+ev_i^2)} - \mu \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{(\sigma_i^2+ev_i^2)} = 0 \tag{4.6}$$

et

$$\frac{\partial \mathbf{\Lambda}}{\partial \sigma_\mathbf{i}} = 2\sigma_i \sum_{i=1}^{N} \frac{(\sigma_i^2+ev_i^2)^2 - (v_i-\mu)^2}{(\sigma_i^2+ev_i^2)^2}. = 0. \tag{4.7}$$

Cela nous donne respectivement :

$$\mu = \frac{\sum_{i=1}^{n} \frac{v_i}{\sigma_i^2+ev_i^2}}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2+ev_i^2}} \tag{4.8}$$

et

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{(\sigma_i^2+ev_i^2)^2 - (v_i-\mu)^2}{(\sigma_i^2+ev_i^2)^2} = 0. \tag{4.9}$$

μ correspond à la moyenne pondérée par l'inverse de la variance. Ce formalisme est couramment utilisé dans la littérature, dans le domaine des amas stellaires [Pryor & Meylan 1993] ou dans le domaine de l'archéologie galactique comme par exemple les études de [Godwin & Lynden-Bell 1987] et [Binney *et al.* 2014].

Grâce à cette méthode robuste, nous sommes en mesure de déterminer les dispersions intrinsèques des vitesses pour les étoiles de chaque échantillon présenté dans la Table 4.1 pour chaque sous-échantillon du plan [Fe/H] − [Mg/Fe] présenté dans la Figure 4.12 (comme résumé dans la Figure 4.2).

Pour réaliser des mesures de vitesses de dispersions physiquement pertinentes, les erreurs de vitesse individuelles doivent être prises en compte lors du calcul de σ par maximum de vraisemblance. Pour un sous-échantillon d'étoiles donné, nous avons rejeté les étoiles pouvant avoir des valeurs aberrantes, trop éloignées de la

vitesse moyenne, lors du calcul par maximum de vraisemblance.

Nous avons estimé l'erreur σ_e associée à $\sigma_{R,\phi,Z}$ comme la déviation standard de 1 000 réalisations de bootstrap. En effet, pour un sous-échantillon donné B contenant N étoiles, nous avons créé un nouveau sous-échantillon composé de $1\,000 \times B$ étoiles. Puis, nous avons sélectionné de façon aléatoire 1 000 fois N étoiles afin de mesurer 1 000 valeurs de dispersion intrinsèque des vitesses. Tous les calculs ont été effectués avec IDL.

Les étapes de la procédure permettant de calculer les dispersions des vitesses sont montrées dans la FIGURE 4.15. Un exemple typique de sous-échantillon composé de 232 étoiles est présenté dans le plan [Mg/Fe]vs[Fe/H] avec $\langle$[Fe/H]$\rangle = +0.01$ dex et $\langle$[Mg/Fe]$\rangle = -0.05$ dex. La dispersion des vitesses mesurée vaut $\sigma_{\rm meas} = 49\,{\rm km\ s^{-1}}$. Par l'approche du maximum de vraisemblance, nous obtenons $\sigma_R = 35\,{\rm km\ s^{-1}}$ avec une erreur $\sigma_e = 2\,{\rm km\ s^{-1}}$, issue de 1 000 réalisations de bootstrap.

Stabilité des mesures de $\sigma_{R,\phi,Z}$ en cas de faible statistique

Comme le nombre d'étoiles dans certains sous-échantillons peut être faible (en particlulier sur les bords du plan [Mg/Fe] − [Fe/H]), nous avons testé l'influence d'une statistique faible sur la mesure de la dispersion des vitesses. Pour ce faire, nous avons sélectionné un sous-échantillon de 100 étoiles dans la composante azimuthale ($\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.54$ dex, $\langle$[Mg/Fe]$\rangle = +0.17$ dex et $\sigma_\phi = 28 \pm 2\,{\rm km\ s^{-1}}$) Nous avons sélectionné aléatoirement 1 000 fois un certain pourcentage de ce sous-échantillon, entre 5 est 100% par pas de 5%. Nous avons donc calculé 1 000 valeurs de σ_ϕ, et ainsi pu en déduire une moyenne et une déviation standard. La moyenne de σ_ϕ est montrée dans la FIGURE 4.16 en fonction du pourcentage d'étoiles sélectionnées. Nous voyons que $\langle\sigma_\phi\rangle$ converge vers un plateau à partir de 10% autour de la valeur de référence $\sigma_\phi = 28 \pm 2\,{\rm km\ s^{-1}}$ et augmente sensiblement de $30\,{\rm km\ s^{-1}}$ pour le plus petit pourcentage. Nous notons que nous avons testé d'autres sous-échantillons à différentes valeurs de [Fe/H] et [Mg/Fe] et ce comportement est retrouvé. Dans notre étude, nous adopterons donc des sous-échantillons dans le plan [Fe/H] − [Mg/Fe] composés au minimum de 15 étoiles, afin de déterminer des dispersions des vitesses robustes et fiables pour leur interprétation en terme de propriétés cinématiques du disque galactique.

Dans cette section, nous avons donc dérivé les dispersions des vitesses pour chaque sous-échantillon du plan [Fe/H] − [Mg/Fe]. Ces mesures sont robustes et tiennent comptent des erreurs indiviudelles sur les vitesses galactocentriques. Les résultats des mesures de dispersion des vitesses en fonction du rapport [Mg/Fe] sont présentées dans le Sect 4.4.2.

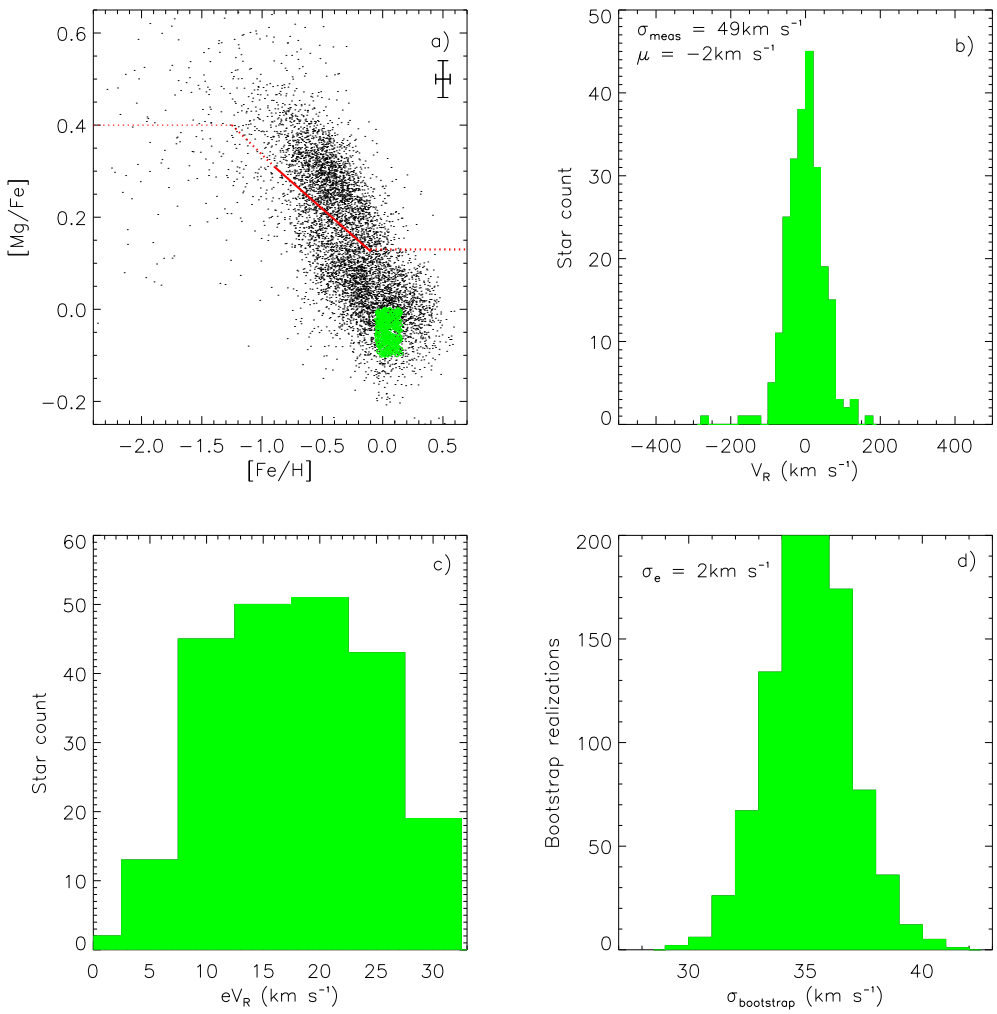

FIGURE 4.15 – a) [Mg/Fe] en fonction de [Fe/H] pour l'échantillon principal. Un exemple de sous-échantillon $\langle$[Fe/H]$\rangle$ = +0.01 dex et $\langle$[Mg/Fe]$\rangle$ = −0.05 dex est montré en vert (232 étoiles). b) Distribution de V_R pour ces 232 étoiles avec $\sigma_{\rm meas}$ = 49 km s^{-1}. c) Distribution des erreurs sur V_R. d) Distribution des 1 000 réalisations de bootstrap, avec $\sigma_e = 2$ km s^{-1}. Par maximum de vraisemblance, nous obtenons $\sigma_R = 35$ km s^{-1}.

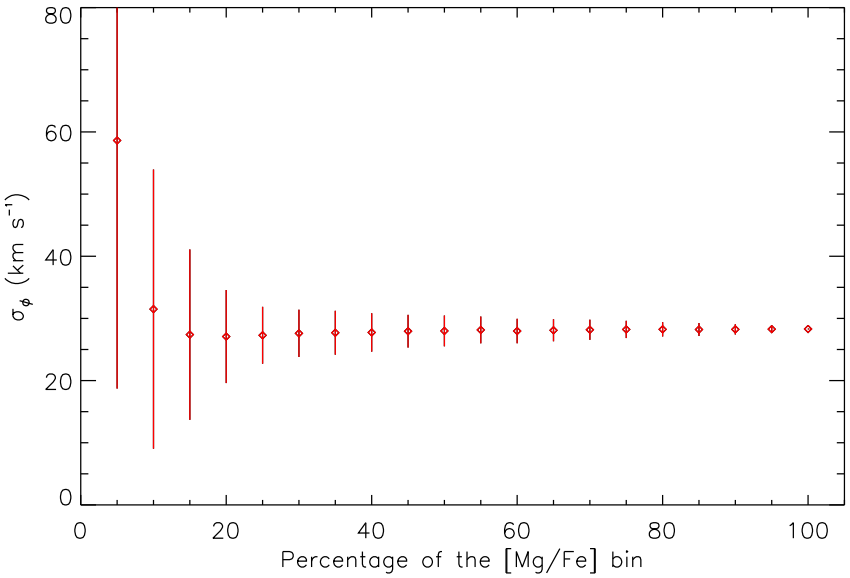

FIGURE 4.16 – Dispersion des vitesses azimutales moyennes en fonction du pourcentage d'étoiles sélectionnées dans un bin de 100 étoiles avec $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.54$ dex, $\langle$[Mg/Fe]$\rangle = +0.17$ dex et $\sigma_\phi = 28 \pm 2$ km s^{-1}. Les barres d'erreur correspondent à la déviation standard de 1 000 réalisations de bootstrap.

4.4.2 Dispersions des vitesses en fonction du rapport [Mg/Fe]

Nous présentons tout d'abord le comportement des dispersions des vitesses en fonction du rapport [Mg/Fe] pour le disque global (sans utiliser de dichotomie chimique), puis pour les disques minces et épais. Nous comparons ensuite nos résultats avec ceux de [Minchev *et al.* 2014b] obtenus avec le relevé RAVE

4.4.2.1 $\sigma_{R,\phi,Z}$ en fonction du rapport [Mg/Fe] dans le disque galactique

Nous présentons d'abord les tendances des dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction du rapport [Mg/Fe] dans la FIGURE 4.17 pour le disque global, sans considérer la dichotomie chimique entre les deux disques. Puis nous discutons de la validité des tendances observées par une série de tests de stabilité.

Tout d'abord, nous constatons dans la FIGURE 4.17 que σ_R suit deux régimes distincts avec [Mg/Fe]. σ_R est croissant avec [Mg/Fe] pour toutes les courbes de [Fe/H]. La tendance globale (en noir) augmente de de 21 ± 3 à 59 ± 2 km s^{-1} entre [Mg/Fe] $= -0.13$ à $+0.28$ dex. Pour le dernier sous-échantillon en [Mg/Fe], la dispersion des vitesses radiales montre une décroissance. Une chute de 9 km s^{-1} est mesurée pour la tendance globale, dans les barres d'erreur. Pour le sous-échantillon à $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.15$ dex (en rouge), σ_R décroît distinctement de 13 km s^{-1}. Alors que la courbe avec $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.53$ dex (en bleu) la décroissance est moins évidente, σ_R

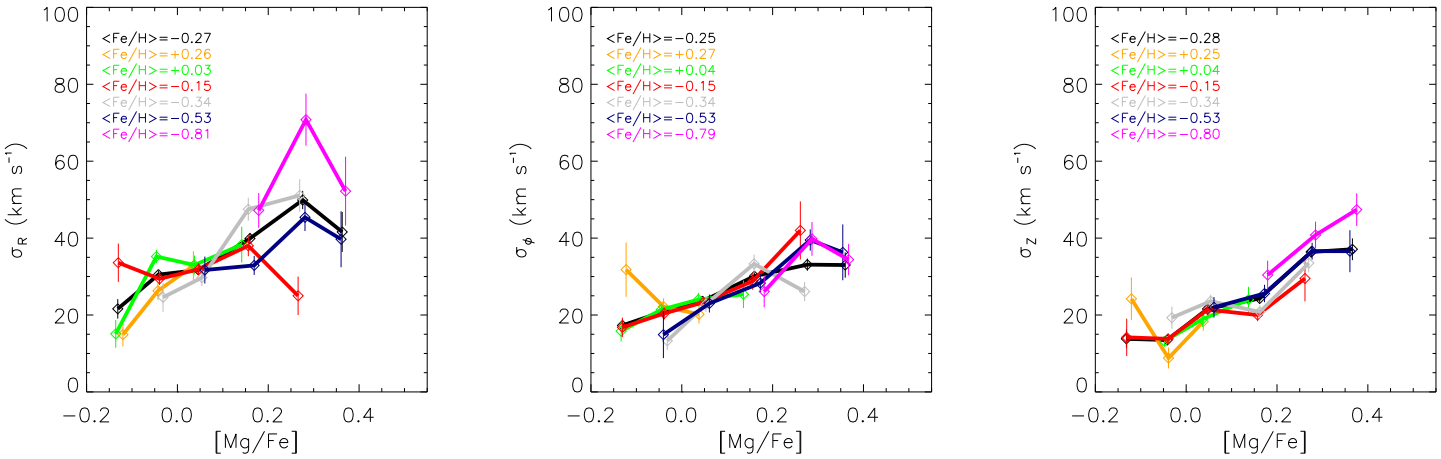

FIGURE 4.17 – Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales en fonction du [Mg/Fe]. Le code couleur et la légende sont les mêmes que dans la FIGURE 4.14. Les erreurs correspondent à la déviation standard de 1 000 réalisations de bootstrap.

décroît fortement de 23 km s^{-1} pour la courbe la plus pauvre en [Fe/H] (magenta). Nous notons que tous les sous-échantillons sont composés de plus de 19 étoiles.

Puis, la dispersion des vitesses azimutales semble décrire avec [Mg/Fe] un seul régime. En effet, une augmentation de σ_ϕ avec [Mg/Fe] est mesurée pour la tendance globale (en noir) de 17 ± 2 km s^{-1} à 33 ± 3 km s^{-1} sur tout le domaine de [Mg/Fe]. Les courbes individuelles suivent cette tendance globale jusqu'à [Mg/Fe] $< +0.2$ dex. La décroissance observée à haut [Mg/Fe] pour σ_R est moins évidente ici. En effet, une chute 9 km s^{-1} est détectée pour le dernier sous-échantillon en [Mg/Fe] (104 étoiles) de la courbe $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.34$ dex (en gris), dans $2-\sigma$ d'erreur. Aussi, une décroissance de σ_ϕ est suggérée pour les deux courbes les plus pauvres en [Fe/H], mais peut être aussi bien interprétée comme un plateau.

Enfin, concernant σ_Z, une croissance robuste est détectée avec le [Mg/Fe]. La tendance globale augmente de 13 ± 2 km s^{-1} à 37 ± 3km s^{-1}. Les différentes courbes en [Fe/H] suivent la même tendance, sans montrer de décroissance avec [Mg/Fe].

Nous concluons donc que les dispersions des vitesses sont croissantes avec [Mg/Fe] dans les trois composantes des vitesses. Les dispersions des vitesses dans la composante radiale montrent également un phénomène de décroissance pour les valeurs de [Mg/Fe] les plus riches du disque.

Nous présentons à présent plusieurs paramètres liées aux résultats de la FIGURE 4.17 dans la FIGURE 4.18. Les dispersions mesurées des vitesses $\sigma_{\rm meas}$ (déviation stantard classique) pour chaque composante R, ϕ, Z de la vitesse sont présen-

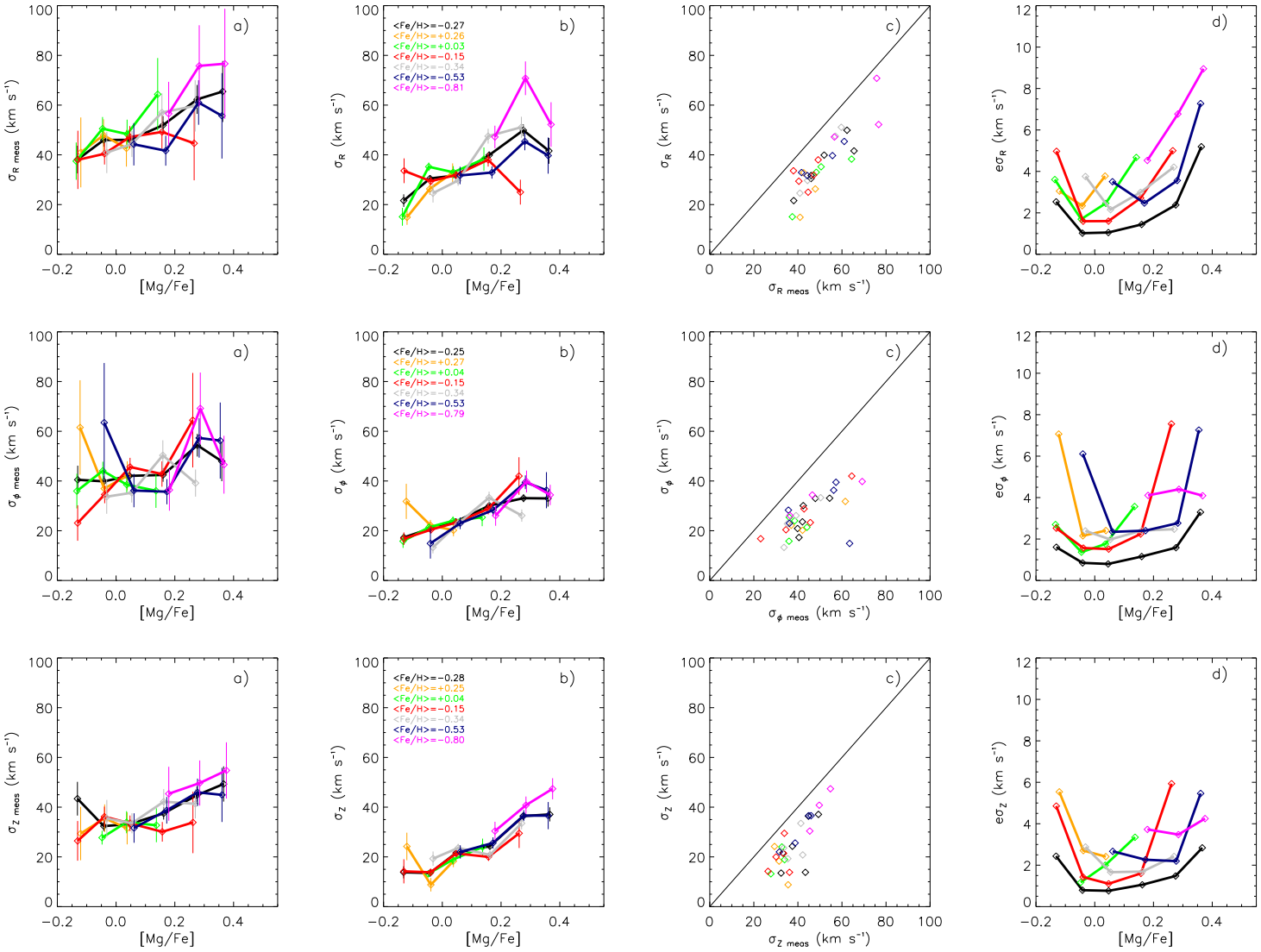

FIGURE 4.18 – Pour chaque composante de vitesse R, ϕ, Z : a) Dispersion mesurée des vitesses σ_{meas} en fonction de [Mg/Fe]. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur standard de la déviation standard. b) Dispersion intrinsèque des vitesses en fonction de [Mg/Fe] (identique à FIGURE 4.17). c) Dispersion mesurée des vitesses en fonction de la dispersion intrinsèque des vitesses. d) Erreur sur la dispersion intrinsèque des vitesses en fonction de [Mg/Fe]. Le code couleur est fonction du rapport [Fe/H].

tées en fonctions du [Mg/Fe] dans la colonne a). Nous constatons que ces tendances présentent des barres d'erreurs importantes, dues au fait que nous ne prenons pas en compte les erreurs de mesure des vitesses. A titre de comparaison, nous présentons les dispersions intrinsèques des vitesses en fonction de [Mg/Fe] et $\sigma_{\rm meas}$ dans les colonnes b) et c). Nous retrouvons bien le fait que la dispersion intrinsèque des vitesses est systématiquement inférieure à celle mesurée. Enfin, nous montrons le comportement des erreurs sur la dispersion intrinsèque des vitesses en fonction du [Mg/Fe]. Celles ci sont faibles comparées aux erreurs de la dispersion des vitesses mesurées. La forme en "U" des courbes d'erreurs est due au fait que pour une courbe de [Fe/H] donnée, la statistique est plus faible aux extrémités. Nous voyons donc que les dispersions intrinsèques des vitesses, dérivées par maximum de vraisemblance présentent des erreurs modestes.

Stabilité des tendances avec l'échantillonnage du plan [Fe/H] − [Mg/Fe]

Nous rappelons que l'échantillonnage en [Fe/H] et [Mg/Fe] de la FIGURE 4.17 est celui présenté dans la FIGURE 4.12. Une façon de tester la robustesse des tendances de la dispersion intrinsèque des vitesses en fonction de [Mg/Fe] est de déplacer légèrement la grille de ± 0.05 dex en [Fe/H] (entraînant donc un déplacement en [Mg/Fe]). Pour σ_R, la croissance en fonction [Mg/Fe] est retrouvée pour les sous-échantillons à faible [Mg/Fe], et la décroissance est mesurée pour ceux riches en [Mg/Fe]. Pour la composante azimutale, la dispersion des vitesses augmente avec [Mg/Fe] et décrit un plateau à haut [Mg/Fe], comme précédemment. Enfin, σ_Z croît régulièrement sur tout le domaine de [Mg/Fe]. Nous retrouvons donc les mêmes tendances que dans la FIGURE 4.12, ce qui valide la stabilité de la méthode face à l'échantillonnage du plan [Mg/Fe] − [Fe/H].

Fiabilité des paramètres atmosphériques et du [Mg/Fe] dans les sous-échantillons montrant des dispersions des vitesses décroissantes :

Pour les sous-échantillons de [Mg/Fe] présentant une décroissance, nous avons vérifié la fiabilité des paramètres atmosphériques et des abondances chimiques de [Mg/Fe]. D'un coté, les erreurs médianes en $T_{\rm eff}$ sont en moyenne de 20 à 30% supérieures aux autres sous-échantillons (à plus faible [Mg/Fe]), mais systématiquement inférieures à 55 K. D'un autre coté, les erreurs médianes en $\log(g)$, [M/H] et R sont constantes sur tout le domaine de [Mg/Fe]. Les erreurs en distances augmentent avec [Mg/Fe] et atteignent 20% pour les sous-échantillons les plus riches en [Mg/Fe]. Les lignes de visée des sous-échantillons présentant une décroissance de σ ne sont pas préférentiellement dans une direction particulière. L'erreur médiane sur [Mg/Fe] est de 0.04 dex et atteint 0.07 dex pour les sous-échantillons les plus riches. L'erreur standard sur la moyenne de [Mg/Fe] est d'autre part faible, typiquement 0.006 dex, et 0.03 dex pour les courbes les plus pauvres en [Fe/H]. Nous pouvons conclure que les tendances des dispersions des vitesses ne sont pas sensibles aux erreurs sur le [Mg/Fe]. De plus, les dispersions des vitesses pour les sous-échantillons peu peuplés

ne présentent pas de biais pouvant créer une sous-estimation artificielle car le nombre minimal d'étoiles a été fixé à 15.

En terme d'évolution galactique, les étoiles avec $\langle$[Fe/H]$\rangle < -0.15$ et [Mg/Fe] $> +0.2$ dex peuvent être interprétées comme étant les plus âgées. Or, ces étoiles tendent à avoir des dispersions des vitesses de l'ordre de celles du disque mince (du moins pour la composante radiale), indiquant que ces étoiles du disque épais pourraient être nées dans un environnement froid en terme de dispersion des vitesses (par exemple isolé d'événements d'accrétions) ou auraient subi un refroidissement. L'origine de ces étoiles est discutée en détail dans la Sect 4.5.

4.4.2.2 $\sigma_{R,\phi,Z}$ en fonction du rapport [Mg/Fe] dans le disque mince et le disque épais

Nous présentons d'abord les tendances σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction du [Mg/Fe] dans la FIGURE 4.19 en considérerant la dichotomie chimique entre le disque mince et le disque épais afin de mettre en lumière une possible dichotomie dans les dispersions des vitesses. Puis nous discutons si une possible contamination par des étoiles du halo est présente dans nos données.

Tout d'abord, nous constatons que les tendances de la dispersion des vitesses en fonction du [Mg/Fe] sont très similaires à celles de la FIGURE 4.17, quelle que soit la composante de vitesse. En effet, pour chaque intervalle de [Fe/H], la transition entre le disque mince et le disque épais a simplement entraîné la division d'un sous-échantillon de [Mg/Fe] en deux composantes distinctes. Nous voyons de plus, que le disque mince montre des tendances bien différentes de celles du disque épais, du moins pour σ_R. La séquence du disque mince suit une tendance croissante avec [Mg/Fe] alors que les valeurs les plus hautes de σ_R et la décroissance ne sont visibles que pour les sous-échantillons du disque épais. Pour σ_ϕ et σ_Z, le disque épais peut alors simplement être interprété comme une extension du disque mince. En effet, les dispersions des vitesses augmentent régulièrement du disque mince vers le disque épais sans nette cassure visible.

Comme notre dichotomie entre le disque mince et le disque épais est basée sur un marquage chimique, et que des étoiles à $-1.2 <$ [Fe/H] < -1.0 dex et [Mg/Fe] $> +0.25$ sont présentes, il convient de discuter d'une possible contamination par des étoiles du halo galactique. Nous rappelons que le halo serait composé d'une population interne avec des métallicités moyennes de -1.6 dex, et une population externe plus pauvre $\langle$[M/H]$\rangle \sim -2.2$ dex, toutes deux préférentiellement situées à haut Z [Carollo *et al.* 2010]. Ces deux composantes sont caractérisées par des dispersions des vitesses élevées : $[\sigma_R = 150, \sigma_\phi = 95, \sigma_R = 85]$ km s^{-1} pour le halo interne et $[\sigma_R = 159, \sigma_\phi = 165, \sigma_R = 116]$ km s^{-1} pour la partie externe [Carollo *et al.* 2010]. Afin de quantifier si une contamination est présente dans nos données, nous dérivons le comportement de σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction de [Mg/Fe]

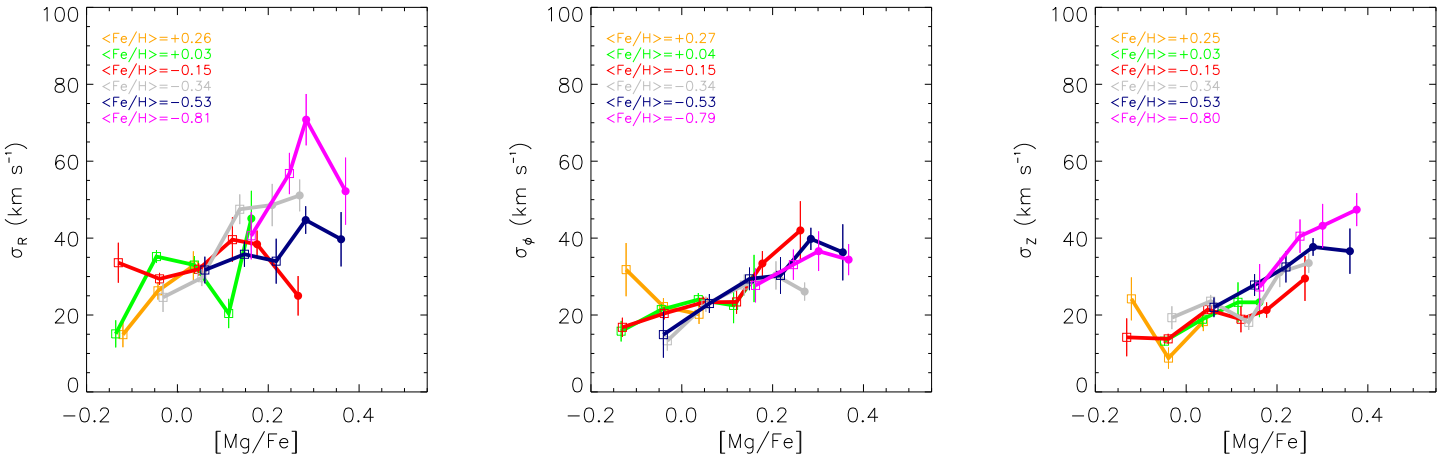

FIGURE 4.19 – Même figure que FIGURE 4.17, mais en tenant compte de la séparation chimique entre le disque mince et le disque épais, définie dans la Sect 4.2. Mêmes symboles que dans la FIGURE 4.13. Le code couleur est fonction du rapport [Fe/H].

pour différents échantillons coupés en hauteur par rapport au plan galactique : $|Z| \leq 0.5$ kpc, $|Z| \leq 1.0$ kpc et $|Z| \leq 1.5$ kpc. Pour $|Z| \leq 0.5$ kpc (80% de l'échantillon), la dispersion des vitesses augmente avec [Mg/Fe] quelle que soit la composante de vitesse, mais aucune décroissance à haut [Mg/Fe] n'est observée car la statistique à [Mg/Fe] $\geq +0.3$ dex n'est pas suffisante pour nous permettre de mesurer une dispersion des vitesses. Pour $|Z| \leq 1.$ kpc (94% de l'échantillon), la plupart des tendances de la FIGURE 4.19 sont retrouvées quelle que soit la composante de vitesse, en particulier les décroissances de σ_R à haut [Mg/Fe] pour un intervalle de [Fe/H] donné. Enfin, pour $|Z| \leq 1.5$ kpc (plus de 99% de l'échantillon), nous retrouvons toutes les tendances présentées dans la FIGURE 4.19. Ainsi, s'il y a une contamination par des étoiles du halo (interne), les motifs de décroissances de σ observés à haut [Mg/Fe] n'y semblent pas sensibles. De plus, pour biaiser ces dispersions des vitesses, la contamination devrait être in-homogène en [Mg/Fe] car plus d'étoiles du halo devraient contaminer les sous-échantillons à faible [Mg/Fe] par rapport à ceux à haut [Mg/Fe] présentant une plus basse dispersion des vitesses. Finalement, la fonction de sélection n'est pas optimisée pour observer en grand nombre des étoiles très pauvres en métaux. Nous pouvons donc conclure que la contamination par des étoiles pauvres en métaux du halo galactique n'est pas significative dans notre étude.

Dans cette section, nous avons donc dérivé des tendances robustes entre les dispersions des vitesses et le rapport [Mg/Fe] dans le disque mince et le disque épais, couvrant un large domaine de R et Z, incluant le voisinage solaire. Nous discutons de ces tendances dans le contexte des modèles de formation du disque épais dans le Sect 4.5

4.4.2.3 Comparaison des résultats GES avec Minchev *et al.* 2014b

Nous comparons ici nos tendances de la variation des dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction de [Mg/Fe] dans le disque galactique (Sect. 4.4.2.1) avec les résultats présents dans une étude récente [Minchev *et al.* 2014b].

Présentation de l'étude de Minchev *et al.* 2014b

Ces auteurs ont étudié le comportement des dispersions des vitesses dans le disque galactique à l'aide des relevés RAVE et SEGUE. Contrairement à notre approche, ils n'ont pas pu établir de dichotomie entre le disque mince et le disque épais (leurs erreurs dans la mesure des abondances étant trop élevées, voir ci-dessous), considérant le disque comme une seule et même composante. L'échantillon RAVE, $R \sim 7\,000$, est composé de 4 755 étoiles géantes (limite inférieure de $\log(g) > 0.5\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$), avec SNR$>$ 65 et un domaine de métallicité $-1.5 <$ [M/H] $< +0.5$ dex. Les erreurs typiques sur les paramètres atmosphériques sont de 100 K en T_{eff}, $0.3\,\mathrm{cm\ s^{-2}}$ en $\log(g)$ et 0.1 dex en [M/H] [Kordopatis *et al.* 2013]. Les abondances chimiques [Fe/H] et [Mg/Fe] ont été dérivées avec la procédure décrite dans le Chapitre 2, Sect. 2.2, et l'erreur typique sur [Fe/H] est de 0.1 dex et 0.15 dex sur [Mg/Fe] [Boeche *et al.* 2011]. Les distances sont issues de [Boeche *et al.* 2013], dérivées par une approche bayésienne, développée par [Burnett & Binney 2010]. Les erreurs moyennes sur les vitesses galactocentriques sont de $10 - 15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$. Le volume galactique couvert par cette étude est le suivant : $7 < R < 9$ kpc et $|Z| < 0.6$ kpc (comme présenté dans la FIGURE 4.9). Il est important de noter que nos échantillons, présentés dans la FIGURE 4.8 couvrent un volume galactique bien plus large, mais composés de deux fois moins d'étoiles. L'échantillon SEGUE $R \sim 2\,000$ est composé de $\sim 10\,300$ naines-G (SNR$>$ 30) issues de [Lee *et al.* 2011a]. En l'absence d'abondances individuelles, le rapport [α/Fe] a été utilisé au lieu de [Mg/Fe]. Comme le nombre d'étoiles est faible à bas Z dans ce relevé, le volume sélectionné par [Minchev *et al.* 2014b] est le suivant : $7 < R < 9$ kpc et $|Z| < 1.0$ kpc.

Avec l'échantillon RAVE, [Minchev *et al.* 2014b] ont montré que les dispersions des vitesses dans le disque galactique décroissent en fonction du [Mg/Fe], pour les intervalles de [Fe/H] les plus pauvres (voir FIGURE 4.20), quelle que soit la composante de vitesse. Ce comportement est aussi observé pour l'échantillon SEGUE (voir Fig.2 de [Minchev *et al.* 2014b]).

Comparaison avec Minchev *et al.* 2014b

Si nous comparons qualitativement nos résultats de la FIGURE 4.17 avec ceux de [Minchev *et al.* 2014b] (échantillon RAVE), nous retrouvons en moyenne la même croissance régulière de σ_R, σ_ϕ et σ_Z avec [Mg/Fe] pour [Mg/Fe] $< +0.1$ dex, suivie par une augmentation plus marquée de σ_R, σ_ϕ et σ_Z jusqu'à [Mg/Fe] $< +0.3$ dex. Nous détectons également une décroissance de σ_R pour les sous-échantillons les

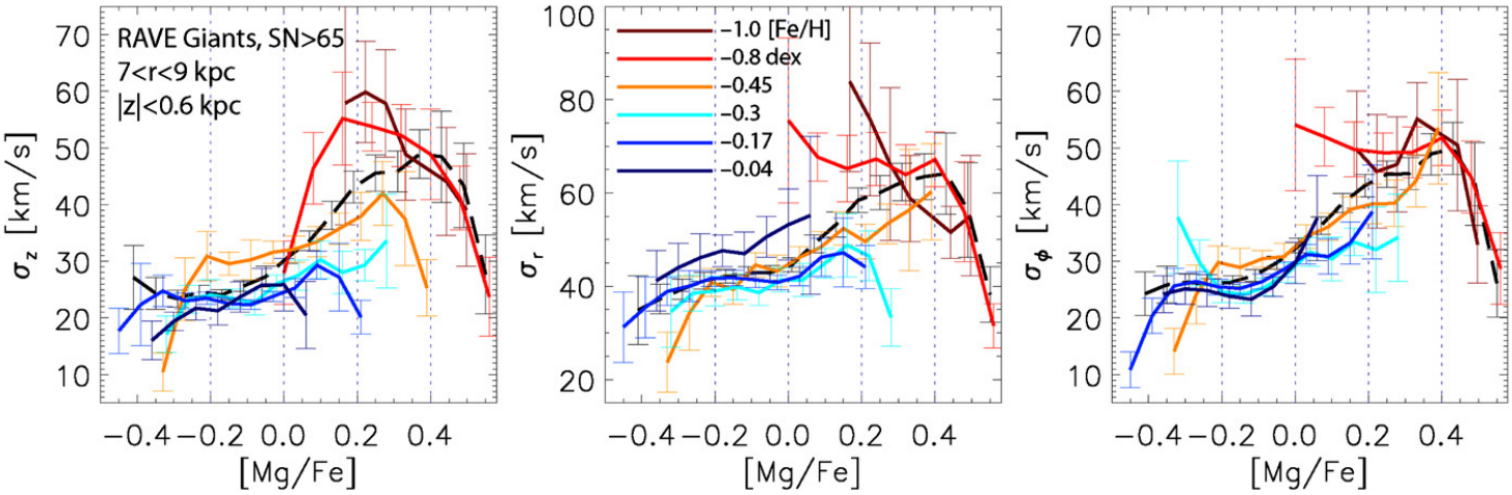

FIGURE 4.20 – Dispersion des vitesses verticales, radiales et azimutales (σ_Z, σ_R et σ_ϕ) en fonction du [Mg/Fe] pour l'échantillon RAVE (figure issue de [Minchev *et al.* 2014b]).

plus riches en [Mg/Fe]. De plus, nous détectons une décroissance pour la courbe à $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.15$ dex grâce à notre meilleure précision dans les mesures de [Mg/Fe]. En revanche, contrairement à [Minchev *et al.* 2014b], nous ne détectons aucune décroissance de σ_Z avec [Mg/Fe]. A ce sujet, nous notons que le manque d'étoiles à [Mg/Fe] $> +0.4$ dans notre échantillon pourrait expliquer le fait que l'on ne peut résoudre la décroissance de σ_Z.

Comparaison avec Minchev *et al.* 2014b pour le même volume galactique

Afin de compléter notre comparaison avec [Minchev *et al.* 2014b], nous avons dérivé de nouvelles tendances de σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction du [Mg/Fe], en considérant le même volume galactique que leur échantillon RAVE, *i.e.* $7 < R < 9$ kpc et $|Z| < 0.6$ kpc. Le plan [Fe/H] − [Mg/Fe] est échantillonné de la même manière que dans les sections précédentes (voir FIGURE 4.12). Les échantillons utilisés sont les mêmes que dans la Sect. 4.4.1. Cependant, ceux-ci sont en effectif moindre car le volume galactique est plus faible, respectivement 48, 54 et 44% des échantillons présentés dans la TABLE 4.1, soit 959, 1 328, et 899 étoiles. Nos résultats sont montrés dans la FIGURE 4.21. Nous voyons tout d'abord l'absence de sous-échantillons à [Mg/Fe] $> +0.3$ dex. En effet, ces sous-échantillons ne sont plus peuplés que de quelques étoiles (parfois entre 3 et 4), et aucune estimation fiable de dispersion des vitesses n'est mesurable. Puis, pour les trois composantes de vitesse, la dispersion des vitesses augmente régulièrement avec [Mg/Fe]. De plus, σ_R semble décroître de 7 km s^{-1} pour le dernier sous-échantillon de l'intervalle $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.35$ dex. Finalement, malgré le faible nombre de sous-échantillons disponibles, nous pou-

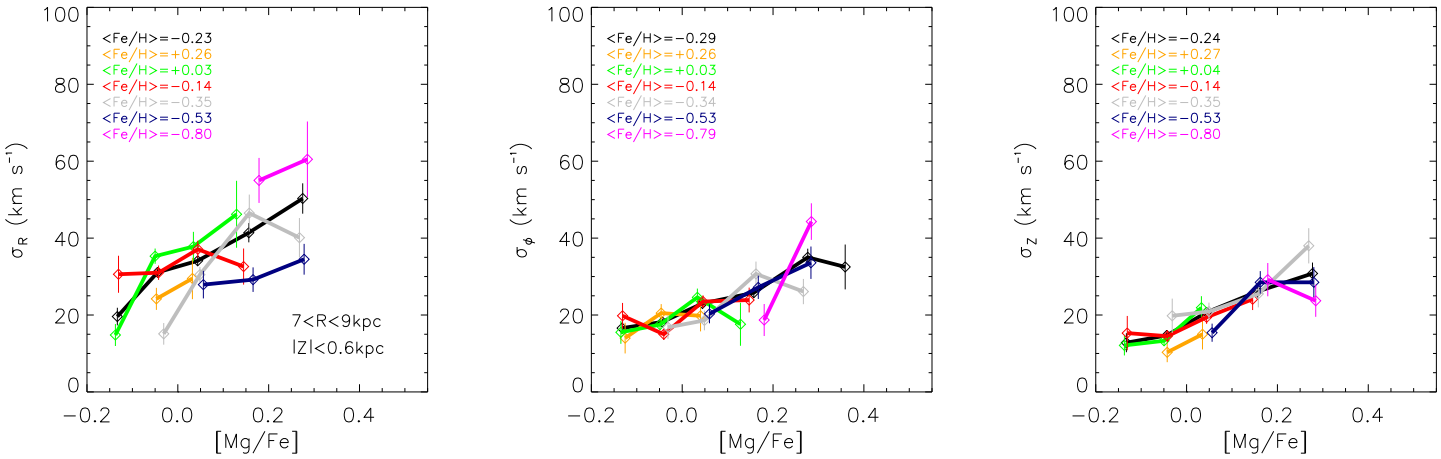

FIGURE 4.21 – Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales (σ_R, σ_ϕ et σ_Z) en fonction du [Mg/Fe] pour nos échantillons GES, sondant le même volume galactique que [Minchev *et al.* 2014b].

vons conclure que les dispersions des vitesses dérivées avec les données GES sont généralement compatibles avec celles de RAVE. Les données GES permettent toutefois d'étendre ces relations pour un volume galactique plus large. De plus, grâce à la meilleure précision des paramètres atmopshériques et des abondances chimiques, nous avons détecté une décroissance de σ_R avec le rapport [Mg/Fe] à plus haute métallicité. Enfin, nos avons montré que les tendances de décroissance de σ_R avec le rapport [Mg/Fe] ne sont pas inhérentes au relevé RAVE, mais observées également avec GES.

Comparaison avec Minchev *et al.* 2014b pour le même volume galactique et le même échantillonnage du plan [Fe/H] – [Mg/Fe]

Afin de poursuivre la comparaison de nos résultats avec ceux de l'étude de [Minchev *et al.* 2014b], nous considérons le même volume galactique que l'échantillon RAVE, *i.e.* $7 < R < 9$ kpc et $|Z| < 0.6$ kpc et le plan [Fe/H] – [Mg/Fe] est échantillonné de la même manière que [Minchev *et al.* 2014b] (I. Minchev, communication privée). Les intervalles de [Fe/H] sont similaires à ceux que nous avons utilisés jusqu'à présent, mais les sous-échantillons de [Mg/Fe] sont plus petits, 0.06 dex contre 0.10 dex. Le nombre d'étoiles par sous-échantillon est donc plus faible. Nous avons déterminé les dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction du [Mg/Fe] dans nos données et nous avons comparé nos résultats avec [Minchev *et al.* 2014b]. Ceux-ci sont présentés dans la FIGURE 4.22. D'une part, les tendances GES sont plus bruitées, car la statistique est moindre. D'autre part, nous voyons que les tendances GES sont en accord qualitatif avec les tendances de [Minchev *et al.* 2014b]. Cependant, nous observons que les dispersions des vitesses de GES sont systéma-

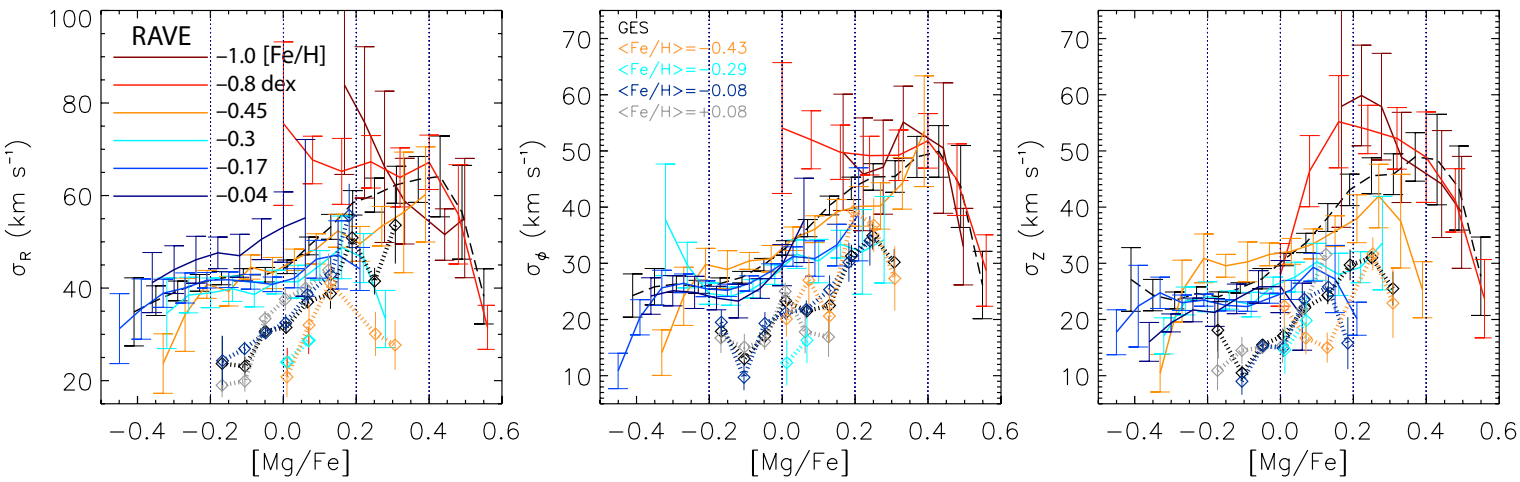

FIGURE 4.22 – Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales (σ_R, σ_ϕ et σ_Z) en fonction du [Mg/Fe] pour nos échantillons GES, sondant le même volume galactique et le même échantillonnage du plan [Fe/H] – [Mg/Fe] que [Minchev *et al.* 2014b].

tiquement inférieures à celles de [Minchev *et al.* 2014b]. La raison principale est que [Minchev *et al.* 2014b] ont reporté une dispersion mesurée des vitesses, c'est à dire sans tenir compte des erreurs sur les vitesses galactocentriques. Cette dispersion des vitesses mesurée est donc naturellement plus forte que la dispersion intrinsèque des vitesses. De plus, une comparaison quantitative n'est jamais facile entre deux relevés pour plusieurs raisons :

- Même si nous utilisons le même échantillonnage du plan [Mg/Fe] – [Fe/H], il existe des différences de calibration entre les pipelines d'analyses, entraînant donc des biais de mesure.
- Les erreurs sur les paramètres atmosphériques et les abondances chimiques étant différentes de relevé à relevé, il faut s'attendre à de possibles chevauchements entre les intervalles de [Fe/H] ou les sous-échantillons de [Mg/Fe].
- Raporté à un même volume galactique que [Minchev *et al.* 2014b], l'échantillon GES souffre d'un manque de statistique.

Malgré ces points, nous voyons que les tendances GES sont en accord qualitatif avec [Minchev *et al.* 2014b], et que celles-ci sont valides pour une exploitation scientifique.

Nous notons enfin que la méthode consistant à échantillonner le plan [Mg/Fe] – [Fe/H], utilisée dans notre étude et celle de [Minchev *et al.* 2014b] est similaire à l'approche de "mono-abundance populations" par [Bovy *et al.* 2012b]. Grâce à $\sim 24\,000$ étoiles naines du relevé SEGUE ($R \sim 2\,000$), les auteurs ont mesuré une croissance de la σ_Z avec [Fe/H] et [Mg/Fe], mais aucune décroissance claire n'est détectée (voir leur Figure. 2). Avec la même approche et $\sim 15\,000$ étoiles naines du relevé

SEGUE, [Liu & van de Ven 2012] ont étudié le comportement de σ_Z dans le plan [Mg/Fe] – [Fe/H], mais les tendance obtenues pour les étoiles à haut [α/Fe] ne sont pas contraintes efficacement.

Dans cette section, nous avons dérivé des tendances des dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction du rapport [Mg/Fe]. Nous avons observé une croissance des dispersions des vitesses avec le [Mg/Fe], quelle que soit la composante de vitesse. Pour la composante radiale, nous avons observé une décroissance de σ_R pour les valeurs de [Mg/Fe] les plus hautes ([Fe/H] les plus faibles). Une décroissance de σ_ϕ est suggérée alors que σ_Z croit régulièrement avec le [Mg/Fe]. Nos résultats sont en accords qualitatifs avec ceux de [Minchev *et al.* 2014b] pour le relevé RAVE. Les données de GES nous ont permis de montrer que les étoiles présentant une décroissance de dispersion des vitesses sont uniquement membres du disque épais, ce qui est nouveau. Nous avons de plus détecté une décroissance de σ_R pour un domaine de métallicité plus élevée que [Minchev *et al.* 2014b]. Enfin, les données de GES permettent de couvrir un volume galactique bien plus large.

4.4.3 Dépendances spatiales des dispersions des vitesses dans le disque Galactique

Le large volume galactique de nos données GES est une bonne opportunité d'étudier les relations de dispersion des vitesses dans le disque mince et le disque épais en fonction de la hauteur au dessus du plan et du rayon galactocentrique. Nous avons respectivement échantillonné les domaines de R et Z en intervalles réguliers, mais différents pour chaque composante de vitesse. En effet, le domaine $R-Z$ couvert par nos échantillons est dépendant de la composante de vitesse (voir FIGURE 4.9). Nous avons adopté la séparation chimique entre le disque mince et le disque épais établie dans la Sect 4.2. Nous avons décomposé le disque épais en deux sous-échantillons distincts, avec respectivement [Fe/H] ≤ -0.45 dex et [Fe/H] > -0.45 dex Nous présentons et discutons nos résultats dans le contexte de la littérature dans les deux sections ci-dessous.

4.4.3.1 Dispersion des vitesses en fonction de R

Nous présentons ici les dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z dans le disque mince et le disque épais en fonction du rayon galactocentrique R dans la FIGURE 4.23. Tout d'abord, nous voyons que σ_R semble constant avec R, autour de 35 km s^{-1} pour le disque mince et 45 km s^{-1} pour le disque épais. Puis pour les deux disques, nous mesurons une décroissance de σ_ϕ avec R. La diminution de σ_ϕ est de ~ 15 km s^{-1} sur tout le domaine de R, alors que le disque mince décroît de ~ 18 km s^{-1} sur le même domaine. Enfin, pour σ_Z, pas de tendance particulière ne semble émerger pour le disque mince ou le disque épais. Nous notons que les tendances de V_ϕ et V_Z peuvent être masquées partiellement car les échantillons en V_ϕ et V_Z ne sont pas aussi étendus en R que l'échantillon V_R (voir FIGURE 4.9). De plus, l'échantillon V_ϕ est plus

étendu vers le centre et manque d'étoiles vers l'anti-centre, alors que l'échantillon V_Z est plus restreint entre 7 et 9 kpc. Pour le disque épais, nous constatons que la population pauvre en [Fe/H] ([Fe/H] ≤ -0.45 dex) montre des dispersions des vitesses systématiquement plus élevées que la population riche ([Fe/H] > -0.45 dex). Ceci s'explique d'abord par le fait que les étoiles plus pauvres en [Fe/H] tournent moins vite et ont donc une dispersion intrinsèque des vitesses plus élevées et aussi que ces étoiles plus vieilles auront une dispersion plus élevée (relation entre l'âge et la dispersion des vitesses).

Comparaison de nos relations avec la littérature

Dans la litérature, le comportement de la dispersion des vitesses dans le disque en fonction du rayon R est supposé exponentiel car les échelles de hauteurs des disques sont globalement constantes avec R [van der Kruit & Searle 1981]. Nous pouvons estimer l'échelle de longueur radiale de la dispersion des vitesses azimuthales $R_{\sigma_\phi}^{\rm thick}$ dans le disque épais à l'aide de l'équation 9 de [Sharma *et al.* 2014] :

$$\sigma_{R,\phi,Z}^{\rm thick}(R) = \sigma_{R,\phi,Z,\odot}^{\rm thick} \exp\left[-\frac{R-R_0}{R_\sigma^{\rm thick}}\right] \tag{4.10}$$

où $R_0 = 8$ kpc (distance du Soleil au centre galactique). En prenant, les valeurs de σ_ϕ à $R = 6, 8$ et 9 kpc, nous obtenons $R_{\sigma_\phi}^{\rm thick} = 6.5$ kpc. Cette valeur est en bon accord avec $R_{\sigma_\phi}^{\rm thick} = 6.7$ kpc mesurée par [Lewis & Freeman 1989] avec 700 étoiles géantes K du disque épais, pour un large domaine de rayon galactocentrique ($1 < R < 17$ kpc). Nous notons que notre valeur de $R_{\sigma_\phi}^{\rm thick}$ est aussi consistant avec la mesure de l'échelle de longueur radiale de la dispersion des vitesses de [Sharma *et al.* 2014].

Concernant la dispersion des vitesses verticales, [Bovy *et al.* 2012b] ont mesuré une lente décroissance de σ_Z avec R dans le disque galactique, grâce à un échantillon de $\sim 24\,000$ étoiles naines du relevé SEGUE. Dans nos données GES, σ_Z est constant avec R dans les deux disques. En ne considérant qu'un seul disque, nous ne mesurons pas non plus de décroissance de σ_Z avec R.

Tout comme σ_Z, on s'attend à ce que σ_R décroisse exponentiellement avec R dans le disque galactique [Bovy *et al.* 2012b]. Nous n'observons pas de tendance avec R dans nos données GES. Une façon de vérifier la fiabilité de nos résultats est de mesurer l'anisotropie des vitesses σ_R/σ_Z dans nos données GES. Il s'agit du rapport des axes R et Z de l'éllipsoïde de vitesse. En ce plaçant à $R = R_\odot = 8$ kpc, nous mesurons pour chaque disque $\sigma_R/\sigma_Z \sim 0.7$. Récemment, [Binney *et al.* 2014] ont mesuré ce rapport d'anisotropie dans le disque à l'aide d'un échantillon de $\sim 400\,000$ étoiles naines et géantes du relevé RAVE, obtenant $\sigma_R/\sigma_Z \sim 0.6$ à $R = R_\odot = 8$ kpc. Nous voyons que notre mesure avec GES est donc en accord avec [Binney *et al.* 2014], ce qui valide les valeurs de σ_R et σ_Z mesurées avec une statistique bien plus petite.

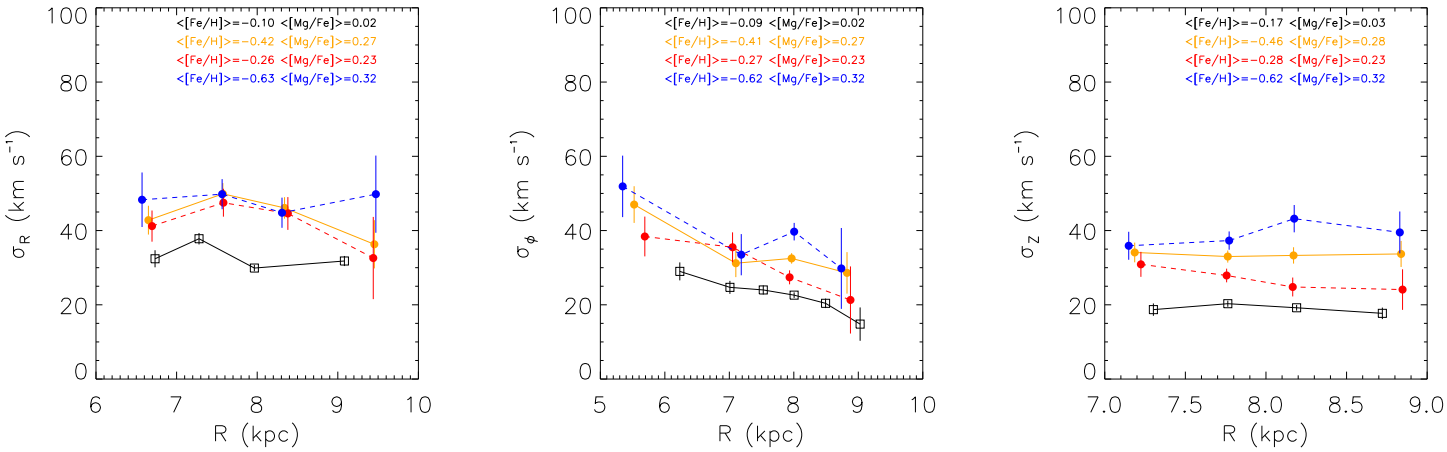

FIGURE 4.23 – Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales (σ_R, σ_ϕ et σ_Z) en fonction du rayon galactocentrique dans le disque mince (courbe noire) et le disque épais (courbe orange). Les courbes bleues et rouges représentent respectivement le disque épais pauvre en métaux ([Fe/H] ≤ -0.45 dex) et riche en métaux ([Fe/H] > -0.45 dex).

4.4.3.2 Dispersion des vitesses en fonction de Z

Nous présentons ici les dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z dans le disque mince et le disque épais en fonction de la hauteur par rapport au plan galactique ($|Z|$). Afin d'éviter de possibles biais observationnels comme les tendances radiales de σ présentées dans la section précédente, nous avons sélectionné seulement les étoiles dans le domaine $7 < R < 9$ kpc.

Les résultats sont montrés dans la FIGURE 4.24. Tout d'abord, nous constatons que le disque mince ne montre pas de tendance particulière de σ_R, σ_ϕ et σ_Z en fonction de $|Z|$. En effet, alors que σ_R semble faiblement diminuer avec $|Z|$ (< 5 km s^{-1} kpc^{-1}), σ_ϕ et σ_Z présentent des valeur plus élevées à plus large $|Z|$ sans qu'une tendance franche soit notable sur tout le domaine de $|Z|$. Le fait que σ_Z soit isotherme avec $|Z|$ (constant avec $|Z|$) pourrait indiquer la présence d'étoiles avec des orbites quasi-circulaires. Puis, nous mesurons clairement une dispersion des vitesses plus élevée dans le disque épais que dans le disque mince. Cette observation est cohérente avec le fait que les étoiles du disque sont en moyenne plus âgées et ont des vitesses de rotation plus faibles. Dans le disque épais, σ_R ne semble pas suivre de tendance particulière, bien que la dispersion soit sensiblement élevée à $|Z| < 0.2$ kpc. Alors que pour σ_R les deux populations du disque épais sont plus dispersées, celles-ci sont clairement séparées pour σ_ϕ et σ_Z, les étoiles les plus pauvres (riches) en [Fe/H] ([Mg/Fe]) étant les plus dispersées.

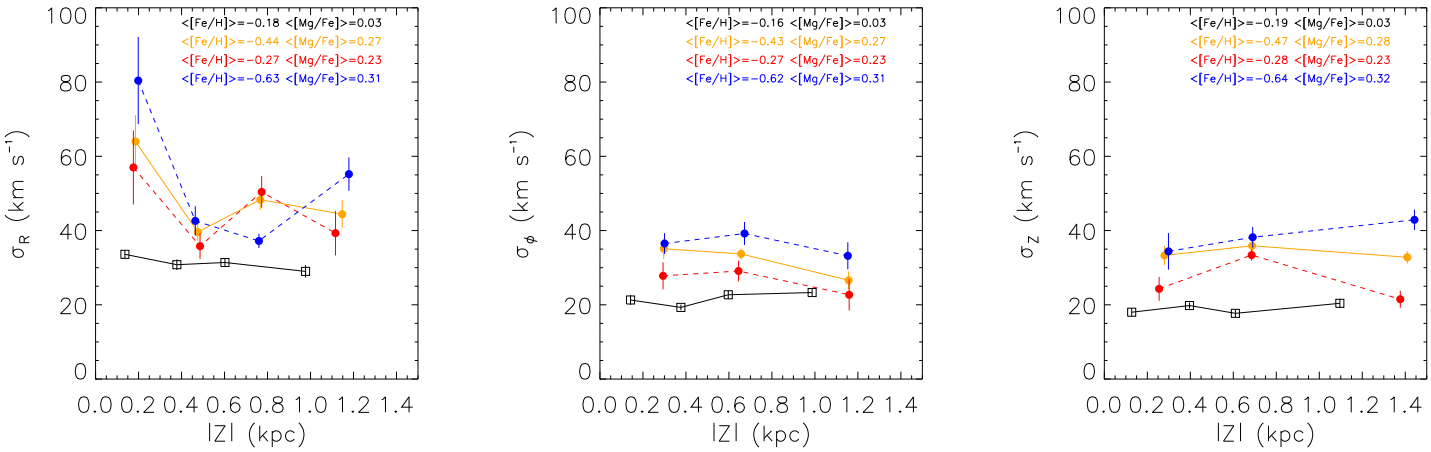

FIGURE 4.24 – Dispersion des vitesses radiales, azimutales et verticales (σ_R, σ_ϕ et σ_Z) en fonction de la hauteur par rapport au plan galactique ($|Z|$). Même code couleur que dans la FIGURE 4.24.

La tendance la plus nette observée est une décroissance de 10 km s^{-1} pour σ_ϕ avec $|Z|$ dans le disque épais. Nous avons vérifié le comportement de la vitesse azimutale moyenne $\langle V_\phi \rangle$ en fonction de R et $|Z|$ (FIGURE 4.25) et nous observons un gradient faible $\nabla V_\phi / \nabla Z = -10 \pm 7$ km s^{-1} kpc^{-1} dans $1-\sigma$ d'erreur. Les étoiles à haut $|Z|$ vont préférentiellement appartenir au disque épais qui posséde des vitesses de rotation plus faibles. Avec un échantillon de 700 étoiles VLT/FLAMES, [Kordopatis *et al.* 2011] ont obtenu un gradient de vitesses azimutales plus important $\nabla V_\phi / \nabla Z = -19 \pm 8$ km s^{-1} kpc^{-1} mais le domaine couvert en $|Z|$ était 4 fois plus large que celui de nos données. Récemment [Recio-Blanco *et al.* 2014], avec 2 000 étoiles de la iDR1 de GES, ont mesuré une décroissance significative de V_ϕ pour $|Z| > 1.5$ km s^{-1}.

La décroissance de V_ϕ et avec $|Z|$ dans notre disque épais est en désaccord avec la littérature. Par exemple, [Binney *et al.* 2014] ont mesuré une forte augmentation de σ_R et σ_Z avec $|Z|$, ce qui peut être interprété facilement car à haut $|Z|$, le disque épais domine et ses dispersions des vitesses sont bien plus élevées que dans le disque mince. Si nous ne prenons pas en compte la séparation chimique entre les deux disques (considérant le disque galactique comme une seule et unique composante), nous trouvons que σ_R décrit un plateau avec $|Z|$ autour de 34 km s^{-1}, alors que σ_ϕ et σ_Z sont croissantes sur le domaine de $|Z|$, respectivement de 6 et 11 km s^{-1}. Ces observations sont donc qualitativement en accord avec les résultats de [Binney *et al.* 2014], dans le cas d'un disque considéré comme une seule composante. Il est important de noter que ce comportement de la dispersion des vitesses verticales dans le disque est trés clairement prédit par les modèles de formation de la Voie Lactée. Nous pouvons citer celui de [Minchev *et al.* 2013] couplant un modèle d'évolution chimique

du disque et une simulation numérique de disques galactiques.

4.4.4 Résumé et conclusion

L'étude des dispersions des vitesses dans le disque Galactique en fonction du rapport [Mg/Fe], du rayon galactocentrique et de la hauteur par rapport au plan Galactique nous a permis de dresser plusieurs résultats importants :

- Les dispersions des vitesses σ_R, σ_ϕ et σ_Z des étoiles du disque mince augmentent avec le rapport [Mg/Fe], quel que soit l'intervalle de métallicité.
- Des dispersions des vitesses plus hautes que pour le disque mince sont mesurées pour les étoiles du disque épais, quelle que soit la composante des vitesses. De plus, les dispersions des vitesses des étoiles à plus haut [Mg/Fe] du disque épais diminuent dans la composante radiale pour un intervalle de métallicité donné. Ce comportement semble aussi être détecté dans la composante azimutale, mais absent dans la composante verticale.
- Pour les étoiles du disque épais, nous mesurons une décroissance des dispersions des vitesses azimutales σ_ϕ en fonction du rayon galactocentrique. De plus, σ_ϕ semble décroître en fonction de la hauteur par rapport au plan.

Ces résultats sont discutés dans la section suivante dans le contexte de la formation du disque épais.

4.5 Discusion dans le contexte des modèles de formation du disque épais

Les dispersions des vitesses dans le disque mince et le disque épais mesurées dans la Sect 4.4.2 sont un précieux diagnostic afin de contraindre les modèles de formation du disque galactique, et en particulier celui du disque épais. Nous discutons de nos résultats dans le contexte des scénarios classiques de formation du disque (voir Chapitre 1, Sect 1.3) et dans le cadre des modèles plus récents.

Minchev *et al.* 2014b

Tout d'abord, il convient de discuter nos résultats dans le contexte de l'étude de [Minchev *et al.* 2014b]. Ces auteurs ont été les premiers à mettre en lumière l'inversion de la relation $\sigma -$ [Mg/Fe] quelle que soit la composante de vitesse, dans les données du relevé RAVE (voir Sect 4.4.2.3). Cette décroissance est inattendue car les étoiles à haut [Mg/Fe] et à un rayon donné devraient être plus âgées et donc posséder des dispersions des vitesses plus élevées. Les auteurs sont capables malgré tout d'expliquer ces tendances grâce à un modèle de formation et d'évolution du disque galactique (présenté dans [Minchev *et al.* 2013]). En effet, selon leur modèle, des accrétions massives (20% de la masse du disque) auraient eu lieu il y a 8-9 milliards d'années, chauffant ainsi les régions externes du disque et changeant

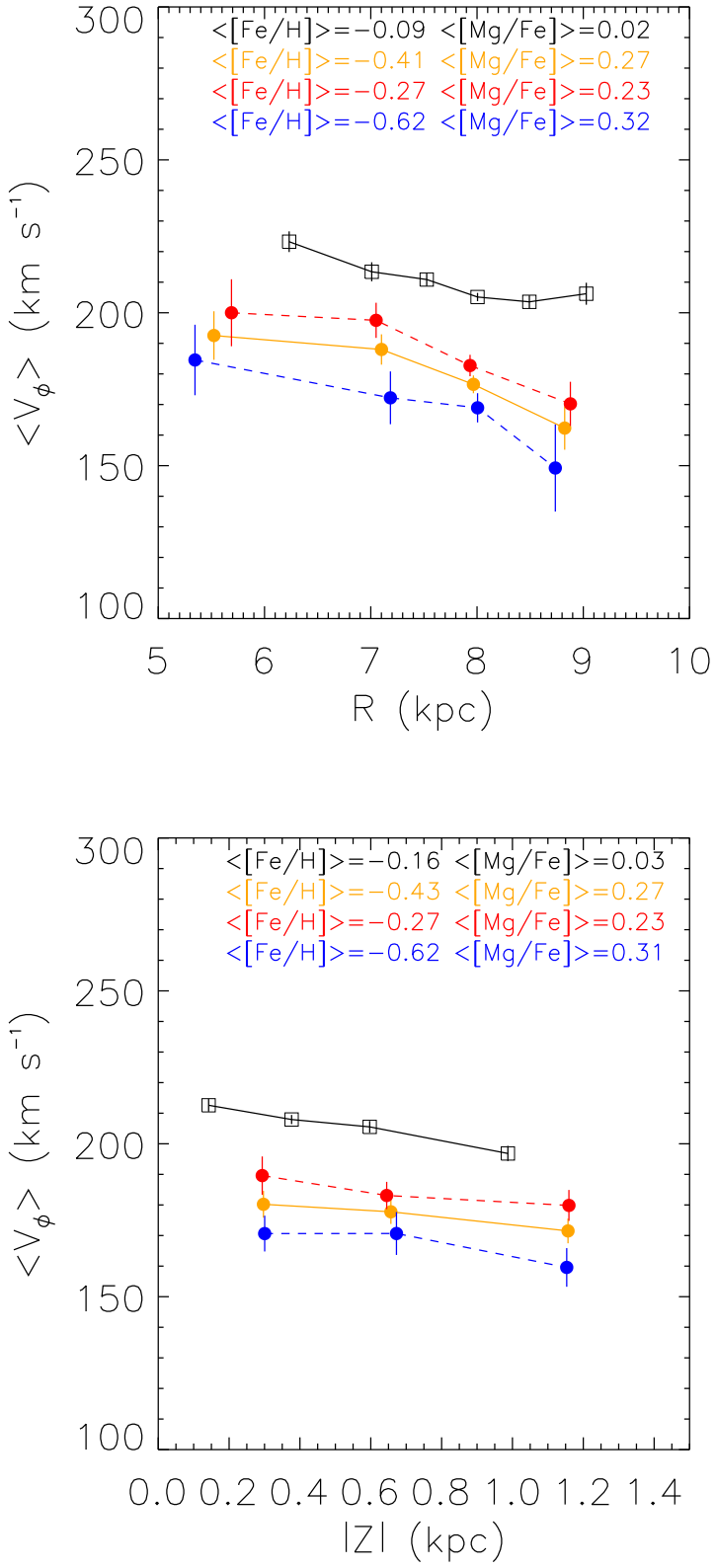

FIGURE 4.25 – Vitesse azimutale moyenne $\langle V_\phi \rangle$ en fonction de R et $|Z|$. Même code couleur que dans la FIGURE 4.24.

le moment angulaire des étoiles préférentiellement dans les parties internes. La migration radiale engendrée par la structure spirale du disque aurait eu pour effet de faire migrer les étoiles des régions internes vers le voisinage solaire (migration "outward"). Les étoiles les plus vieilles subissant une migration "outward" en restant sur des orbites préférentiellement circulaires vont contaminer l'échantillon local, ayant eu une évolution différente. Comme illustré dans la FIGURE 4.26, il est clairement montré que les étoiles plus âgées que 7 milliards d'années et avec des rayons de naissance inférieurs à 4 kpc arrivent au voisinage solaire avec des dispersions des vitesses verticales bien inférieures de 30 km s^{-1} comparées à une population "in-situ" aussi âgée. Le fait que ces étoiles aient en même temps migré et refroidi s'explique par le fait que, sous l'hypothèse des actions radiales et verticales conservées, les étoiles migrantes vont voir leur énergie diminuer et donc leur dispersion des vitesses. La Figure.2 de [Minchev *et al.* 2014a] montre clairement que lors des épisodes d'accrétions, les étoiles subissant une migration "outward" refroidissent le disque (confirmé récemment par [Vera-Ciro & D'Onghia 2015] dans un modèle de disque avec une structure spirale), ce qui est contraire à une migration sans perturbation externe. Avec nos données GES, nous avons mesuré une croissance régulière des dispersions des vitesses dans le disque mince en fonction du [Mg/Fe] et de plus fortes valeurs dans le disque épais avec une décroissance pour les plus fortes valeurs de [Mg/Fe], du moins pour σ_R. Les étoiles montrant la décroissance ne sont pas situées préférentiellement dans les régions internes ($R < 8$ kpc) ou les régions externes ($R > 8$ kpc) mais distribuées sur les mêmes lignes de visée que le reste du disque épais. La faible valeur de σ_R observée à $\langle$[Fe/H]$\rangle = -0.15$ dex et [Mg/Fe] $= +0.27$ dex est significative dans nos données. Selon la Figure.4 de [Minchev *et al.* 2014b] l'âge de ces étoiles serait de ~ 6 milliards d'années avec un rayon de naissance plus faible que leur position actuelle. Cette décroissance de σ avec le [Mg/Fe] pour plusieurs intervalles de [Fe/H] a été prédit par le modèle [Minchev *et al.* 2014a]. Nous pouvons donc voir que ce modèle s'accorde bien avec nos observations dans le cadre du relevé Gaia-ESO Survey.

Haywood *et al.* 2013

Nous pouvons ensuite discuter de nos résultats dans le contexte de l'étude du disque galactique présentée par [Haywood *et al.* 2013]. Les auteurs se sont basés sur un échantillon de 1 111 étoiles HARPS [Adibekyan *et al.* 2012] du proche voisinage solaire ($d < 75$ pc, parallaxes Hipparcos) avec lesquelles ils ont pu dresser un scénario de formation du disque galactique, séparé chimiquement respectivement en un disque mince et un disque épais. Le disque épais se serait formé en premier dans un milieu interstellaire turbulent, mélangé de façon homogène avec des dispersions des vitesses hautes. Un épisode intense de formation stellaire est mis en avant par les auteurs lors de la formation du disque épais, confiné dans les parties internes de la galaxie. Il est important de noter que la migration, dans le sens du *churning* n'aurait pas joué de rôle dans la formation du disque épais. Les auteurs suggèrent de plus que les étoiles du disque épais à [α/Fe] $\sim +0.1$ dex peuvent être interprétées

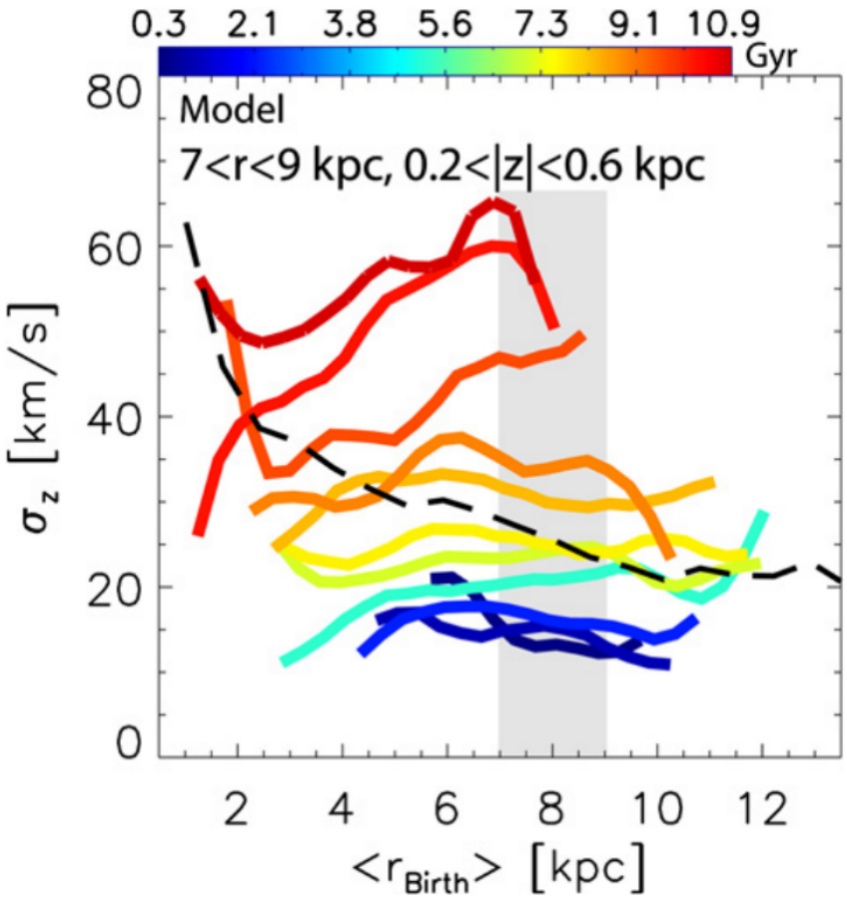

FIGURE 4.26 – Dispersion de vitesses verticales en fonction du rayon de naissance moyen pour les étoiles du modèles de [Minchev *et al.* 2014b]. Le code couleur est fonction de l'âge. Figure issue de [Minchev *et al.* 2014b].

comme la condition initiale chimique de la formation du disque mince. Le disque mince se serait formé ainsi en couches de plus en plus fines (en terme d'échelle de hauteur). Au regard de ce scénario, le pic des dispersions des vitesses observé dans nos données à [Mg/Fe] ~ 0.3 dex est compatible avec un disque épais formé dans une milieu interstellaire turbulent avec plus d'énergie cinétique chaotique. A l'inverse de nos données du Gaia-ESO Survey, [Haywood *et al.* 2013] n'ont pas observé de population froide en terme de dispersion des vitesses et distincte chimiquement dans le disque épais. Dans ce scénario, nos observations sont en accord avec le scénario proposé par [Haywood *et al.* 2013], malgré le fait que nos mesures de dispersions des vitesses relativement faibles dans le disque épais impliqueraient la mise en place d'un mécanisme de refroidissement.

Abadi *et al.* 2013

Dans le contexte du scénario de formation du disque épais développé dans l'étude de [Abadi *et al.* 2003], nous rappelons que des galaxies satellites auraient été accrétées et auraient déposé leurs étoiles sur des orbites coplanaires. Il en résulte 3 composantes principales : un sphéroide, un disque épais et un disque mince. Dans ce scénario, les dispersions des vitesses pour des étoiles vieilles du disque épais (> 8 milliards d'années) seraient supérieures à 80 km s^{-1}, quelle que soit la composante de vitesse. Au regard des étoiles du disque épais présentant une décroissance de dispersion des vitesses dans notre étude, le scénario de [Abadi *et al.* 2003] ne permet pas d'expliquer ces étoiles. Là encore, il conviendrait de faire appel à un mécanisme de refroidissement de cette population du disque épais.

Brook *et al.* 2004, 2007

[Brook *et al.* 2004, Brook *et al.* 2007] ont proposé que le disque épais a été formé *in situ* suite à l'accrétion d'une galaxie riche en gaz. Caractérisées par un disque de gaz exponentiel incorporé dans un halo de matière noire, les deux galaxies auraient fusionné suivant une rotation prograde. Le pic de formation stellaire à partir du gaz est été atteint il y a ~ 9 milliards d'années. Ce modèle présente des limites pour expliquer la présence d'étoiles ayant des dispersions des vitesses plus faibles que le reste du disque épais. Cependant, un épisode de migration radiale des étoiles du disque épais préférentiellement formées vers le centre galactique a été suggéré plus récemment par [Brook *et al.* 2012] afin d'expliquer les motifs d'abondances observés dans le voisinage solaire. Si un refroidissement a lieu, cela pourrait expliquer la présence d'une population froide dans le disque épais en terme de dispersion des vitesses.

Bournaud *et al.* 2009

Dans le contexte d'un scénario impliquant une évolution séculiaire de la galaxie, [Bournaud *et al.* 2009] ont proposé que le disque épais est né d'un disque initial uni-

forme (gaz + étoiles + matière noire) perturbé par des inhomogénéités dues à des instabilités gravitationnelles. Au cours de l'évolution du disque, des accrétions de gaz ont lieu, et la formation de ces inhomogénéités (de l'ordre de $10^8 M_\odot$) nécéssite des dispersions des vitesses relativement élevées dans le disque ($30 - 40\,\mathrm{km\ s^{-1}}$, [Elmegreen *et al.* 2009]. De plus, la présence de ces inhomogénéités (de l'ordre du milliard d'années dans la simulation de [Bournaud *et al.* 2009]) va avoir pour effet d'augmenter les dispersions des vitesses des étoiles et du gaz présents. Dans ce contexte, il semble difficile d'expliquer la présence d'une sous-population du disque épais présentant des dispersions des vitesses plus faibles, comme nous l'avons observé avec GES.

Villalobos & Helmi 2008

Enfin, nous pouvons nous placer dans le contexte du scénario proposé par [Villalobos & Helmi 2008]. Nous rappelons que le disque épais aurait été formé à partir d'un disque mince pré-existant, et chauffé par une accrétion mineure. Les étoiles du disque épais seraient formées *in situ*. Ce modèle prédit la présence d'un disque vestige du disque mince initial, non perturbé par l'accrétion. Celui ci serait composé d'étoiles âgées ayant une cinématique froide, et situées typiquement à $|Z| < 1$ kpc. Dans le contexte de notre étude, en prenant comme hypothèse que ces étoiles vieilles correspondent à nos étoiles avec [Fe/H] $< -0.5\,$dex, [Mg/Fe] $> +0.3\,$dex, les sous-échantillons montrant une décroissance en σ_R ont 80% de leur effectif avec $|Z| < 1\,$kpc. Ces étoiles pourraient être de bonnes candidates pour représenter ce disque vestige, non perturbé par l'accrétion. Cependant, le fait que les étoiles montrant une décroissance de σ soient préférentiellement à haut [Mg/Fe] pour un intervalle de [Fe/H] donné peut être une difficulté dans ce scénario, car aucune distinction chimique n'est prévue par le modèle. D'un autre coté, une ségrégation chimique entre les étoiles chauffées et celles non-chauffées serait possible. Pour une valeur donnée de [Mg/Fe], les étoiles les plus riches en [Fe/H] sont celles formées avec une forte efficacité d'enrichissement en fer et possèdent les dispersions des vitesses les plus basses. Ceci est consistant avec le scénario d'un disque vieux et confiné, efficace à former des étoiles et recycler les métaux, alors que le disque chauffé crée des étoiles plus lentement à plus faible [Fe/H] et avec des hauts [Mg/Fe].

En résumé, la faible dispersion des vitesses observée pour les étoiles les plus riches en [Mg/Fe] pour un intervalle de métallicité donné suggère d'un côté que ces étoiles ont été formées dans un environnement calme, et pourraient faire partie du disque primaire âgé comme proposé par [Villalobos & Helmi 2008]. D'un autre côté, nos observations pourraient être expliquées par le scénario de [Minchev *et al.* 2014b], impliquant des accrétions mineures dans les régions externes du disque, induisant la formation d'une structure spirale et donc un processus de migration radiale. Finalement, les scénarios proposant une formation du disque épais par un événement d'accrétion tel que des galaxies satellites comme [Abadi *et al.* 2003], ou un satellite riche en gaz [Brook *et al.* 2004, Brook *et al.* 2007] ont des problèmes à expliquer la

présence d'une telle population cinématiquement froide.

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'analyse d'un échantillon de 6 800 étoiles issues de la iDR2 du Gaia-ESO Survey. Nous avons utilisé les paramètres atmosphériques recommandés tels que la température effective, la gravité de surface, la métallicité et l'enrichissement en éléments α (voir FIGURE 4.1). Les abondances recommandées de GES, sélectionnées pour réaliser le marquage chimique dans le disque ont été les rapports [Fe/H] et [Mg/Fe] (voir FIGURE 4.12).

Pour ces étoiles, les distances et vitesses galactocentriques en coordonnées cylindriques R, V_R, V_ϕ et V_Z ont été dérivées (voir FIGURE 4.8 et FIGURE 4.7), à l'aide des mouvements propres du catalogue PPMXL [Roeser *et al.* 2010].

La première étape a été de chercher une possible distinction chimique entre le disque mince et le disque épais. Nous avons clairement identifié pour les étoiles à SNR$>$ 40 une discontinuité chimique dans le plan [Mg/Fe] $-$ [Fe/H] (voir FIGURE 4.3 et FIGURE 4.4). Cette discontinuité est aussi visible pour l'échantillon complet. La séparation chimique obtenue avec ces données iDR2 de GES est compatible avec les études de [Recio-Blanco *et al.* 2014] et [Mikolaitis *et al.* 2014b] (donnée iDR1 de GES) ou encore [Adibekyan *et al.* 2013]. Une des origines possibles de cette discontinuité pourrait être due à un net changement de régime dans la formation stellaire à la fin de la construction du disque épais et au début de la formation du disque mince [Haywood *et al.* 2013, Snaith *et al.* 2015]. Une similarité chimique entre les deux disques est observée à [Fe/H] ~ -0.15 dex, en accord avec [Adibekyan *et al.* 2011, Recio-Blanco *et al.* 2014, Nidever *et al.* 2014b]. Cette dichotomie entre les deux disques a été remise en question par [Bovy *et al.* 2012a] avec le relevé SEGUE, accusant un effet de fonction de sélection. Nous pensons fortement que cette discontinuité observée par marquage chimique n'est pas un effet de sélection des cibles car ces motifs chimiques sont observés indépendamment pour différents relevés ayant différentes fonctions de sélection.

Puis nous avons exploré une possible dichotomie cinématique entre le disque mince et le disque épais, basée sur les vitesses galactocentriques et les dispersions intrinsèques des vitesses. Ces dernières ont été dérivées par maximum de vraisemblance en tenant compte des erreurs individuelles en vitesses pour chaque étoile. Afin de réaliser des mesures fiables, nous avons nettoyé notre échantillon de 6 800 étoiles en ne gardant que les étoiles avec une erreur $ev < 30\,\mathrm{km\ s^{-1}}$ dans chaque composante des vitesses (de l'ordre de 2 000 pour chaque composante des vitesses, voir TABLE 4.1, FIGURE 4.9 et FIGURE 4.11). En terme de distribution de vitesse, le disque mince et le disque épais ont clairement un comportement différent, le disque épais ayant des distributions de vitesses plus larges (plus de dispersion) et tournant

moins vite que le disque mince (voir FIGURE 4.10).

La transition entre les deux disques a été mise en lumière par la présence de gradients distincts entre V_ϕ et [Fe/H] : $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = +4 \pm 3\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque mince et $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = +49 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque épais (voir FIGURE 4.13). Le gradient trouvé pour le disque épais est en bon accord avec la littérature ([Spagna *et al.* 2010], [Lee *et al.* 2011b], [Adibekyan *et al.* 2013] ou encore [Recio-Blanco *et al.* 2014]) et semble indiquer que la migration radiale n'a pas eu de forte contribution dans le disque épais. Le gradient positif du disque mince diffère notablement de la littérature (proposant un gradient négatif), et ceci s'explique par la présence d'une population pauvre en métaux à [Fe/H] ~ -0.7 dex, tournant moins vite que le reste du disque mince. Cette population est résolue dans notre étude car la statistique est importante dans cette zone du plan [Mg/Fe] − [Fe/H]. La présence de ce gradient positif pourrait s'expliquer sans que la migration radiale soit impliquée, en considérant que les étoiles riches en [Fe/H] soient plus jeunes que la partie pauvre du disque mince, arborant alors des dispersions des vitesses plus faibles et donc une rotation plus élevée.

Le disque mince et le disque épais montrent également une nette différence de régime de leur vitesse de rotation en fonction du [Mg/Fe] : $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = -63 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque mince et $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = -172 \pm 35\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque épais (en accord avec [Recio-Blanco *et al.* 2014], voir FIGURE 4.14). Ce changement de régime entre les deux disques est interprété comme un effet de l'accroissement des dispersions des vitesses avec l'âge. Dans notre cas, le [Mg/Fe] joue le rôle de proxy de l'âge.

Nous avons également étudié les dispersions des vitesses dans les deux disques avec une approche similaire à [Minchev *et al.* 2014b]. Nous avons montré que le disque épais montrait des dispersions des vitesses plus élevées que le disque mince (FIGURE 4.19) et que les sous-échantillons les plus riches en [Mg/Fe] à un intervalle de [Fe/H] donné dans le disque épais montraient une décroissance des dispersions des vitesses, du moins dans la composante radiale. Il s'agit là d'un phénomène inattendu car ces étoiles sont apparemment les plus âgées du disque épais et devraient normalement arborer des dispersions élevées à cause d'expositions plus longues aux perturbations du potentiel galactique. Nos observations sont consistantes avec celles de [Minchev *et al.* 2014b] dans les relevés RAVE et SEGUE (voir FIGURE 4.21, FIGURE 4.22).

Les dispersions des vitesses dans les disques ont été également étudiées en fonction du rayon galactocentrique R et en fonction de la hauteur par rapport au plan galactique Z (voir FIGURE 4.23 et FIGURE 4.24). Nous avons estimé l'échelle de longueur radiale de la dispersion des vitesses azimuthales dans le disque épais, $R_{\sigma_\phi}^{\mathrm{thick}} = 6.5\,\mathrm{kpc}$, en bon accord avec l'étude de [Lewis & Freeman 1989]. Le rapport d'anisotropie moyen des deux disques est de $\sigma_R/\sigma_Z \sim 0.7$, en accord avec

[Binney *et al.* 2014]. Nous observons un gradient faible des dispersions des vitesses verticales avec $Z\ \nabla V_\phi/\nabla Z = -10 \pm 7\,\mathrm{km\ s^{-1}\ kpc^{-1}}$, qualitativement consistant avec [Kordopatis *et al.* 2011].

De plus, nous avons discuté de la présence d'une population âgée du disque épais montrant des valeurs relativement faibles de dispersion des vitesses dans le contexte des scénarios actuels de formation du disque épais. Nos résultats sont consistants avec le modèle chimico-cinématique proposé par [Minchev *et al.* 2014a]. Ces étoiles auraient migré des régions internes de la galaxie vers le voisinage solaire par résonnance avec la structure spirale de la galaxie. Des accrétions dans les régions externes seraient à l'origine de la mise en place de cette structure et redistribuent le moment angulaire des étoiles préférentiellement dans les régions internes. Celles-ci arborent donc des dispersions des vitesses plus froides et ont donc tendance à refroidir le disque (confirmé récemment par [Vera-Ciro & D'Onghia 2015]).

Dans le contexte d'un disque épais formé par accrétion de galaxies naines comme proposé par [Abadi *et al.* 2003], ou par l'accrétion d'une galaxie satellite riche en gaz [Brook *et al.* 2004, Brook *et al.* 2007], la formation et le maintien de ces étoiles froides n'est pas évident. Un événement de migration radiale d'étoiles chaudes du disque épais (comme proposé par [Brook *et al.* 2012]), suivi d'un refroidissement sous certaines conditions serait une façon d'expliquer notre observation. Dans le cas d'une formation du disque épais par chauffage dynamique dû à des inhomogénéités dans le disque [Bournaud *et al.* 2009], il semble difficile de justifier la présence d'une sous-population froide du disque épais, car il s'agit d'un processus nécessitant un disque initial turbulent et les inhomogénéités augmentent les dispersions des vitesses des étoiles. Finalement le scénario de [Villalobos & Helmi 2008] prédisant la présence d'un disque vestige âgé et froid semble aller en la faveur de ces étoiles froides.

En conclusion, nos mesures semblent en faveur d'une formation du disque épais dans un milieu turbulent. Il n'est pas exclu que la présence d'une population avec une cinématique froide et une chimie particulière soit due à un événement de migration radiale redistribuant les étoiles.

Les résultats présentés dans ce chapitre font l'objet d'une publication dans Astronomy and Astrophysics : Guiglion et la. 2015, acceptée le 26 août 2015.

Dans le contexte de la iDR4 du Gaia-ESO Survey ($\sim 26\,000$ avec SNR> 10), il serait intéressant de contraindre le comportement des dispersions des vitesses dans le disque épais à $[\mathrm{Mg/Fe}] > +0.4\,\mathrm{dex}$. Les âges étant actuellement un facteur limitant dans l'analyse des grands relevés, les distances fournies par la mission Gaia grâce aux parallaxes seront une occasion de contraindre plus efficacement la relation entre l'âge et les dispersions des vitesses, en particulier pour les étoiles les plus âgées. La découverte récente d'étoiles plus jeunes que 6 milliards d'années et enrichies en éléments α ($[\alpha/\mathrm{Fe}] > +0.13\,\mathrm{dex}$) par le projet APOKASC [Martig *et al.* 2015,

Chiappini *et al.* 2015] remettent en cause le principe de relation entre l'âge et le rapport [α/Fe] dans le disque. La mission Gaia sera enfin l'occasion de vérifier si les décroissances des dispersions des vitesses dans le disque épais sont bien des séquences temporelles.

Chapitre 5

Le lithium dans la Voie Lactée

Sommaire

5.1 Evolution du lithium dans notre Galaxie 177
5.1.1 Echantillon de travail 180
5.1.2 Comportement de l'abondance en lithium avec la métallicité . 181
5.1.3 Modèles d'évolution chimique du lithium dans la Voie Lactée 186
5.1.4 Résumé des résultats AMBRE 190
5.2 Marquage chimique du disque galactique avec le lithium . . 191
5.2.1 Séparation chimique entre les disques mince et épais 191
5.2.2 Le lithium dans le disque mince et le disque épais 193
5.3 Conclusions 197

Le lithium est un élément chimique très important à étudier car ses étapes de production, destruction et évolution dans la Voie Lactée sont encore mal contraintes à ce jour. Dans ce chapitre, nous nous proposons de mener une discussion du catalogue AMBRE/Li présenté dans le Chapitre 3. Nous présentons d'abord dans la Sect 5.1 comment l'abondance du lithium évolue dans la Voie Lactée avec la métallicité, puis nous étudions dans la Sect 5.2 le comportement du lithium dans deux grandes structures de notre Galaxie : le disque mince et le disque épais.

5.1 Evolution du lithium dans notre Galaxie

Afin de comprendre l'évolution du lithium dans notre Galaxie, il convient tout d'abord de décrire l'évolution du lithium primordial. En effet, la théorie standard de la nucléosynthèse du Big Bang (SBBN, *e.g.* [Boesgaard & Steigman 1985]) permet de prédire avec précision les abondances primordiales des éléments légers (D, He, Li) en fonction de la densité cosmique de baryons ou de façon équivalente au rapport entre baryons et photons. Ce rapport a été contraint récemment à l'aide des données de la mission WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy*) sur l'anisotropie du rayonnement du fond diffus cosmologique [Spergel *et al.* 2003] et a permis d'estimer l'abondance primordiale de lithium comme étant $A_{Li} = 2.6\,\mathrm{dex}$.

Le *lithium problem*

Cette valeur actuelle du lithium primordial fait encore l'objet d'une controverse. En effet, [Spite & Spite 1982] ont observé que l'abondance du lithium dans l'atmosphère des étoiles naines pauvres en métaux ([M/H] $< -1\,\mathrm{dex}$) est de l'ordre de

$A_{Li} \sim 2.2$ dex, et présente une certaine dispersion, typiquement 0.1 dex. A l'époque, avant les résultats de WMAP, [Spite & Spite 1982] ont interprété que l'abondance du lithium dans ces étoiles pauvres en métaux n'a pas été modifiée par quelconque mécanisme de destruction, et pouvait donc être représentative de l'abondance primordiale du lithium dans le milieu interstellaire. Cet écart observé entre les prédiction de WMAP et le plateau des Spite est communément appelé le *lithium problem*. Plusieurs études ont expliqué qu'un mécanisme de destruction du lithium primordial par ces étoiles pauvres en métaux serait envisageable afin d'expliquer la présence du plateau des Spite, *e.g.* [Pinsonneault *et al.* 1999].

Sources de production du lithium

Il est à présent clair que le lithium du milieu interstellaire a subi des phases d'enrichissement au cours du temps. Le meilleur exemple est donné par l'abondance du lithium météoritique ($A_{Li} = 3.25$ dex, [Grevesse *et al.* 2007]), bien plus élevée que l'abondance primordiale du lithium.

Il est à présent clair que le lithium est produit par les rayons cosmiques galactiques (GCR) [Reeves 1970], par processus de spallation des noyaux de C, N, et O du milieu interstellaire.

De plus, les étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB) ont été reconnues comme des productrices de lithium, *e.g.* [Smith & Lambert 1989, Abia *et al.* 1999]. En effet, la production de lithium est possible pour un domaine de masses $M \sim 4-6\,M_{\odot}$, par phénomène de *Hot Bottom Burning* lorsque la température à la base de la zone convective est supérieure à 10^7 K et que le transport du béryllium devient efficace [Cameron & Fowler 1971, Sackmann & Boothroyd 1992]. Ces étoiles polluent ainsi le milieu interstellaire par perte de masse ou sous forme de nébuleuses planétaires.

D'autre part, il a été montré qu'une forte concentration de lithium peut être formée pendant l'explosion de Novas (voir par exemple [Arnould & Norgaard 1975] et [Starrfield *et al.* 1978]). Cependant, la contribution réelle de ces étoiles à l'enrichissement du milieu interstellaire n'est pas encore claire, certaines études prédisant une forte contribution, *e.g.* [D'Antona & Matteucci 1991] alors que d'autres soulignent une contribution négligeable, *e.g.* [Boffin *et al.* 1993].

Les étoiles géantes rouges (RGB) de faible masse ($M \lesssim 2.5\,M_{\odot}$), riches en lithium peuvent aussi contribuer à l'enrichissement du milieu interstellaire par perte de masse (*e.g.* [de La Reza *et al.* 1996]). Normalement pauvres en lithium, les RGBs produiraient du lithum par le processus de *cool bottom burning*. Le ^{7}Be, produit à partir de ^{3}He dans la couche où l'hydrogène brûle, serait transporté à la base de la zone convective et amené à la surface plus froide et désintégré en lithium [Sackmann & Boothroyd 1999].

Enfin, nous pouvons citer l'exemple des Supernovas de type II (SNII, CCSN). Le lithium est produit dans la couche de He, *e.g.* [Hartmann *et al.* 1999]. Les atomes de ^{4}He sont tout d'abord excités par des neutrinos via diffusion inélastique, puis sont désexcités par émission d'un neutron ou d'un proton. L'élement produit réagit alors avec les atomes de ^4He très abondants pour former du lithium et du ^{7}Be.

Toutes ces sources rendent difficile la modélisation de l'évolution chimique du lithium dans notre Galaxie car leur contribution relative et rendement sont mal contraints. De plus, il est clair que les étoiles de faibles masses détruisent le lithium qu'elles contiennent durant la phase précédent la séquence principale et pendant celle-ci à la base de leur zone convective [Hayashi & Nakano 1963]. L'exemple le plus simple est le Soleil, dont l'abondance photosphérique est $A_{Li} = 1.05$ dex (*e.g.* [Grevesse *et al.* 2007]) alors que pour les météorites formées à partir du même milieu, une abondance de 3.25 dex est reportée.

Il n'est donc pas trivial de considérer l'abondance photosphérique comme une mesure de l'abondance du milieu interstellaire dans lequel les étoiles sont nées. En revanche, la métallicité peut être interprétée comme un traceur du temps et ainsi permettre de contraindre l'abondance de lithium au cours du temps. Depuis [Spite & Spite 1982], de nombreuses études de la littérature se sont penchées sur ce problème, essayant de tracer l'évolution chimique du lithium dans la Voie lactée d'un point de vue observationnel. Par la suite, nous nous concentrons sur la dernière décennie, et en particulier sur les études basées sur des grands échantillons.

Evolution du lithium avec la métallicité dans la littérature

Dans ce contexte, [Lambert & Reddy 2004], à partir de 451 étoiles naines de type F-G du disque mince, ont étudié le comportement de A_{Li} en fonction de la métallicité. Leur échantillon d'étoiles est issu de trois publications différentes, donc inhomogène. Ces auteurs ont mené leur étude en corrigeant leurs abondances des effets NETL. Afin de prendre en compte le fait que les étoiles détruisent leur lithium au cours de leur vie, ces auteurs ont utilisé une approche originale : pour un intervalle de métallicité donné, la valeur de lithium du milieu interstellaire est choisi comme la moyenne des abondances de lithium des 6 étoiles présentant les plus hautes valeurs de A_{Li}. Comme illustré dans la FIGURE 5.1, [Lambert & Reddy 2004] ont mesuré un net accroissement de l'abondance de lithium avec la métallicité sur le domaine $-1 \leq$ [M/H] $\leq +0.1$ dex jusqu'à $A_{Li} = 3.33$ dex. Ces auteurs ont interprété cette observation comme résultant directement de la formation du disque mince, mais suspectent que les biais entre les 3 échantillons utilisés soient à l'origine de cet accroissement du lithium avec la métallicité.

Plus récemment, [Delgado Mena *et al.* 2015] ont étudié l'évolution du lithium avec la métallicité grâce à un échantillon de ~ 350 naines de type F, observées avec le spectrographe HARPS. Ces auteurs ont mené une analyse à l'ETL, et ont suivi

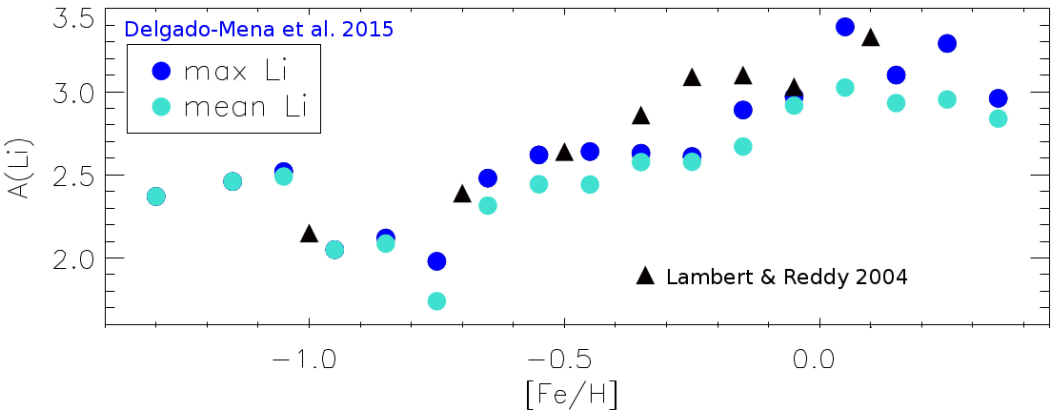

FIGURE 5.1 – Comportement de l'abondance en lithium dans le disque en fonction de la métallicité. Deux études sont présentées : [Lambert & Reddy 2004] (triangles noirs) et [Delgado Mena *et al.* 2015] (cercles bleus). Figure adaptée de [Delgado Mena *et al.* 2015].

la même approche que [Lambert & Reddy 2004]. La relation entre A_{Li} et [M/H] mesurée par [Delgado Mena *et al.* 2015] couvre un plus large domaine de métallicité, $-1.3 < [M/H] < +0.4$ dex, comme montré dans la FIGURE 5.1. Nous notons cependant que certains intervalles de métallicité ne contiennent que une ou deux étoiles. L'abondance maximale atteinte est $A_{Li} \sim 3.39$ dex à métallicité solaire, en accord avec l'abondance des météorites. En particulier, ces auteurs ont pu contraindre partiellement le comportement de A_{Li} à métallicité supra-Solaires, suggérant un aplatissement voire même une décroissance pour l'intervalle de métallicité le plus riche. Selon ces auteurs, ce comportement est dû au fait que les étoiles à forte métallicité ont tendance a détruire leur lithium car la zone convective est plus importante.

Tirant avantage de notre catalogue AMBRE/Li, nous avons décidé de mener ce même type d'étude, afin d'essayer de mieux contraindre la variation entre l'abondance du lithium avec la métallicité dans la Voie Lactée. En effet, le catalogue AMBRE/Li est parfaitement homogène et sa statistique suffisamment importante pour mener à bien ce type d'étude. En particulier, le catalogue possède un grand nombre d'étoiles comparé à [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015]. Nous présentons dans les sections suivantes l'échantillon de travail, puis les résultats obtenus et enfin nous discutons les tendances trouvées dans le contexte des modèles d'évolution chimique dans la Voie lactée.

5.1.1 Echantillon de travail

Se basant sur le catalogue AMBRE/Li, nous avons tout d'abord sélectionné les étoiles naines et sous-géantes ($\log(g) \geq 3.7$), rejetant ainsi les étoiles de la

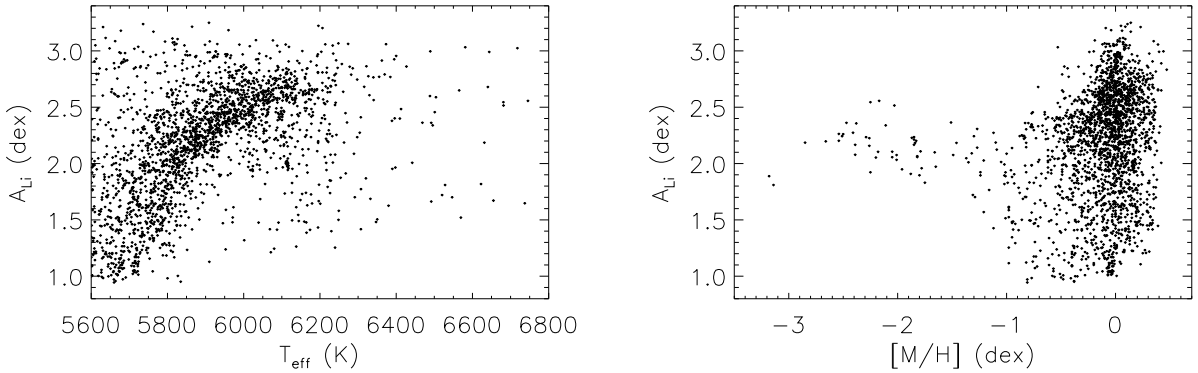

FIGURE 5.2 – Abondances du lithium de l'échantillon de travail composé de 2 249 étoiles du catalogue AMBRE/Li, en fonction de $T_{\rm eff}$ (à gauche) et [M/H] (à droite).

branche des géantes. En effet, les étoiles géantes sont connues pour détruire de façon significative le lithium pendant le *first dredge-up* car la zone convective s'étend et atteint des zones plus chaudes où le lithium est facilement brûlé. De plus, certaines de ces géantes produisent du lithium. Concernant le domaine de température effective, nous l'avons restreint à $T_{\rm eff} \geq 5\,600\,$K, comme dans l'étude de [Lambert & Reddy 2004, Delgado Mena *et al.* 2015]. Nous n'avons pas appliqué de critère de sélection sur les erreurs des paramètres atmosphériques car celles-ci sont typiquement constantes sur tout l'échantillon. En revanche, nous avons rejeté les étoiles avec un SNR$<$ 30. Enfin, nous n'avons gardé que les étoiles pour lesquelles nous avons pu estimer une correction NETL et rejeté celles pour lesquelles nous avons déterminé des limites supérieures ou inférieures. L'échantillon de travail est donc composé de 2 249 étoiles du catalogue AMBRE/Li. Les erreurs sur les déterminations de $A_{\rm Li}$ sont typiquement de 0.10 dex. L'abondance du lithium en fonction de la température effective et de la métallicité est montrée dans la FIGURE 5.2. Nous retrouvons bien le plateau des Spite à $A_{\rm Li} \sim 2.2\,$dex pour les étoiles les plus pauvres en métaux. Nous notons que cet échantillon est parfaitement homogène et significativement plus grand que ceux de [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015].

5.1.2 Comportement de l'abondance en lithium avec la métallicité

Comme notre échantillon de travail couvre un large domaine de métallicité ($-3.3 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0.5$), nous présentons d'abord les abondances du lithium pour les étoiles les plus pauvres en métaux ([M/H] $< -1.0\,$dex), puis nous étudions l'évolution de $A_{\rm Li}$ en fonction de la métallicité en suivant la même approche que [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015].

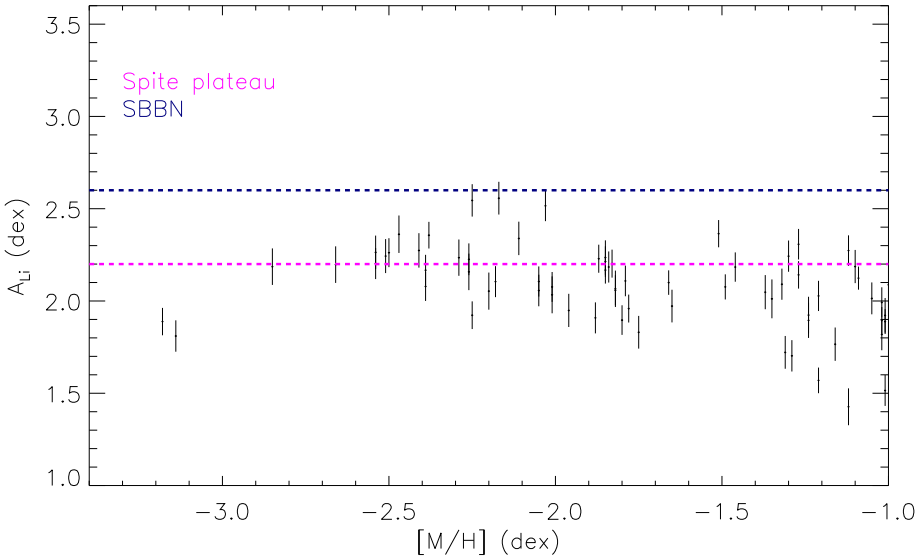

FIGURE 5.3 – Abondance du lithium en fonction de la métallicité pour [M/H] $<$ -1.0 dex pour les étoiles AMBRE. Nous avons également montré les valeurs typiques du plateau des Spite et du SBBN de la litérature.

Les étoiles du plateau des Spite dans notre échantillon AMBRE

Nous présentons dans la FIGURE 5.3 l'abondance de lithium en fonction de la métallicité pour les 71 étoiles de notre échantillon de travail décrit plus haut. Nous voyons clairement trois comportements : (1) les étoiles avec $-1.5 <$ [M/H] $<$ -1.0 dex présentent une certaine dispersion dans leurs abondances du lithium. (2) Nous voyons clairement que les abondances du lithium décrivent un plateau sur le domaine $-3.0 \lesssim$ [M/H] $\lesssim -1.5$ dex. (3) Nous observons que les deux étoiles les plus pauvres en métaux ([M/H] < -3.0 dex) ont des abondances du lithium plus faibles que les étoiles du plateau précédent. L'observation (2) est prévisible dans la mesure où notre échantillon est composé d'étoiles naines et sous géantes chaudes ($T_{\rm eff} > 5\,600$ K), consistantes avec le plateau des Spite. L'observation (1) semble indiquer que ces étoiles ($-1.5 <$ [M/H] < -1.0 dex) ont subi une destruction de leur lithium par rapport à celles du plateau des Spite. Nous constatons de plus que la température effective moyenne est plus faible de 250 K pour les étoiles du domaine $-1.5 <$ [M/H] < -1.0 dex que celles avec $-3.0 \lesssim$ [M/H] $\lesssim -1.5$ dex, suggérant une zone convective plus importante. Enfin, les deux étoiles avec [M/H] < -3 dex montrant des abondances du lithium bien plus faibles que le plateau des Spite sont en accord avec [Sbordone *et al.* 2010], ayant proposé que ces étoiles là auraient commencé à détruire leur lithium par un mécanisme lié à la diffusion dans l'atmosphère

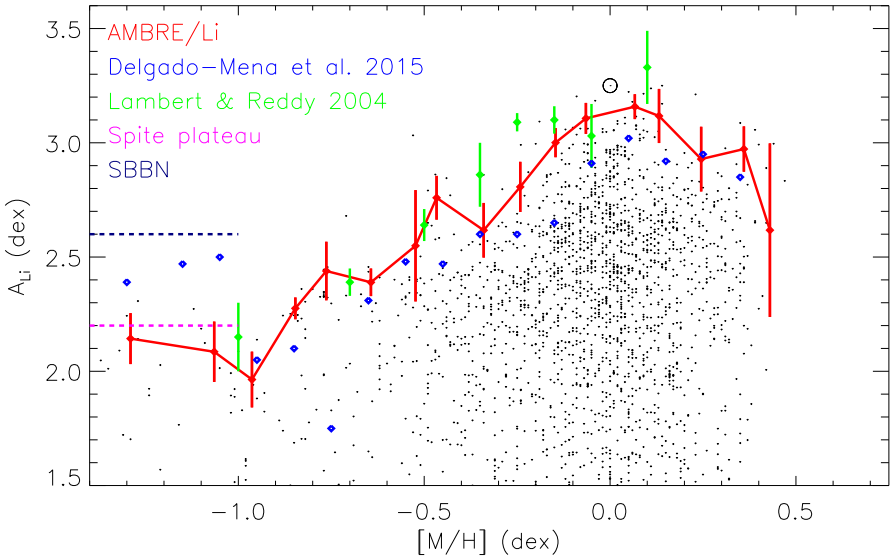

FIGURE 5.4 – Abondance maximale moyenne de lithium en fonction de la métallicité. Les résultats AMBRE/Li sont présentés en rouge. Nous avons également montré ceux de [Lambert & Reddy 2004], [Delgado Mena *et al.* 2015] ainsi que les valeurs du plateau des Spite et du SBBN de la litérature.

par rapport à celles du plateau des Spite.

Abondance maximale du lithium en fonction de la métallicité

Afin d'étudier l'enrichissement en lithium dans notre Galaxie, nous avons suivi la même procédure que [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015], en considérant le même intervalle de métallicité, *i.e.* $-1.4 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0.5$ dex. Nous avons découpé le domaine de métallicité de notre échantillon de travail en intervalles réguliers, par pas de Δ[M/H] $= 0.10$ dex sur le domaine $-1.0 \leq$ [M/H] $\leq +0.5$ dex. Pour le domaine $-1.4 \leq$ [M/H] ≤ -1.0 dex, nous avons adopté deux intervalles de Δ[M/H] $= 0.20$ dex. Pour chaque intervalle de métallicité, nous avons sélectionné les six étoiles présentant les abondances en lithium les plus hautes, calculant ainsi une abondance moyenne maximale. Pour chaque abondance maximale moyenne de lithium, nous avons adopté comme erreur la déviation standard des six déterminations de A_{Li}, plus réaliste qu'une erreur par bootstrap.

Nous présentons nos résultats dans la FIGURE 5.4. Nous constatons que l'abondance de lithium augmente avec la métallicité, sur le domaine $-1.0 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0.1$ dex atteignant $A_{Li} = 3.16$ dex à [M/H] $= +0.07$ dex, proche de la valeur

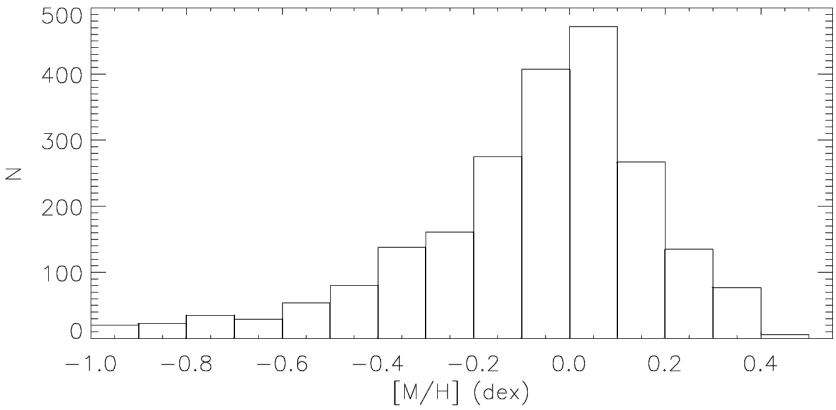

FIGURE 5.5 – Histogramme des métallicités de notre échantillon de travail pour le domaine $-1.0 \leq [\mathrm{M/H}] \leq +0.5\,\mathrm{dex}$.

météoritique. A métallicité supra-Solaires, nous constatons que l'abondance de lithium décroit clairement de 0.55 dex sur l'intervalle $+0.07 < [\mathrm{M/H}] < +0.43\,\mathrm{dex}$.

Stabilité des résultats AMBRE

Avant de comparer nos résultats aux études de [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015], nous testons la robustesse de notre relation, en fonction de l'échantillonnage des intervalles $\Delta[\mathrm{M/H}]$ de métallicité. Nous voulons être certains que les tendances précédentes sont statistiquement robustes. En effet, le nombre d'étoiles est faible pour $[\mathrm{M/H}] > +0.3\,\mathrm{dex}$, en particulier l'intervalle de métallicité le plus riche composé de 6 étoiles, comme montré dans la FIGURE 5.5. Pour ce faire, nous avons adopté trois échantillonnages différents : $\Delta[\mathrm{M/H}] = 0.10$, $\Delta[\mathrm{M/H}] = 0.15$ et $\Delta[\mathrm{M/H}] = 0.20\,\mathrm{dex}$. Pour chacun d'eux, nous avons dérivé une relation entre $\mathrm{A_{Li}}$ et [M/H] sur le domaine $d = \{-1.4 < [\mathrm{M/H}] < +0.5\}$ comme précédemment. Puis, nous avons décalé ce domaine d de $\pm 0.05\,\mathrm{dex}$ et dérivé de nouvelles relations. Ainsi, nous avons un total de 9 relations. Celles-ci sont présentées dans la FIGURE 5.6. Nous voyons clairement que l'abondance maximale moyenne augmente bien sur le domaine $-1.0 \lesssim [\mathrm{M/H}] \lesssim +0.1\,\mathrm{dex}$ de $\mathrm{A_{Li}} = 2.10\,\mathrm{dex}$ à $\mathrm{A_{Li}} = 3.10\,\mathrm{dex}$, quel que soit l'échantillonnage. De plus, la décroissance de l'abondance du lithium à métallicité supra-Solaire est confirmée avec les données AMBRE. Nous notons enfin que toutes les tendances AMBRE sont relativement stables par rapport aux domaines de $\log(g)$ et T_{eff} sélectionnés pour construire notre échantillon de travail.

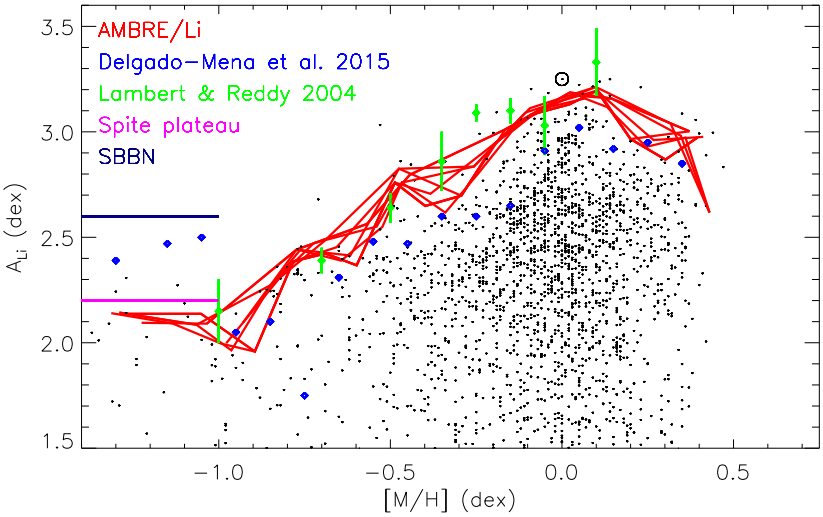

FIGURE 5.6 – Même figure que FIGURE 5.4, mais cette fois-ci les tendances AMBRE/Li sont dérivées pour plusieurs échantillonnages : Δ[M/H] = 0.10, Δ[M/H] = 0.15 et Δ[M/H] = 0.20 dex. Les barres d'erreurs des tendances AMBRE/Li ne sont pas montrées pour plus de clarté.

Comparaison des résultats AMBRE avec la littérature

Nous comparons ici nos tendances A_{Li} *vs* [M/H] avec [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015]. Tout d'abord, nous voyons clairement que sur le domaine [M/H] < -1 dex, nous sommes consistants avec le plateau des Spite, tout comme [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015] (voir FIGURE 5.1). Puis, nous constatons que nos tendances sur le domaine $-1 <$ [M/H] $< +0.0$ sont en accord dans les barres d'erreurs avec [Lambert & Reddy 2004]. Sur ce même domaine, nous notons de plus que nos tendances sont systématiquement plus hautes que celles de [Delgado Mena *et al.* 2015]. Les corrections NETL pour ce domaine de métallicité (et de $\log(g)$ et $T_{\rm eff}$) sont de l'ordre de $[+0.0; -0.05]$ dex, et ne peuvent pas expliquer une telle différence observée. En revanche, il est possible que [Delgado Mena *et al.* 2015] aient peu d'étoiles avec peu de destruction du lithium. Ainsi, leur étude peut être biaisée par des étoiles ayant détruit leur lithium. Enfin, concernant le domaine de métallicités supra-Solaires, seulement contraint par [Delgado Mena *et al.* 2015], nous constatons que nos résultats sont consistants avec la décroissance de l'abondance de lithium trouvée par ces auteurs. Nous notons toutefois qu'avec AMBRE, cette décroissance est bien mieux contrainte.

5.1.3 Modèles d'évolution chimique du lithium dans la Voie Lactée

A ce jour, plusieurs modèles d'évolution chimique du lithium dans notre Galaxie ont été publiés. Les modèles d'évolution chimique suivent l'évolution avec le temps de l'abondance du gaz dans la Galaxie en prenant en compte l'histoire de formation stellaire, les quantités de lithium produites par les étoiles et éventuellement la circulation du gaz (accrétion ou éjection de gaz). Ceux-ci reposent principalement sur deux ingrédients : les différentes sources de lithium (SBBN, nova, AGB, RGB, CCSN, GCR) et leur contribution respective.

Fields & Olive 1999

[Fields & Olive 1999] ont développé un modèle d'évolution chimique du lithium dans la Voie lactée, basé sur l'abondance moyenne de lithium du plateau des Spite. Ces auteurs n'ont considéré que deux sources principales d'enrichissement en lithium du milieu interstellaire : les rayons cosmiques et les supernovas. De plus, deux types de modèles ont été considérés : un premier modèle dit *closed-box* dans lequel aucune perte de matière n'est autorisée, et un second prenant en compte des *outflows* (milieu interstellaire chauffé par les CCSNs et expulsé de la Galaxie, et matière produite par les CCSNs expulsée également). Ces auteurs ont de plus montré que le fait de considérer un modèle fermé ou ouvert n'entraîne pas de changements majeurs de leurs résultats. [Fields & Olive 1999] ont montré que le lithium dans la Galaxie augmente avec la métallicité, du plateau des Spite à la métallicité Solaire. Cependant, ces auteurs ne sont pas en mesure d'ajuster l'abondance de lithium dans les météorites car ils n'ont pas pris en compte les autres sources stellaires de lithium, telles que les AGBs, comme montré dans la FIGURE 5.7 (données observationnelles provenant de [Bonifacio & Molaro 1997]). Cependant, leur modèle suggère qu'à des métallicités supra-Solaires l'abondance de lithium dans le milieu interstellaire diminue, ce que nous observons clairement avec AMBRE. L'origine de cette décroissance n'est pas expliquée, mais pourrait être liée à des *outflows*, vu que ce phénomène n'est observé que dans le second modèle de [Fields & Olive 1999].

Romano *et al.* 2001

[Romano *et al.* 2001] ont développé un modèle d'évolution du lithium de notre Galaxie en considérant cinq sources de production : SNII, AGBs, RGBs, novas, GCRs. Ces auteurs ont de plus considéré la contribution des binaires X de faible masse, mais ont montré que leur apport au milieu interstellaire est négligeable. Leur modèle d'évolution du lithium est montré dans la FIGURE 5.8. Nous voyons que leur modèle arrive à ajuster l'enveloppe de la distribution des abondances de lithium (données observées provenant de [Romano *et al.* 1999, Ryan *et al.* 2001, Filippenko *et al.* 1995]), ainsi que la valeur des météorites. [Romano *et al.* 2001] ont montré que le résultat de leur modèle n'était pas dépendant de la valeur de lithium primordial. Ces auteurs ont de plus montré que la contribution des novas est néces-

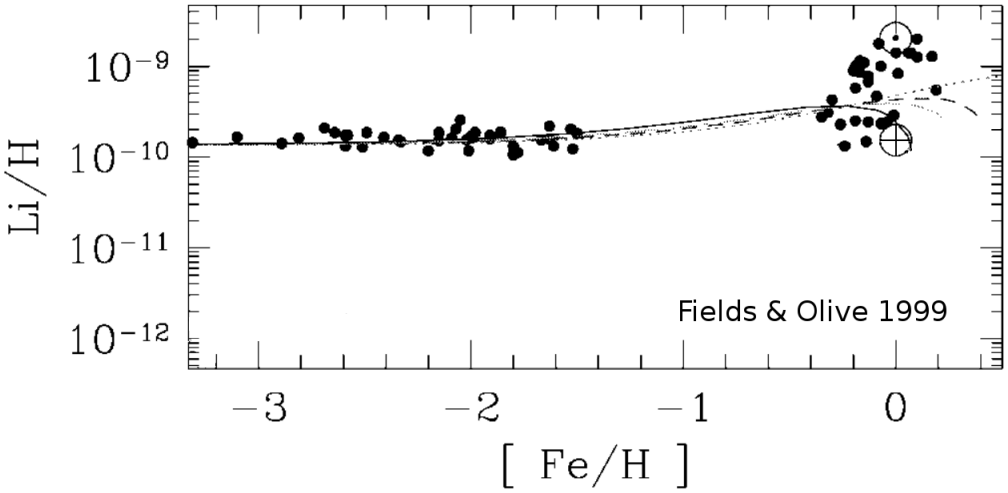

FIGURE 5.7 – Abondance de lithium par rapport à l'hydrogène en fonction du rapport [Fe/H] (trait plein) pour le modèle avec *outflows*. Les courbes en pointillés et traits discontinus correspondent à différentes fractions d'éjectas. Les abondances photoshériques et météoritiques sont indiquées par les symboles $\oplus$ et $\odot$. Figure adaptée de [Fields & Olive 1999].

saire afin de reproduire la brute augmentation de A_{Li} pour [M/H] > -0.5 dex ($\sim$ 18 % de la valeur météoritique). De plus, les géantes de faible masse ($1 < M_{\odot} < 2$) seraient responsables de la transition entre le plateau des Spite et la croissance de A_{Li} (41 % de la valeur météoritique). Enfin, ces auteurs ont montré que dans leur modèle, la contribution des AGBs est très faible ($\sim$ 0.5 %). En effet, durant les dernières phases d'évolution, une grande quantité de ^{3}He est brulée, impliquant une nette diminution de l'abondance de lithium, donc une faible contribution à l'enrichissement du milieu interstellaire. De plus, les auteurs ont considéré un faible taux de pertes de masse, comme suggéré par [Ventura *et al.* 2000]. En comparant directement leur modèle à notre relation obtenue avec les données AMBRE (comme montré dans la FIGURE 5.8), nous voyons que l'accord est bon dans les barres d'erreurs et qu'un tel modèle est réaliste, dans le cadre de cette comparaison. Cependant, le modèle de [Romano *et al.* 2001] ne contraint pas l'abondance de lithium à métallicité supra-Solaires. Nous notons enfin que [Romano *et al.* 2003] ont mis à jour cette étude en considérant l'abondance de lithium primordial fournie par WMAP (au lieu du plateau des Spite), mais n'ont pas tiré de conclusions différentes de [Romano *et al.* 2001].

Travaglio *et al.* 2001

[Travaglio *et al.* 2001] se sont inéressés à l'évolution du lithium dans la Voie Lactée produit uniquement par des sources stellaires : SNII , novas, AGBs et RGBs.

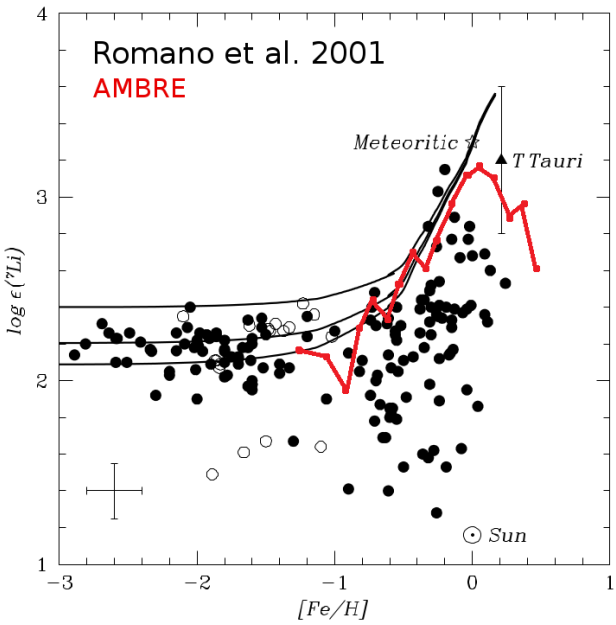

FIGURE 5.8 – Abondance de lithium en fonction du rapport [Fe/H] du modèle de [Romano *et al.* 2001] (trait plein). Nos résultats sont montrés en rouge. Figure adtaptée de [Romano *et al.* 2001].

Ces auteurs ont montré que les novas ont une contribution de l'ordre de $\sim 10\%$ du lithium météoritique alors que les RGBs contribuent à $\sim 20\%$. Concernant le SNII, leur contribution n'est pas claire. En effet, ces auteurs ont déterminé que ces étoiles apportent $\sim 40\%$ du lithium météoritique si les *yields*[1] de [Woosley *et al.* 1990] sont adoptés. Ceci est en accord avec les travaux de [Matteucci *et al.* 1995]. En revanche, cette contribution tombe à $\sim 10\%$ si les derniers modèles hydrodynamiques de SNII sont utilisés [Heger *et al.* 2000]. La situation n'était donc pas claire sur la véritable contribution des SNII. Il en est de même pour les AGBs. En effet, [Travaglio *et al.* 2001] ont montré que ces étoiles peuvent avoir un impact significatif sur l'enrichissement interstellaire, malgré les incertitudes sur les estimations de pertes de masse à la fin de la phase AGB. Nous notons que le modèle dévelopé par ces auteurs ne parvient pas à reproduire l'abondance météoritique du lithium ni les observations de [Balachandran 1990b] (triangles vides) pour $[M/H] < -0.4$. En revanche, leur modèle est capable d'ajuster correctement l'enveloppe de lithium des observations de [Lambert *et al.* 1991] et celles de notre étude pour $[M/H] < -0.4$ dex. Dans le cadre de notre relation dérivée avec les données AMBRE dans la Sect 5.1.2, nous pouvons comparer celle-ci au modèle de [Travaglio *et al.* 2001], comme illustré dans la FIGURE 5.9. Nous voyons que ce modèle est quantitativement consistant avec nos observations pour $[M/H] < +0.0$ dex. Cependant, [Travaglio *et al.* 2001] ne fournissent pas de tendance sur un large domaine de métallicité supra-Solaire.

1. masse d'éléments formés et éjectés par l'étoile, intégrée sur toute sa durée de vie.

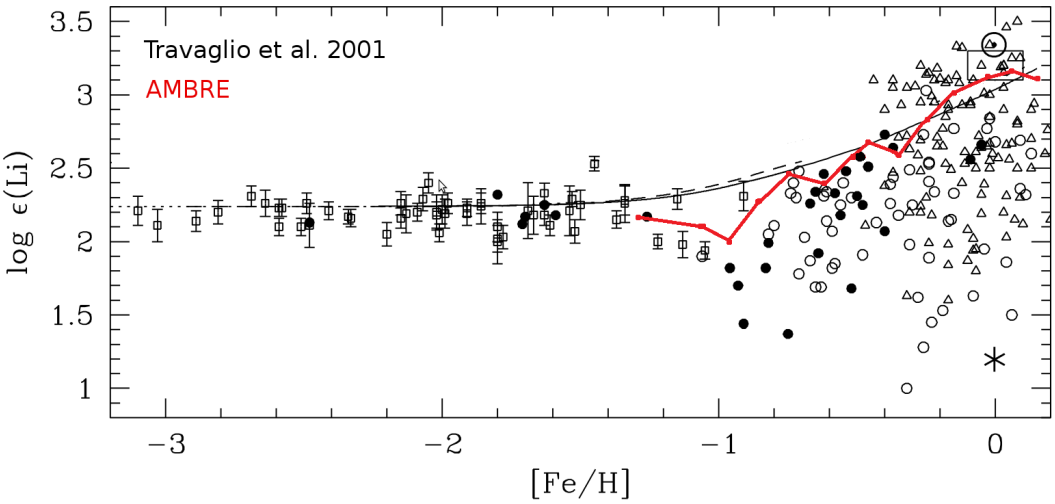

FIGURE 5.9 – Abondance de lithium en fonction du rapport [Fe/H] du modèle de [Travaglio *et al.* 2001] (trait plein). Nos résultats sont montrés en rouge. Figure adaptée de [Travaglio *et al.* 2001].

Prantzos 2012

Récemment, [Prantzos 2012] s'est intéressé au problème de l'enrichissement en lithium, béryllium et bore de la Voie Lactée, dont nous discutons ici uniquement l'évolution de l'élément lithium. Basé sur le modèle d'évolution chimique développé par [Goswami & Prantzos 2000], [Prantzos 2012] a considéré diverses sources de lithium dans la Galaxie adoptant la valeur du lithium prédite par le SBBN (A_{Li} = 2.6 dex) comme abondance primordiale. La production de lithium par les rayons cosmiques a bien entendu été incluse. Deux modèles ont été mis en place en fonction des différentes sources stellaires. Le premier modèle (A) inclut des CCSNs, avec des *yields* calculés par [Woosley & Weaver 1995]. Les AGBs, RGBs et novas sont aussi considérées. Avec ce modèle, [Prantzos 2012] rapporte que $\sim$ 45% du lithium météoritique est produit à partir des CCSNs, GCRs et du lithium primordial après 7.5 milliards d'années. A partir de ce résultat, [Prantzos 2012] est en mesure de prédire les *yields* des AGBs, RGBs et novas en ajustant une de ces trois sources afin de retrouver l'abondance météoritique. [Prantzos 2012] note également que la situation sur ces contributions stellaires n'a pas évolué depuis [Romano *et al.* 2001] et [Travaglio *et al.* 2001] et que l'incertitude sur ces différentes sources implique que toute comparaison quantitative de l'évolution du lithium n'aurait pas de sens. Le second modèle (B) exclut les CCSNs, car les *yiels* de celles-ci semblent sur-estimées. [Prantzos 2012] conclut alors que la nucléosynthèse primordiale et les GCRs ne peuvent produire que 30% du lithium météoritique alors que les CCSNs ne peuvent en fournir, au plus, que 20%. Concernant les autres sources de lithium (novas,

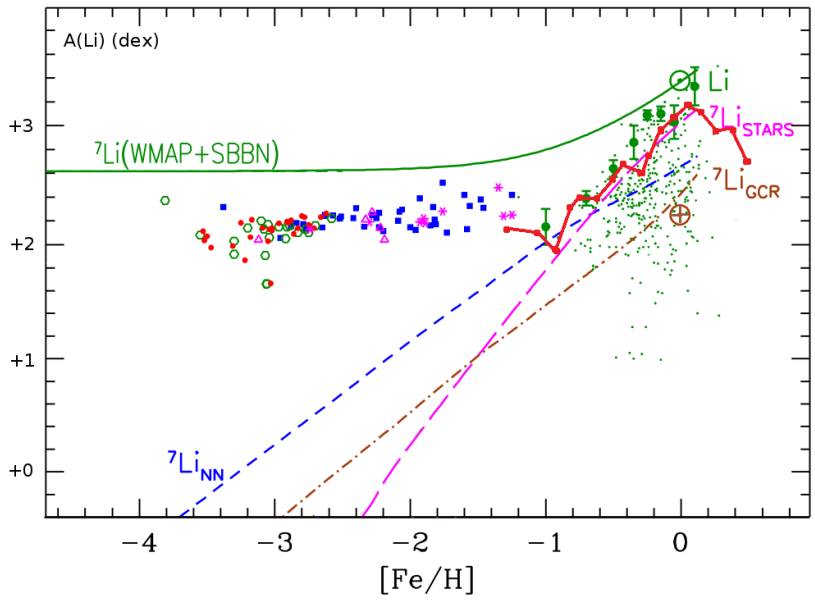

FIGURE 5.10 – Abondance de lithium en fonction du rapport [Fe/H] du modèle A de [Prantzos 2012] (trait vert). Nos résultats sont montrés en rouge (trait plein). Les étoiles du plateau des Spite proviennent de différentes publications et les points verts correspondent aux données de [Lambert & Reddy 2004]. Les abondances photoshériques et météoritiques sont indiquées par les symboles ⊕ et ⊙. Figure adaptée de [Prantzos 2012].

AGBs et RGs), [Prantzos 2012] conclut qu'elles contribuent pour 50% à l'abondance météoritique, mais que leur contribution individuelle n'est pas quantifiable à l'heure actuelle face à de trop grandes incertitudes sur leur *yields*. Les modèles de [Prantzos 2012] montrent bien une augmentation du lithium dans la Voie Lactée avec le temps comme nous l'avons mesuré avec les données AMBRE. Une comparaison est présentée dans la FIGURE 5.10 et montre que nos résultats AMBRE sont en accord qualitatif avec [Prantzos 2012]. Cependant, [Prantzos 2012] n'a pas posé de contrainte à métallicité supra-Solaire.

5.1.4 Résumé des résultats AMBRE

Grâce aux abondances de lithium du catalogue AMBRE/Li, nous avons pu tracer l'observation du lithium sur un large domaine de métallicité $-3.2 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0.5$ dex. Les tendances obtenues sont parfaitement homogènes, quelle que soit la métallicité, ce qui est une approche entièrement nouvelle. Le plateau des Spite est bien défini par les étoiles les plus pauvres en métaux ([M/H] $\lesssim -1.0$). Comme rapporté par les différents modèles d'évolution du lithium dans la Voie lactée, nous mesurons une claire augmentation de l'abondance de lithium dans le milieu interstellaire sur le domaine $-1 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0.0$ allant de $A_{Li} \sim 2.2$ dex à

$A_{Li} \sim 3.1$ dex. Nous avons de plus pu montrer sans ambiguïté que l'abondance du lithium décroit sensiblement pour des métallicités supra-Solaires ([M/H] > +0.0), passant de $A_{Li} \sim 3.1$ dex à $A_{Li} \sim 2.9$ dex. Pour le moment, aucun modèle ne prédit cette décroissance, à part celui de [Fields & Olive 1999]. Cependant, ces auteurs ne donnent pas d'explication claire à ce sujet, mais cette décroissance pourrait être lié aux *outflows* dans la Galaxie.

5.2 Marquage chimique du disque galactique avec le lithium

Depuis l'étude de [Gilmore & Reid 1983] et dans le contexte des études récentes d'Archéologie galactique, nous avons vu que la Voie Lactée ne possède pas un disque, mais deux composantes chimiquement et dynamiquement distinctes (voir par exemple [Bensby *et al.* 2003, Adibekyan *et al.* 2011, Recio-Blanco *et al.* 2014]), identifiées comme un disque mince et un disque épais. La discontinuité chimique entre les deux disques, basée sur l'abondances des éléments α est à présent une observation solide, montrant que les deux disques ont des histoires et des évolutions chimiques distinces.

Qu'en est-il du lithium ? Nous rappelons que cet élément est créé lors de la nucléo-synthèse primordiale, puis au cours de l'évolution de la Galaxie par différentes sources telles que les rayons cosmiques et supernovas. Bien que nous ayons vu précédemment que l'évolution du lithium dans le milieu interstellaire soit à ce jour encore incertaine, il est possible que celui-ci ait eu une évolution différente dans les deux disques de notre Galaxie. En effet, les étoiles du disque mince et du disque épais ne couvrent pas le même domaine d'âges, *e.g.* [Haywood *et al.* 2013] et ces disques sont donc composés de générations d'étoiles distinctes, nées dans un milieu interstellaire présentant des propriétés chimiques sûrement différentes. Nous nous proposons donc ici d'étudier les propriétés chimiques du lithium dans les deux disques de notre Galaxie. Grâce au rapport [α/Fe] fourni par le projet AMBRE, nous séparons chimiquement le disque mince du disque épais (Sect 5.2.1), puis nous étudions une possible distinction en lithium entre les deux disques (Sect 5.2.2).

5.2.1 Séparation chimique entre les disques mince et épais

Dans le Chapitre 4, nous avons vu que le disque mince et le disque épais étaient caractérisés par des abondances distinctes en éléments α. Le rapport [α/Fe] fourni par le projet AMBRE est une opportunité pour à nouveau séparer chimiquement les deux disques. Nous notons que dans le cadre du projet AMBRE, il s'agit de la première fois qu'une telle séparation est cherchée avec le rapport [α/Fe].

Echantillon de travail

Nous avons construit notre échantillon de travail à partir du catalogue AMBRE/Li présenté dans le Chapitre 3. Nous avons rejeté les étoiles pour lesquelles

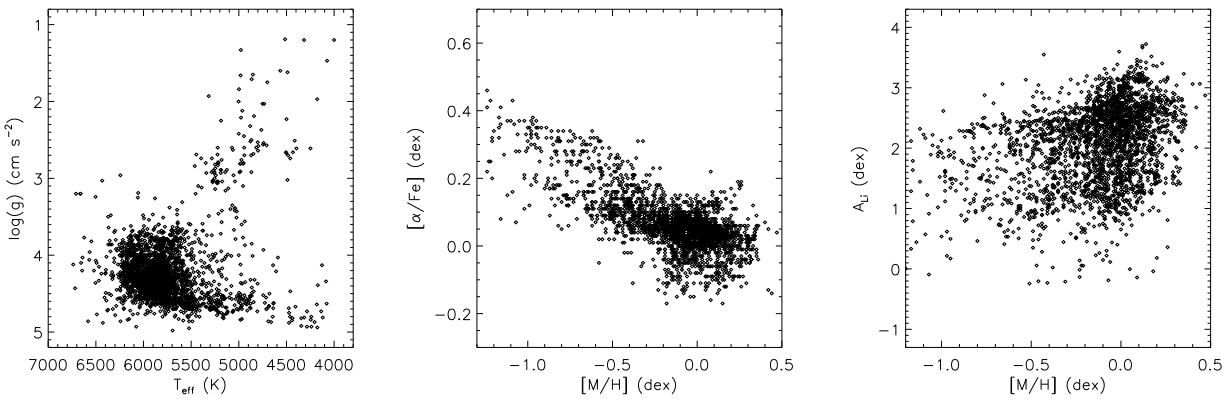

FIGURE 5.11 – Echantillon de travail, composé de 2 628 étoiles représentées dans les plans $\log(g)$ *vs* $T_{\rm eff}$, $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ *vs* $[\mathrm{M/H}]$ et $\mathrm{A_{Li}}$ *vs*$[\mathrm{M/H}]$.

nous n'avons pas déterminé de corrections NETL sur l'abondance de lithium. De plus, nous n'avons pas considéré les étoiles présentant une limite supérieure ou inférieure d'abondance de lithium. Enfin, nous n'avons gardé que les étoiles présentant les meilleurs paramètres atmopshériques, *i.e.* QUALITY_FLAG = 0. En accord avec notre application scientifique du Chapitre 3, nous avons rejeté les étoiles avec $[\mathrm{M/H}] < -1.25$ dex, probablement du halo, peu représentatives du disque mince et du disque épais en terme de métallicité. Au final, notre échantillon de travail est composé de 2 628 étoiles. Nous pouvons voir dans la FIGURE 5.11 que cet échantillon couvre un large domaine de métallicité et d'abondance de lithium. Le rapport signal à bruit a comme valeur minimale SNR = 15 et a pour médiane SNR = 105.

Dichotomie chimique grâce au rapport $[\alpha/\mathrm{Fe}]$

Comme illustré dans la FIGURE 5.11, le plan $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ *vs* $[\mathrm{M/H}]$ semble présenter deux populations distinctes. Une première présente essentiellement des métallicités entre -0.7 dex et $+0.5$ dex avec des rapports $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ typiquement inférieurs à $+0.2$ dex. Une seconde population semble être plus pauvre en métaux ($[\mathrm{M/H}] < -0.3$ dex) et présenter un enrichissement en éléments α ($[\alpha/\mathrm{Fe}] > +0.2$ dex). Ces deux populations semblent en effet correspondre au disque mince et au disque épais. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 4, un moyen sûr de séparer chimiquement les deux disques est de se concentrer sur les étoiles ayant un haut SNR. Tout d'abord, nous avons sélectionné les étoiles avec SNR > 150, comme montré dans le panneau de gauche de la FIGURE 5.12. Pour différents intervalles de métallicité, nous avons cherché une discontinuité dans les distributions de $[\alpha/\mathrm{Fe}]$. Il s'agit de la même procédure que celle développée dans la Sect 4.2. Ces intervalles sont montrés dans le panneau de gauche de la FIGURE 5.12. La séparation chimique résultante

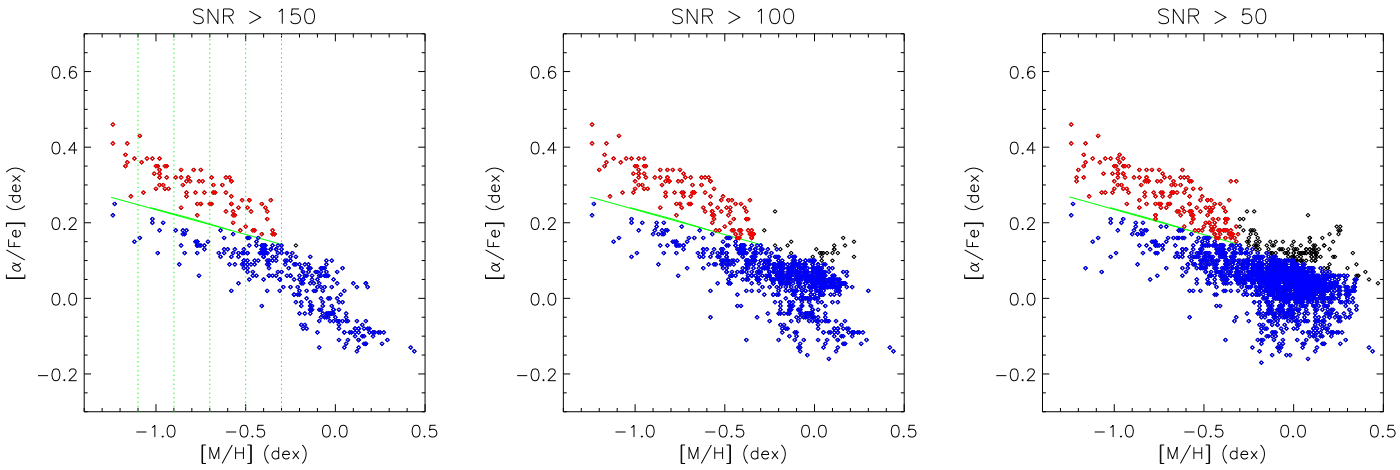

FIGURE 5.12 – Sous-échantillons d'étoiles AMBRE correspondants à différents intervalles de SNR : a) SNR > 150, 416 étoiles (les traits verticaux délimitent les intervalles de métallicités considérés pour définir la séparation chimique). b) SNR > 100, 1 027 étoiles. b) SNR > 50, 2 343 étoiles. Le disque mince et le disque épais sont représentés en bleu et rouge, respectivement et la séparation chimique en vert. Les étoiles en noir n'ont pas été identifiées comme appartenant à un des deux disques.

est linéaire. Dans cette même figure, nous voyons également que cette séparation est consistante pour les sous-échantillons ayant un intervalle de SNR plus faible. Avec la relation établie, nous définissons donc bien chimiquement le disque mince et le disque épais comme présentés dans la FIGURE 5.12. Nous notons que les étoiles avec [M/H] > −0.3 dex et des valeurs de [α/Fe] supérieures à la discontinuité n'ont pas été classées comme appartenant au disque mince ou au disque épais. A partir de cette séparation chimique, nous allons pouvoir étudier si une ces deux composantes est chimiquement distincte en lithium.

5.2.2 Le lithium dans le disque mince et le disque épais

Pour les étoiles AMBRE identifiées comme appartenant au disque mince et au disque épais, nous présentons leurs abondances en lithium en fonction de la métallicité dans la FIGURE 5.13. Trois sous-échantillons sont représentés, correspondants à ceux montrés dans la FIGURE 5.12 : SNR > 150, 416 étoiles ; SNR > 100, 1 027 étoiles ; SNR > 50, 2 343 étoiles. Nous présentons également nos résultats pour l'échantillon de travail total (SNR > 15, 2 628).

Nous voyons tout d'abord que, quel que soit l'échantillon considéré, l'enrichissement en lithium dans le disque mince augmente avec la métallicité, puis décroit aux métallicités supra-Solaires. Cette décroissance n'est pas une surprise car nous

l'avions déjà mise en lumière dans la Sect 5.1.2, ces étoiles étant probablement les plus jeunes du disque galactique. Pour le disque épais, nous constatons que l'abondance en lithium est plutôt constante avec la métallicité, autour de $A_{Li} \sim 2.0 - 2.2$. Pour [M/H] > -0.5 dex, il semble que l'abondance de lithium augmente légèrement avec la métallicité. Concernant les distributions d'abondances de lithium dans chaque disque pour l'échantillon de travail, nous voyons clairement que le disque mince est caractérisé par un seul pic à $A_{Li} \sim 2.5$ dex, avec une queue de distribution vers des abondances plus faibles. En revanche, la distribution de A_{Li} du disque épais présente deux pics distincts, $A_{Li} \sim 1.2$ dex et $A_{Li} \sim 2.0$ dex. Le second pic (abondance plus élevée) est sensiblement proche de la valeur du plateau des Spite *i.e.* $A_{Li} \sim 2.2$ dex. Nous notons que les différences d'abondances chimiques entre le disque mince et le disque épais peuvent être dues à des différences de masses, de métallicités, d'âges et donc de destruction de lithium.

Comparaison avec la littérature

Nous discutons nos résultats dans le contexte de deux études s'étant penchées sur ce même sujet du lithium dans les disques galactiques : [Ramírez *et al.* 2012] et [Delgado Mena *et al.* 2015].

[Ramírez *et al.* 2012] ont été les premiers a étudier le comportement de l'abondance du lithium dans le disque mince et le disque épais, basés sur un échantillon inhomogène de 1 381 étoiles naines et sous-géantes. Les erreurs typiques sur les paramètres atmosphériques et les abondances de lithium sont de 59 K en $T_{\rm eff}$, 0.08 cm s^{-2} en log(g), 0.05 dex en [Fe/H], 0.08 dex sur A_{Li} et des critères cinématiques ont été appliqués afin de séparer le disque mince du disque épais (sans que [Ramírez *et al.* 2012] ne donne plus de détail sur la méthode). Comme montré dans la FIGURE 5.14, [Ramírez *et al.* 2012] ont observé que le disque mince montre un enrichissement en lithium avec la métallicité alors que le disque épais présente une abondance maximale en lithium constante avec [M/H], proche de la valeur du plateau des Spite. Cependant, en décomposant le disque mince en tranches d'âges (> 2, > 5 et > 8 milliards d'années [2]), [Ramírez *et al.* 2012] ont montré que l'enveloppe d'abondance de lithium du disque mince est en continuité avec celle du disque épais. Nos résultats obtenus avec AMBRE, basés sur une séparation chimique, sont en accord avec [Ramírez *et al.* 2012] dans la mesure où nous avons observé que l'enveloppe de A_{Li} du disque mince est corrélée avec [M/H] (voir FIGURE 5.13), et que le disque épais présente une enveloppe consistante avec la valeur du plateau des Spite.

Par ailleurs, basés sur un échantillon homogène de $\sim$ 1 000 étoiles HARPS provenant de [Adibekyan *et al.* 2012], [Delgado Mena *et al.* 2015] ont étudié le com-

2. [Ramírez *et al.* 2012] ont déterminé les âges des étoiles en projetant la $T_{\rm eff}$ et la magnitude absolue dans un diagramme HR. Les distances HIPPARCOS ont été utilisées pour bien contraindre la magnitude absolue.

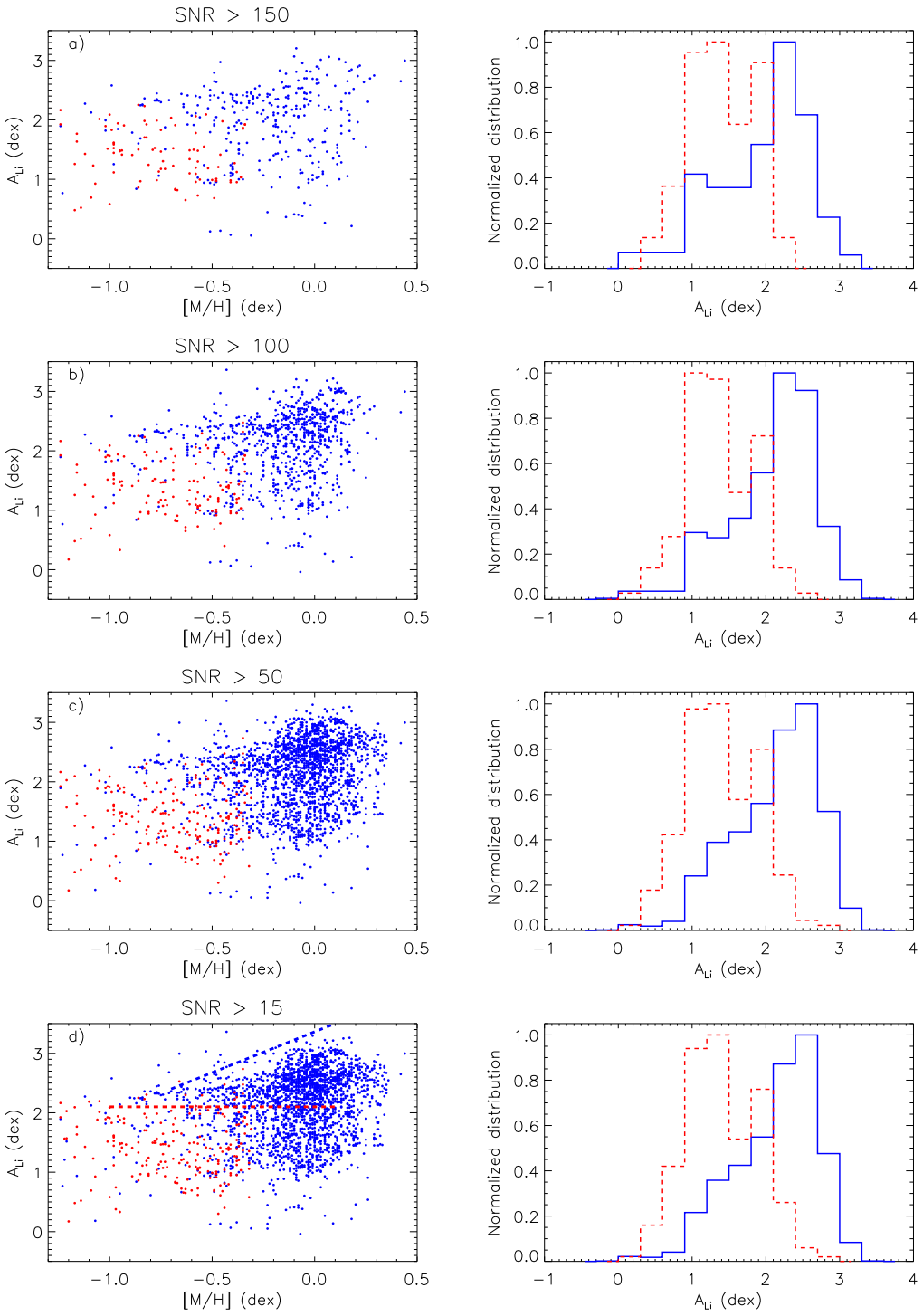

FIGURE 5.13 – Abondance chimique du lithum en fonction de la métallicité (à gauche) et sa distribution normalisée (à droite). Le disque mince est représenté en bleu et le disque épais en rouge. Les trois sous-échantillons présentés dans la FIGURE 5.12 sont montrés (SNR > 150, SNR > 150, SNR > 150) ainsi que l'échantillon de travail total (SNR > 15, 2 628 étoiles) de haut en bas. A titre de comparaison, l'enveloppe supérieure des deux disques de l'étude de [Ramírez *et al.* 2012] est montrée en pointillés dans la figure en bas à gauche.

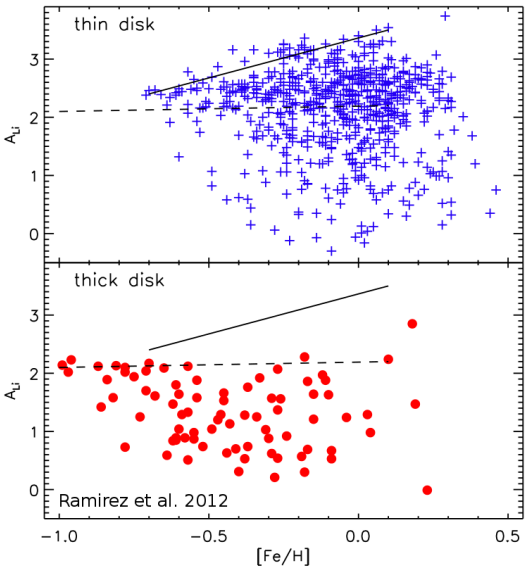

FIGURE 5.14 – Abondance du lithium en fonction du rapport [Fe/H] dans le disque mince (en bleu) et le disque épais (en rouge). Figure adaptée de [Ramírez *et al.* 2012].

portement de l'abondance de lithium avec la métallicité dans le disque mince et le disque épais. Les erreurs typiques sur les paramètres atmosphériques et abondances du lithium dans leur échantillon sont de 30 K en $T_{\rm eff}$, 0.06 cm s^{-2} en log(g), 0.03 dex en [Fe/H], 0.07 dex sur $A_{\rm Li}$ et des critères cinématiques et chimiques ont été appliqués afin de séparer les deux disques. Les critères cinématiques consistent à considérer que l'échantillon est un mélange d'étoiles du halo, du disque mince et du disque épais, suivant chacunes des distributions gaussiennes dans chaque composante de vitesse [Reddy *et al.* 2006]. La séparation chimique a été établie de façon classique dans le plan [α/Fe] *vs* [Fe/H], en cherchant des discontinuités dans les distributions de [α/Fe], pour chaque intervalle de métallicité. Comme montré dans la FIGURE 5.15, [Delgado Mena *et al.* 2015] ont observé que le disque mince présente des abondances maximales en lithium plus élevées que le disque épais, en accord avec [Ramírez *et al.* 2012]. Cependant, [Delgado Mena *et al.* 2015] observent une décroissance de l'abondance de lithium avec [Fe/H] dans le disque épais (quel que soit le type de séparation utilisé), en désaccord avec [Ramírez *et al.* 2012] (trouvant que $A_{\rm Li}$ est constant, avec des valeurs maximales autour du plateau des Spite). Par extension, nos résultats avec AMBRE (basés sur une séparation chimique des deux disques) ne sont pas en accord avec ceux de [Delgado Mena *et al.* 2015].

Pour conclure, nous voyons dans notre échantillon que le disque mince et le disque épais semblent avoir des enrichissements en lithium distincts. Nous notons cependant que nos étoiles couvrent sûrement un large domaine d'âges, reflétant

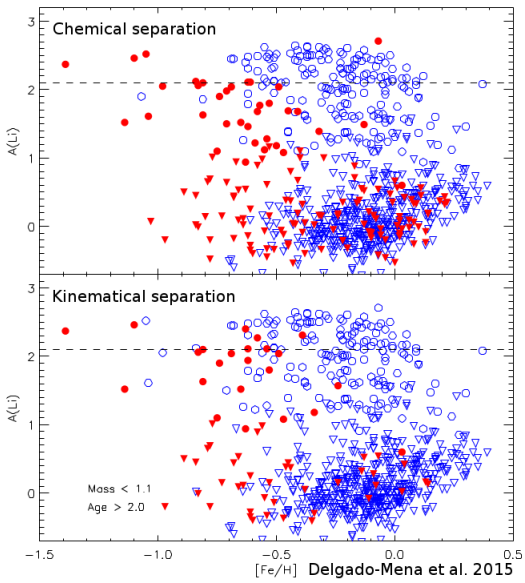

FIGURE 5.15 – Abondance du lithium en fonction du rapport [Fe/H] dans le disque mince (en blue) et le disque épais (en rouge). Figure adtaptée de [Delgado Mena *et al.* 2015].

peut-être différents degrés de destruction du lithium, plutôt qu'une différence de nucléosynthèse du lithium.

5.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons mené deux exploitations scientifiques du catalogue AMBRE/Li présenté dans le Chapitre 3. Nous avons tout d'abord étudié l'évolution chimique du lithium dans la Voie Lactée, puis nous avons tenté de contraindre une possible dichotomie chimique en lithium entre le disque mince et le disque épais.

L'enrichissement en lithium dans la Voie Lactée est malheureusement peu contraint à ce jour. En effet, il y a un manque de catalogues homogènes et statistiquement robustes d'abondance en lithium. [Lambert & Reddy 2004], basés sur un échantillon de $\sim$ 200 étoiles ont montré que l'abondance de lithium dans le milieu interstellaire augmente à partir de [M/H] ~ -1 dex jusqu'à [M/H] $\sim +0$ pour atteindre l'abondance météoritique du lithium. Confirmé récemment par l'étude de [Delgado Mena *et al.* 2015], l'abondance en lithium dans la Voie Lactée semble même décroître à métallicités supra-Solaires. Les modèles d'évolution du lithium dans la Galaxie, tels que ceux développés par exemple par [Fields & Olive 1999, Romano *et al.* 2001, Travaglio *et al.* 2001, Prantzos 2012] pointent en effet vers une augmentation du lithium dans le milieu interstellaire avec le temps, mais la situation

n'est pas claire pour [M/H] > 0 dex.

Le catalogue AMBRE/Li, composé de 7 272 étoiles et construit dans le Chapitre 3 de façon homogène, nous a permis d'étudier l'abondance du lithium en fonction de la métallicité dans la Voie Lactée. Nous avons construit un échantillon de travail composé de 1 046 étoiles naines et sous-géantes (voir FIGURE 5.2). En suivant une approche similaire à [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015], nous avons montré que l'abondance du lithium augmente avec la métallicité sur le domaine $-1 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0$ dex et décroit pour des métallicités supra-Solaires (voir FIGURE 5.4 et FIGURE 5.6).

Nos observations sont en accord avec les études de [Lambert & Reddy 2004] et [Delgado Mena *et al.* 2015], et nous sommes en mesure de mieux contraindre le fait que l'abondance en lithium du milieu interstellaire décroît lorsque [M/H] $> +0$ dex. La décroissance de A_{Li} à [M/H] $> +0$ a été de plus suggérée par le modèle de [Fields & Olive 1999] sans qu'une explication solide soit donnée. Cependant, il est important de noter que nos résultats sont basés sur l'hypothèse que l'enveloppe de la distribution d'abondance du lithium reflète l'abondance du milieu interstellaire dans lequel les étoiles se sont formées, et que celles-ci n'ont pas détruit de lithium au cours de leur vie. Nous notons également que les modèles actuels d'évolution du lithium pointent vers une augmentation de A_{Li} en fonction du temps dans le milieu interstellaire, mais les incertitudes sur la contribution relative des sources stellaires de lithium (AGBs, RGBs, novas, CCSNs) sont trop grandes pour pouvoir procéder à une comparaison quantitative.

Nous avons ensuite étudié l'évolution du lithium dans le disque mince et le disque épais de notre Galaxie. Nous avons construit un échantillon de travail composé de 2 628 étoiles à partir du catalogue AMBRE/Li, et nous avons séparé chimiquement le disque mince du disque épais à partir du rapport [α/Fe] (voir FIGURE 5.12).

Nous avons trouvé que l'abondance du lithium dans le disque mince augmente avec la métallicité alors que le disque épais présente des abondances maximales consistantes avec le plateau des Spite (voir FIGURE 5.13). [Ramírez *et al.* 2012] avait observé ces mêmes comportements, basés sur une séparation cinématique. Nos résultats sont en revanche en désaccord avec ceux de [Delgado Mena *et al.* 2015].

Nous notons enfin que le disque mince et le disque épais correspondent à deux populations distinctes, possédant des âges et masses différents. Les abondances de lithium dans les disques peuvent donc aussi bien être interprétées comme étant des étapes différentes de destruction du lithium, plutôt que des phases d'enrichissement distinctes. Avec les distances que la mission Gaia fournira (pour la plupart des cibles AMBRE), il sera possible de contraindre les âges des étoiles, et donc de mieux contraindre l'enrichissement du lithium dans les grandes structures de notre Galaxie.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Sommaire

6.1 GAUGUIN : analyse chimique automatique des étoiles . . . 199
6.2 Formation du disque galactique 201
6.3 Enrichissement en lithium de la Voie Lactée 203
6.4 Bilan 203
6.5 Perspectives dans le contexte de l'Archéologie galactique . 204

L'Archéologie galactique, ayant pour but de comprendre la formation et l'évolution de la Voie Lactée, se doit de reposer sur une statistique importante afin de pouvoir poser des contraintes robustes à l'échelle galactique. Pour pouvoir étudier en détails la cinématique et la composition chimique des populations stellaires, la mise en place de grands relevés spectroscopiques, tels que RAVE et le Gaia-ESO Survey, est devenue une évidence. Face à l'afflux massif de données spectrales, des pipelines automatisés ont été développés à des fins d'exploitation scientifique. Dans ce contexte, cette thèse a présenté plusieurs objectifs dont nous faisons un bilan des résultats dans les sections suivantes.

6.1 GAUGUIN : analyse chimique automatique des étoiles

Dans le cadre de cette thèse, nous avons développé une procédure automatique originale de mesure d'abondances chimiques individuelles, GAUGUIN. Contrairement aux méthodes classiques de synthèse spectrale à la volée, GAUGUIN est basé sur une grille de spectres synthétiques, générée en amont. Cette grille est interpolée sur les paramètres atmosphériques de l'étoile afin de créer une petite grille 1D de spectres interpolés, couvrant une large variation d'abondance de l'élément chimique recherché. L'abondance d'une raie est tout d'abord donnée par le minimum de distance entre cette grille 1D et le spectre observé, puis est optimisée par un algorithme de Gauss-Newton.

Une procédure automatique de normalisation des spectres observés a de plus été développée, ayant montré sa fiabilité à haute résolution (projet AMBRE, $R = 40\,000$), et à moyenne résolution (GES, $R = 16\,600 - 19\,800$).

Pour une meilleure précision et rapidité, nous avons codé GAUGUIN en couplant des routines écrites en C++ et IDL. Pour une étoile donnée, la détermination complète (normalisation, correction V_{rad}, abondance ...) d'une abondance à partir

d'une raie est de l'ordre de la seconde, ce qui est en moyenne 100 fois plus rapide que les méthodes automatiques classiques de mesures d'abondances.

Un résultat important est que GAUGUIN est robuste face au rapport signal à bruit. Les résultats de GAUGUIN ont été validés en interne, par exemple dans le cadre du projet AMBRE/Li à une résolution de 40 000 entre des étoiles observées par UVES et HARPS. Nous notons que dans notre application de GAUGUIN, nous n'avons pas tenu compte de la rotation des étoiles dans la détermination d'abondances chimiques. Nous avons quantifié que les erreurs induites par cette hypothèse de travail (à $R = 40\,000$) sont faibles face aux erreurs causées par les paramètres atmosphériques tant que $v \sin(i) < 15\,\mathrm{km\ s^{-1}}$.

Rapide et fiable, GAUGUIN est donc particulièrement adapté pour des analyses massives d'abondances chimiques et ce à moyenne comme à haute résolution. GAUGUIN sera intégré au CNES, dans la pipeline GSPSpec de Gaia. Codé en Java, GAUGUIN permettra donc de déterminer les abondances chimiques des étoiles les plus brillantes observées avec le RVS (environ 5 millions de sources), contribuant ainsi à la troisième *data release* de Gaia.

Application de GAUGUIN au Gaia-ESO Survey

Dans le cadre de GES, nous avons tout d'abord appliqué GAUGUIN à 10 200 étoiles GIRAFFE issues de la iDR2 de GES et à 650 étoiles de la iDR3 (setup HR10, $R \sim 19\,800$ et HR21, $R \sim 16\,600$). La mesure automatique d'abondances chimiques a été réalisée pour 9 éléments différents (Mg, Si, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni). Les résultats de GAUGUIN pour les iDR2 et iDR3 ont été fournis au consortium et sont disponibles via l'Archive du relevé Gaia-ESO, gérée par The Wide Field Astronomy Unit à Edinburgh. Au sein du WG10 de GES, les mesures d'abondances réalisées par GAUGUIN ont été combinées à celles réalisées par deux autres groupes et basées sur les algorithmes Synspec et SME afin de mettre en place les abondances recommandées des cibles GIRAFFE HR10 et HR21.

L'exploitation scientifique de ces abondances a déjà fait l'objet de plusieurs publications : [Ruchti *et al.* 2015], [Kordopatis *et al.* 2015], [Guiglion *et al.* 2015], Rojas-Arriagada et al. 2015 (en révision).

Application de GAUGUIN au projet AMBRE

Dans le cadre du projet AMBRE, nous avons également mené une analyse automatique de l'abondance du lithium à haute résolution ($R = 40\,000$), à partir des données spectrales de l'archive ESO des spectrographes UVES, FEROS et HARPS. Nous avons mesuré de façon automatique le doublet du lithium à 6 708 Å dans $\sim$ 7 300 étoiles, créant ainsi un catalogue AMBRE/Li d'abondances de A_{Li}. A notre connaissance, il s'agit du plus grand catalogue jamais créé à ce jour (un ordre de grandeur plus important que les catalogues publiés jusqu'à présent, par exemple [Ramírez *et al.* 2012]). De plus, à la différence de la plupart des catalogues disponibles dans la littérature, le catalogue AMBRE/Li est parfaitement homogène.

Nous notons également que les abondances du catalogue AMBRE/Li ont été validées par une comparaison détaillée avec l'étude de [Delgado Mena *et al.* 2014].

Application de GAUGUIN au projet étoiles de référence Gaia

Par ailleurs, nous avons pu participer au projet de caractérisation chimique des étoiles de référence de la mission Gaia, publié dans [Jofré *et al.* 2015]. En effet, à partir des paramètres atmosphériques de [Jofré *et al.* 2014a], nous avons mesuré avec GAUGUIN des abondances chimiques d'éléments α et d'éléments du pic du fer dans les 34 étoiles Gaia de référence. Ces mesures ont été combinées avec celles issues de 7 autres méthodes afin de fournir les abondances recommandées des étoiles Gaia de référence (voir [Jofré *et al.* 2015]).

Enfin, nous avons créé un catalogue d'abondances en lithium pour ces 34 étoiles de référence Gaia. A une résolution de 40 000, nous avons appliqué GAUGUIN sur le doublet du lithium à 6 708 Å, à partir des paramètres atmosphériques fournis par [Jofré *et al.* 2014a] et la librairie spectrale de [Blanco-Cuaresma *et al.* 2014b]. Les abondances homogènes de ce catalogue pourraient être utilisées afin de fournir des abondances de référence pour les étoiles Gaia. Enfin, ces abondances seront utiles pour la calibration des abondances du lithium dans les amas ouverts de GES observés avec HR15N.

6.2 Formation du disque galactique

Afin de contraindre la formation du disque galactique, nous avons procédé à l'analyse d'un échantillon de 6 800 étoiles issues de la iDR2 du Gaia-ESO Survey à partir des paramètres atmosphériques et des abondances recommandées de GES, en particulier les rapports [Fe/H] et [Mg/Fe]. Pour ces étoiles, les distances et vitesses galactocentriques en coordonnées cylindriques R, V_R, V_ϕ et V_Z ont été dérivées à l'aide des mouvements propres du catalogue PPMXL [Roeser *et al.* 2010] et les vitesses radiales de GES.

Nous avons clairement identifié une discontinuité chimique dans le plan [Mg/Fe]−[Fe/H], séparant ainsi le disque mince du disque épais. Notre séparation chimique est consistante avec les études de la littérature, *e.g.* [Adibekyan *et al.* 2013]. Une des origines possibles de cette discontinuité pourrait être due à un net changement de régime dans la formation stellaire à la fin de la construction du disque épais et au début de la formation du disque mince comme proposé par [Haywood *et al.* 2013, Snaith *et al.* 2015]. Une similarité chimique entre les deux disques est observée à [Fe/H] ~ -0.15 dex, de façon consistante avec la littérature. Nous pensons que cette dichotomie, remise en question par [Bovy *et al.* 2012a] avec le relevé SEGUE n'est pas un effet de sélection des cibles car ces motifs chimiques sont observés indépendamment pour différents relevés avec des fonctions de sélection très différentes.

Nous avons également trouvé la présence de gradients distincts entre les vitesses galactocentriques V_ϕ et [Fe/H] : $\nabla V_\phi/\nabla[\mathrm{Fe/H}] = +4 \pm 3\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le

disque mince et $\nabla V_\phi/\nabla[Fe/H] = +49 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque épais. Pour le disque épais, le gradient est en bon accord avec la littérature. Le gradient positif du disque mince s'explique par la présence d'une population pauvre en métaux à [Fe/H] ~ -0.7 dex (résolue dans notre étude), tournant moins vite que le reste du disque mince. La présence de ce gradient positif pourrait s'expliquer sans que la migration radiale soit impliquée, en considérant que les étoiles riches en [Fe/H] soient plus jeunes que la partie pauvre du disque mince, arborant alors des dispersions des vitesses plus faibles et donc une rotation plus élevée.

Le disque mince et le disque épais montrent également une nette différence de régime de V_ϕ en fonction du [Mg/Fe] : $\nabla V_\phi/\nabla[Mg/Fe] = -63 \pm 10\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque mince et $\nabla V_\phi/\nabla[Mg/Fe] = -172 \pm 35\,\mathrm{km\ s^{-1}\ dex^{-1}}$ pour le disque épais. Ce changement de régime entre les deux disques est interprété comme un effet de l'accroissement des dispersions des vitesses avec l'âge.

Nous avons observé que les sous-échantillons les plus riches en [Mg/Fe] à un intervalle de [Fe/H] donné dans le disque épais montrent une décroissance des dispersions des vitesses, du moins dans la composante radiale. Il s'agit là d'un phénomène inattendu car ces étoiles, apparemment les plus âgées du disque épais, devraient arborer des dispersions élevées (expositions plus longues aux perturbations du potentiel galactique). Nos observations sont consistantes avec celles de [Minchev *et al.* 2014b] dans les relevés RAVE et SEGUE.

Nos résultats sont compatibles avec le modèle chimico-cinématique proposé par [Minchev *et al.* 2014a], expliquant que les étoiles froides du disque épais auraient migré des régions internes de la galaxie vers le voisinage solaire par résonnance avec la structure spirale de la Galaxie. Des phénomènes d'accrétions dans les régions externes permettraient de redistribuer le moment angulaire des étoiles préférentiellement dans les régions internes. Celles-ci arborent donc des dispersions des vitesses plus froides et ont donc tendance à refroidir le disque (confirmé récemment par [Vera-Ciro & D'Onghia 2015]). Dans le contexte d'un disque formé par accrétion de galaxies naines [Abadi *et al.* 2003], ou par l'accrétion d'un satellite riche en gaz [Brook *et al.* 2004, Brook *et al.* 2007], la formation et le maintien de ces étoiles froides n'est pas évident. Un événement de migration radiale d'étoiles chaudes du disque épais (comme proposé par [Brook *et al.* 2012]), suivi d'un refroidissement sous certaines conditions serait une façon d'expliquer notre observation. Dans le contexte du scénario proposé par [Bournaud *et al.* 2009], il semble difficile de justifier la présence d'une sous-population froide du disque épais, car il s'agit d'un processus nécessitant un disque initial turbulent et les inhomogénéités augmentent les dispersions des vitesses des étoiles. Finalement le scénario de [Villalobos & Helmi 2008] prédisant la présence d'un disque vestige âgé et froid pourrait expliquer la présence de ces étoiles froides.

Les résultats présentés dans le cadre de cette analyse du disque font l'objet d'une publication dans Astronomy and Astrophysics (Guiglion et al. 2015, sous presse).

6.3 Enrichissement en lithium de la Voie Lactée

A partir du catalogue AMBRE/Li présenté dans le Chapitre 3, nous avons tout d'abord étudié l'abondance du lithium en fonction de la métallicité dans la Voie Lactée. Grâce à un échantillon de travail composé de 2 249 étoiles naines et sous-géantes, nous avons montré que l'abondance du lithium augmente avec la métallicité sur le domaine $-1 \lesssim$ [M/H] $\lesssim +0$ dex à partir de valeurs typiques du plateau des Spite ($A_{Li} \sim 2.2$ dex). De plus, nous sommes en mesure de contraindre et confirmer le fait que l'abondance en lithium du milieu interstellaire décroît à [M/H] $> +0$ dex. Cette décroissance a été suggérée par le modèle de [Fields & Olive 1999]. Nous notons que les modèles actuels d'évolution du lithium pointent plutôt vers une augmentation de A_{Li} dans le milieu interstellaire, mais les incertitudes sur la contribution relative des sources stellaires de lithium (AGBs, RGBs, novas, CCSNs) est encore incertaine.

Nous avons ensuite séparé chimiquement le disque mince du disque épais à partir du rapport [α/Fe] fourni par AMBRE. Nous avons trouvé que l'abondance du lithium dans le disque mince augmente avec la métallicité alors que le disque épais présente des abondances maximales consistantes avec le plateau des Spite. Ces observations sont en accord avec [Ramírez *et al.* 2012], mais contredisent les résultats de [Delgado Mena *et al.* 2015]. Nous notons que le disque mince et le disque épais correspondent à deux populations distinctes, possédant des âges et masses différents, d'où une évolution différente.

6.4 Bilan

Dans cette thèse, nous avons développé une procédure automatique de mesure d'abondances chimiques, GAUGUIN, parfaitement adaptée aux relevés spectroscopiques massifs, en terme de temps de calcul et de précision. Nous avons détecté la présence d'étoiles du disque épais cinématiquement froides et âgées. Nous avons également montré que l'abondance du lithium dans le disque décroît pour les métallicités super-solaires.

Les résultats obtenus au cours de cette thèse confirment tout d'abord que les abondances chimiques précises sont un important diagnostic pour comprendre la formation et l'évolution des populations stellaires de notre Galaxie. De plus, nous avons pu voir que la cinématique est un facteur clef pour contraindre les processus de chauffage dans la Voie Lactée. Plus généralement, une statistique toujours plus importante est nécessaire afin de pouvoir poser des contraintes à l'échelle galactique en couplant cinématique et abondances chimiques. D'autre part, nous avons vu qu'il est essentiel de développer des procédures automatiques de détermination d'abondances pour l'Archéologie galactique face aux challenges imposés par les relevés spectroscopiques massifs actuels.

Il est important de noter que les résultats présentés dans cette thèse n'ont été

possibles que grâce à l'avènement des relevés spectroscopiques massifs. Il y a à peine deux décennies, il n'était pas possible d'étudier le disque galactique avec autant de détails, à cause du manque de statistique et du faible volume galactique couvert. De nos jours, nous pouvons sonder plus en profondeur la Voie lactée et la haute résolution spectrale des observations nous permet d'accéder à beaucoup plus de détails, comme les abondances chimiques des étoiles.

6.5 Perspectives dans le contexte de l'Archéologie galactique

Nous avons vu qu'un réel progrés sur la compréhension de notre Galaxie a été accompli durant ces deux dernières décennies. Il convient donc de discuter quels challenges nous attendent et quelles sont les perspectives du travail accompli au regard des futurs grands relevés spectroscopiques.

A court terme, une amélioration de GAUGUIN sera mise en place. En effet, pour les grilles 1D interpolées en linéaire, il sera possible de procéder à une interpolation Quadratique-Bézier dans la mesure où les 3 plus proches voisins pour un paramètre atmosphérique donné sont trouvés. Cette interpolation sera bien plus précise qu'une simple interpolation linéaire.

Dans un futur proche, dans le contexte de la iDR4 ou iDR5 du Gaia-ESO Survey, il serait intéressant de contraindre le comportement des dispersions des vitesses dans le disque épais à [Mg/Fe] $> +0.4$ dex. En effet, la D4 de GES est composée de $\sim 30\,000$ étoiles et cette statistique importante va permettre de peupler les populations du disque les plus pauvres en métaux en éléments α par rapport au fer.

Les âges étant actuellement un facteur limitant dans l'analyse des grands relevés, les distances fournies par la mission Gaia grâce aux parallaxes seront une occasion de contraindre plus efficacement la relation entre l'âge et les dispersions des vitesses, en particulier pour les étoiles les plus âgées. La découverte récente d'étoiles plus jeunes que 6 milliards d'années et enrichies en éléments α ([α/Fe] $> +0.13$ dex) par le projet APOKASC [Martig *et al.* 2015, Chiappini *et al.* 2015] pourrait remettre en cause le principe de relation entre l'âge et le rapport [α/Fe] dans le disque. La mission Gaia sera enfin l'occasion de vérifier si les décroissances des dispersions des vitesses dans le disque épais sont bien des séquences temporelles.

Dans le contexte de l'analyse du lithium avec AMBRE, une étude approfondie sera menée sur les propriétés et l'évolution des étoiles géantes riches en lithium détectées dans le catalogue AMBRE/Li. De plus, pour un grand nombre des étoiles AMBRE, les parallaxes HIPPARCOS sont disponibles, et nous pourrons ainsi déterminer les masses de ces objets, posant de nouvelles contraintes d'un point de vue de la physique stellaire. En particulier, il serait intéressant d'étudier les phénomènes

de mélanges dans les couches de l'atmosphère lorsque celle-ci quitte la séquence principale et après le *first dredge-up* lors de son arrivée sur la branche des géantes rouges.

Toujours liée au catalogue AMBRE/Li, l'étude de l'évolution du lithium dans les disques de la Voie Lactée pourrait être étendue par une détermination des âges et masses des étoiles grâce aux distances HIPPARCOS. En effet, il serait alors possible de distinguer si la dichotomie chimique en lithium est représentative d'une nucléosynthèse différente ou s'il s'agit tout simplement (et plus probablement) d'une différence de destruction du lithium.

Dans le contexte des prochains grands relevés spectroscopiques tels que WEAVE et 4MOST, GAUGUIN pourrait être mis à contribution afin de participer à la paramétrisation chimique automatique de l'énorme quantité de spectres attendue. En effet, la précision atteinte par GAUGUIN est suffisante pour des études de marquage chimique (*chemical tagging*). Sa rapidité d'exécution est de plus un avantage afin de délivrer des abondances chimiques dans un temps limité.

Annexe A

Interpolation par courbes de Bézier

Dans le cadre de notre méthode automatique de mesures d'abondances chimiques, nous utilisons une grille de spectres synthétiques. Par exemple pour notre analyse du lithium pour le projet AMBRE, nous considérons une grille à 5 dimensions ($T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H], [α/Fe] et $A_{\rm Li}$). Afin de construire les spectres synthétiques que nous allons comparer au spectre observé, il convient d'interpoler la grille sur les paramètres atmosphériques $T_{\rm eff}$, $\log(g)$, [M/H] et [α/Fe] de l'étoile analysée. Afin de prendre en compte de possibles effets non-linéaires dans le flux d'une raie donnée, il faut utiliser une méthode d'interpolation robuste. Comme expliqué dans la Sect 2.4.1 du Chapitre 2, nous avons choisi d'appliquer une méthode d'interpolation basée sur des courbes de Bézier. Ce type d'interpolation est courant dans les librairies mathématiques associées à l'industrie automobile pour définir les courbes de carrosserie.

Les courbes de Bézier ont été élaborées en 1962 par Pierre Bézier, ingénieur chez Renault. En effet, il souhaitait définir de manière la plus précise possible la courbe d'une carrosserie. Il a cherché à traduire de façon mathématique les courbes et surfaces de croquis faits à main levée. Dans le contexte de notre grille de spectres synthétiques, considérons une seule dimension S_n avec n spectres synthétiques et un spectre observé défini par $S_\star$. L'interpolation consiste donc à trouver la courbe passant entre deux spectres $(S_1; S_2)$ et le point défini par $S_\star$. Pour I dimensions, nous devons définir de même une hypersurface. L'équation paramétrique d'une courbe de Bézier est de la forme suivante :

$$B(t) = \sum_{i=0,I} P_i B_i(t), \tag{A.1}$$

où les P_i sont les points de contrôle entre lesquels l'interpolation doit être faite et les B_i sont un jeu de polynômes, que nous définissons plus bas. I est l'ordre de la courbe de Bézier et t est le paramètre d'excès compris entre 0 et 1 qui peut être vu comme le poids à appliquer à un spectre.

Dans notre application, toujours à une dimension, P_0 et P_i sont deux spectres synthétiques successifs de la grille séparés par un pas Δ_P. t est donc défini comme le paramétre du spectre interpolé moins le paramètre du spectres P_0, divisé par Δ_P. Nous notons par ailleurs que des points de contrôle peuvent être des combinaisons

de spectres synthétiques.

La courbe de Bézier *linéaire* est calculée à l'aide de la relation $B(t) = P_0(1-t) + P_1 t$ et correspond simplement à l'interpolation linéaire, dépendant de deux points de contrôle. La courbe de Bézier *quadratique* est donnée par $B(t) = P_0(1-t)^2 + 2P_1 t(1-t) + P_2 t^2$. Cette courbe est une parabole et dépend de trois points de contrôle. Enfin la courbe de Bézier *cubique* est donnée par :

$$B(t) = P_0(1-t)^3 + 3P_1 t(1-t)^2 + 3P_2 t^2(1-t) + P_3 t^3 \tag{A.2}$$

Cette courbe est donc une fonction cubique dépendant des 4 points de contrôle P_0, P_1, P_2 et P_3. La courbe de Bézier part du point P_0, se dirige vers P_1 sans y passer, et arrive au point P_3 suivant la direction $P_2 - P_3$.

Une contrainte essentielle est donnée par la continuité de la dérivée. En effet, entre le segment P_0P_1 et P_1P_2 la tangente doit être identique. Celle ci va dépendre du point de contrôle. La dérivée de la courbe de Bézier par rapport à t est donnée par :

$$B'(t) = -3P_0(1-t)^2 + P_1[3(1-t)^2 - 6t(1-t)] + P_2[6t(1-t) - 3t^2] + 3P_3 t^2. \tag{A.3}$$

On obtient $B'(0) = -3P_0 + 3P_1$ et $B'(1) = -3P_2 + 3P_3$. Les points de contrôle nécessaires à la construction de l'interpolation peuvent être trouvés en calculant la tangente à P_0 ($t = 0$) et P_3 ($t = 1$). En effet, en pratique, si S_n est une séquence de spectres synthétiques associés à la variation d'un paramètre avec $n \in (1, N)$, on peut donner l'expression des tangentes en $P_0 = S_n$ et $P_3 = S_{n+1}$:

$$B'(0) = \frac{S_{n-1} - S_{n+1}}{2} \text{ et } B'(1) = \frac{S_{n+2} - S_n}{2}. \tag{A.4}$$

Les points de contrôle P_1 et P_2 sont donc :

$$P_1 = S_n + \frac{S_{n+1} - S_{n-1}}{6} \text{ et } P_2 = S_{n+1} - \frac{S_{n+2} - S_n}{6}. \tag{A.5}$$

L'interpolation s'écrit alors en combinant l'équation A.2 et les expressions des points de contrôle P_0, P_1, P_2, et P_3 :

$$B(t) = S_{n-1}F(-1,t) + S_n F(0,t) + S_{n+1}F(1,t) + S_{n+2}F(2,t), \tag{A.6}$$

où les fonctions $F(-1,t)$, $F(0,t)$, $F(1,t)$ et $F(2,t)$ représentent les morçeaux de courbe de Bézier entre chaque point de contrôle. Leurs expressions sont les suivantes :

$$F(-1,t) = -0.5t(1-t)^2 \tag{A.7}$$

$$F(0,t) = 0.5(1-t)(2 + 2t - 3t^2) \tag{A.8}$$

$$F(1,t) = 0.5t(1 + 4t - 3t^2) \tag{A.9}$$

$$F(2,t) = -0.5t^2(1 - t) \tag{A.10}$$

Cette interpolation est appelée interpolation de Catmull-Rom [Catmull & Rom 1974].

Annexe B

Normalisation automatique de spectres observés

Lors de l'analyse de raies d'absorption dans un spectre stellaire, le flux du continuum est généralement normalisé à l'unité. Pour mesurer correctement une abondance chimique, il faut que le spectre observé soit donc correctement normalisé. En effet, une mauvaise normalisation va avoir des répercutions sur l'abondance mesurée puisque le profil ne sera plus représentatif du nombre d'absorbants le long de la ligne de visée. Il est donc important de bien localiser le continuum du spectre.

Détails de la procédure automatique de normalisation

Nous avons développé une procédure automatique de normalisation de spectres observés $O(\lambda)$, codée en IDL. L'application de cette procédure est locale, dans une fenêtre de longueurs d'onde centrée autour de la raie spectrale à analyser. Cette méthode est une adaptation de ce qui est fait à l'heure actuelle dans le projet AMBRE (voir par exemple [Worley *et al.* 2012]), GES (Recio-Blanco et al. en préparation) et Gaia/RVS [Bailer-Jones *et al.* 2013]

Nous tirons avantage du fait que nous connaissons les paramètres fondamentaux du spectre à normaliser. En pratique, nous réalisons une interpolation linéaire à 4 dimensions dans une grille de spectres synthétiques (par exemple celle du Gaia-ESO Survey présentée dans la Sect. 2.4.1), nous permettant ainsi d'obtenir un spectre synthétique $S(\lambda)$ aux paramètres de l'étoile étudiée. Nous ne gardons qu'un domaine de longueurs d'onde restreint, centré sur la raie spectrale à analyser. Ce domaine de longueur, noté $d_1(\lambda)$ sur lequel l'ajustement du continuum est fait peut varier typiquement de 15Å à plus de 100Å dans le cadre de raies très larges localisées autour du triplet du calcium dans l'infra-rouge. La taille du domaine sera optimisée si une raie est située sur un bord de spectre.

Les raies de S_λ sont supprimées par méthode de $\sigma-$clipping, de manière à ne garder qu'un continuum préliminaire $S^c(\lambda)$ sur le domaine $d_1(\lambda)$. Le spectre observé $O(\lambda)$ étant dans le même référentiel en longueur d'ondes, nous n'en gardons que les parties $O^c(\lambda)$ sur $d_1(\lambda)$. Le rapport $r(\lambda) = S^c(\lambda)/O^c(\lambda)$ est ensuite ajusté une première fois par un polynôme de degré variable. Nous obtenons alors $\mathrm{cont}_{test}(\lambda)$. Les valeurs de $r(\lambda)$ situées à moins d'une déviation standard autour de $\mathrm{cont}_{test}(\lambda)$ sont alors ajustées une seconde fois. Nous obtenons alors $\mathrm{cont}_{final}(\lambda)$ que l'on divise

au spectre observé initial.

Le degré du polynôme va dépendre de la résolution du spectre observé mais également du domaine en longueurs d'onde (si peu de pixels). Par exemple, au voisinage du triplet du calcium un pôlynome d'ordre 3 ou plus aura tendance à vouloir imiter le flux des ailes des raies larges, et donc ne sera pas représentatif du niveau du continuum. Dans ce cas, nous appliquons une simple correction du continuum par une droite.

Exemple de normalisation sur des étoiles de référence

Deux exemples de re-normalisations sont montrés dans la FIGURE B.1 pour les étoiles Gaia de référence 18Sco ($T_{\rm eff} = 5750\,$K, $\log(g) = 4.43$, [M/H] $= +0.03\,$dex, panneau du haut) et αTau ($T_{\rm eff} = 3930\,$K, $\log(g) = 1.22$, [M/H] $= -0.37\,$dex, panneau du bas), analysées dans le cadre de la DR2 de GES. Nous montrons une étoile de type solaire et une étoile géante froide pour laquelle le continuum est plus difficile à localiser. La résolution spectrale est celle du setup HR10 du spectrographe GIRAFFE ($R \sim 19\,800$) avec SNR=80. Nous voyons clairement que pour les deux étoiles le spectre fourni par GES (en vert) est correctement re-normalisé (en bleu), et est parfaitement consistant avec son spectre synthétique (en rouge).

Nous montrons également un exemple de normalisation autour du doublet du lithium à 6 708 Å dans la FIGURE B.2, dans le cadre de notre mesure automatique du lithium dans le projet AMBRE. Le domaine est caractérisé par la présence de nombreuses raies, rendant difficile la normalisation pour les étoiles les plus froides. Nous montrons un exemple typique d'étoile froide HR81797 ($T_{\rm eff} = 4277\,$K, $\log(g) = 1.40$, [M/H] $= +0.02\,$dex), avec une normalisation sur 50 Å (ajustement à l'ordre 3) et sur 15 Å (ajustement à l'ordre 1) autour du doublet du lithium. Nous voyons clairement que dans les 2 cas, notre procédure automatique est capable de normaliser correctement le spectre observé.

Sensibilité au bruit de la procédure automatique de normalisation

Afin de tester la robustesse de la procédure de normalisation avec le bruit, nous avons également simulé des spectres synthétiques du Soleil et Arcturus en faisant varier le SNR de 5 à 100 par pas de 5, à $R \sim 19\,800$. Pour chaque valeur de SNR, nous avons réalisé 500 tirages de Monte-Carlo. La normalisation de chaque spectre bruité a éte perturbée par convolution avec un polynôme d'ordre 1 et 3, avec une amplitude en flux de 5%. Nous avons donc une librairie de 40 000 spectres déformés et bruités, jouant le rôle de spectres observés. La procédure de normalisation a été appliquée à chacun de ces spectres avec un ajustement du continuum par un polynome de degré égal au degré de la déformation. Pour un SNR donné, nous avons pu estimer le maximum de la différence entre le spectre initial bruité et le spectre en sortie de la procédure de normalisation, moyenné sur les 500 tirages de Monte-

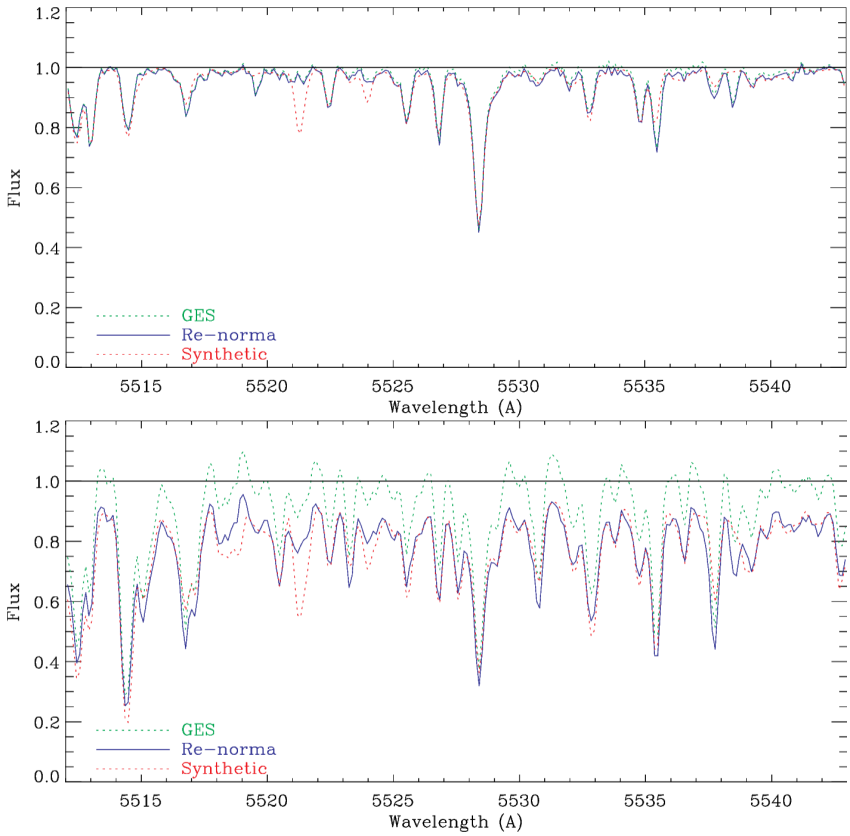

FIGURE B.1 – Comparaison entre les spectres observés non-normalisés (courbe verte pointillé) de 18Sco (en haut) et αTau (en bas), et leur spectre observé (en trait plein bleu) après renormalisation avec notre procédure. Le spectre synthétique utilisé pour l'ajustement du continuum est montré en rouge.

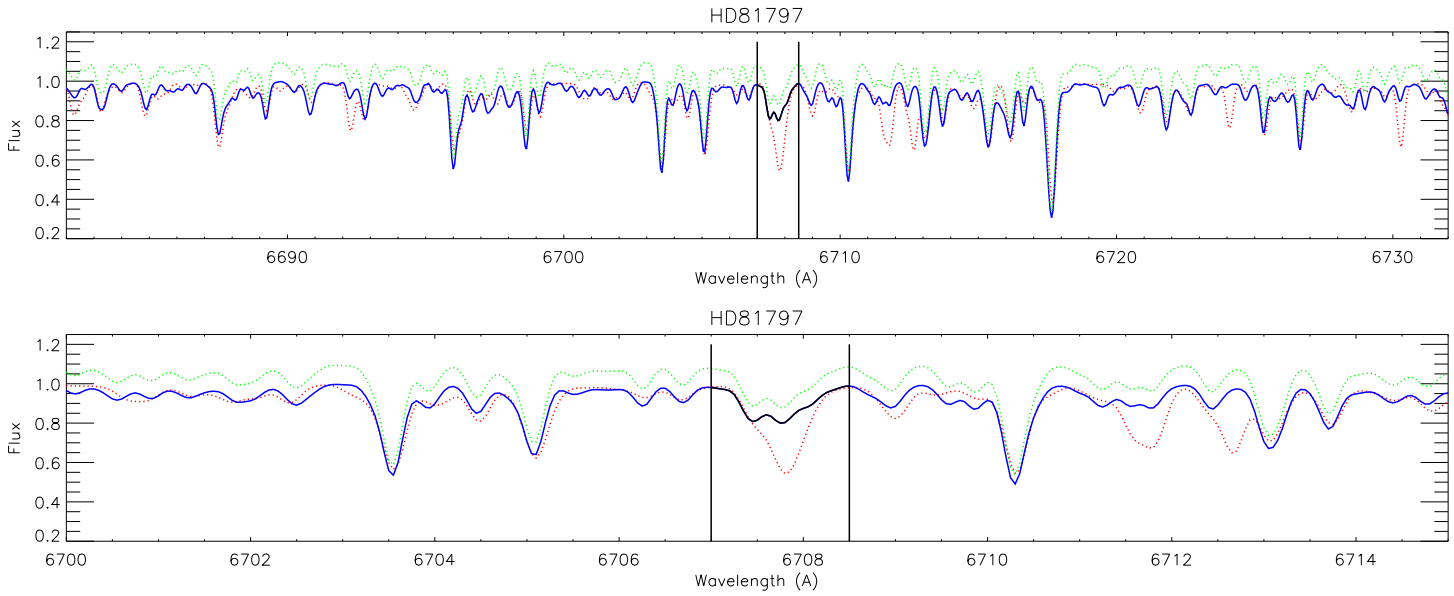

FIGURE B.2 – Spectres AMBRE observés avant (vert) et après (bleu) renormalisation de HD81797 sur un domaine de 50 Å (en haut) et 15 Å (en bas) centré sur le doublet du lithium à 6 708 Å. Le spectre synthétique utilisé pour l'ajustement du continuum est montré en rouge. Les traits verticaux représentent le domaine de 1.5 Å sur lequel notre procédure automatique de mesure d'abondances est appliquée.

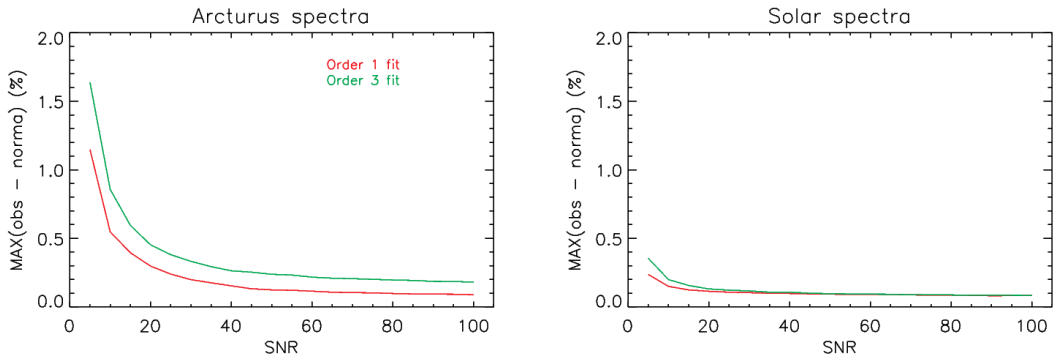

FIGURE B.3 – Maximum de la différence entre le spectre initial bruité et le spectre re-normalisé, moyenné sur 500 tirages de Monte-Carlo, en fonction du SNR. Le panneau de gauche illustre le résultat pour les spectres observés d'Arcturus alors que ceux du Soleil sont présentés à droite, pour des déformations initiales par des polynomes d'ordre 1 (en rouge) et 3 (en vert).

Carlo. Les résultats sont présentés dans la FIGURE B.3 pour les spectres solaires et d'Arcturus en fonction du SNR. Nous voyons clairement que pour les deux étoiles, il est plus facile de corriger une simple pente (ordre 1, courbe rouge), plutôt qu'un polynôme d'ordre 3.

Cependant, même à SNR=20, le maximum de la différence entre les spectres déformés est inférieur à 0.5% pour Arturus et est complètement négligeable pour le Soleil (<0.15%). Nous avons aussi regardé la déviation standard de la différence entre le spectre bruité déformé et le spectre en sortie de la procédure et celle-ci est environ trois fois inférieure aux courbes présentées dans la FIGURE B.3.

Nous pouvons conclure que notre procédure de normalisation est capable de corriger correctement le continuum d'un spectre observé, même en cas de mesure bruitée. L'application de notre procédure à près de 8 000 étoiles à une résolution spectrale de 40 000 sur un domaine de 15Å centré sur le doublet du lithium à 6 708 Å a éte un succès, allant dans le sens de notre conclusion. Finalement, nous avons appliqué notre procédure à près de 11 000 étoiles des DR2 et DR3 du Gaia-ESO Survey, autour de 77 raies spectrales, afin de fournir des abondances chimiques au Gaia-ESO Survey.

Bibliographie

[Abadi *et al.* 2003] M. G. Abadi, J. F. Navarro, M. Steinmetz and V. R. Eke. *Simulations of Galaxy Formation in a Λ Cold Dark Matter Universe. II. The Fine Structure of Simulated Galactic Disks.* ApJ, vol. 597, pages 21–34, November 2003. (Cité en pages 12, 13, 171, 172, 175 et 202.)

[Abia *et al.* 1999] C. Abia, Y. Pavlenko and P. de Laverny. *The formation of lithium lines in the atmospheres of super Li-rich AGB stars.* A&A, vol. 351, pages 273–282, November 1999. (Cité en page 178.)

[Adibekyan *et al.* 2011] V. Z. Adibekyan, N. C. Santos, S. G. Sousa and G. Israelian. *A new α-enhanced super-solar metallicity population.* A&A, vol. 535, page L11, November 2011. (Cité en pages 129, 130, 145, 173 et 191.)

[Adibekyan *et al.* 2012] V. Z. Adibekyan, S. G. Sousa, N. C. Santos, E. Delgado Mena, J. I. González Hernández, G. Israelian, M. Mayor and G. Khachatryan. *Chemical abundances of 1111 FGK stars from the HARPS GTO planet search program. Galactic stellar populations and planets.* A&A, vol. 545, page A32, September 2012. (Cité en pages 36, 169 et 194.)

[Adibekyan *et al.* 2013] V. Z. Adibekyan, P. Figueira, N. C. Santos, A. A. Hakobyan, S. G. Sousa, G. Pace, E. Delgado Mena, A. C. Robin, G. Israelian and J. I. González Hernández. *Kinematics and chemical properties of the Galactic stellar populations. The HARPS FGK dwarfs sample.* A&A, vol. 554, page A44, June 2013. (Cité en pages 130, 132, 141, 173, 174 et 201.)

[Allende Prieto *et al.* 2006] C. Allende Prieto, T. C. Beers, R. Wilhelm, H. J. Newberg, C. M. Rockosi, B. Yanny and Y. S. Lee. *A Spectroscopic Study of the Ancient Milky Way : F- and G-Type Stars in the Third Data Release of the Sloan Digital Sky Survey.* ApJ, vol. 636, pages 804–820, January 2006. (Cité en pages 33, 37 et 80.)

[Alonso *et al.* 1996] A. Alonso, S. Arribas and C. Martinez-Roger. *The empirical scale of temperatures of the low main sequence (F0V-K5V).* A&A, vol. 313, pages 873–890, September 1996. (Cité en page 32.)

[An *et al.* 2008] D. An, J. A. Johnson, J. L. Clem, B. Yanny, C. M. Rockosi, H. L. Morrison, P. Harding, J. E. Gunn, C. Allende Prieto, T. C. Beers, K. M. Cudworth, I. I. Ivans, Ž. Ivezić, Y. S. Lee, R. H. Lupton, D. Bizyaev, H. Brewington, E. Malanushenko, V. Malanushenko, D. Oravetz, K. Pan, A. Simmons, S. Snedden, S. Watters and D. G. York. *Galactic Globular and Open Clusters in the Sloan Digital Sky Survey. I. Crowded-Field Photometry and Cluster Fiducial Sequences in ugriz.* ApJS, vol. 179, pages 326–354, December 2008. (Cité en page 7.)

[An *et al.* 2009] D. An, M. H. Pinsonneault, T. Masseron, F. Delahaye, J. A. Johnson, D. M. Terndrup, T. C. Beers, I. I. Ivans and Ž. Ivezić. *Galactic Globular*

and Open Clusters in the Sloan Digital Sky Survey. II. Test of Theoretical Stellar Isochrones. ApJ, vol. 700, pages 523–544, July 2009. (Cité en page 7.)

[Anguiano *et al.* 2014] B. Anguiano, K. Freeman, J. Bland-Hawthorn, G. De Silva, M. Asplund, D. Carollo, V. D'Orazi, S. Keller, S. Martell, S. Sharma, C. Sneden, L. W. de Boer, D. Zucker and T. Zwitter. *The GALAH survey.* In S. Feltzing, G. Zhao, N. A. Walton and P. Whitelock, editeurs, IAU Symposium, volume 298 of *IAU Symposium*, pages 322–325, January 2014. (Cité en page 15.)

[Arnould & Norgaard 1975] M. Arnould and H. Norgaard. *The Explosive Thermonuclear Formation of 7Li and 11B.* A&A, vol. 42, page 55, August 1975. (Cité en page 178.)

[Asplund *et al.* 2006] M. Asplund, D. L. Lambert, P. E. Nissen, F. Primas and V. V. Smith. *Lithium Isotopic Abundances in Metal-poor Halo Stars.* ApJ, vol. 644, pages 229–259, June 2006. (Cité en page 121.)

[Bailer-Jones *et al.* 2013] C. A. L. Bailer-Jones, R. Andrae, B. Arcay, T. Astraatmadja, I. Bellas-Velidis, A. Berihuete, A. Bijaoui, C. Carrión, C. Dafonte, Y. Damerdji, A. Dapergolas, P. de Laverny, L. Delchambre, P. Drazinos, R. Drimmel, Y. Frémat, D. Fustes, M. García-Torres, C. Guédé, U. Heiter, A.-M. Janotto, A. Karampelas, D.-W. Kim, J. Knude, I. Kolka, E. Kontizas, M. Kontizas, A. J. Korn, A. C. Lanzafame, Y. Lebreton, H. Lindstrøm, C. Liu, E. Livanou, A. Lobel, M. Manteiga, C. Martayan, C. Ordenovic, B. Pichon, A. Recio-Blanco, B. Rocca-Volmerange, L. M. Sarro, K. Smith, R. Sordo, C. Soubiran, J. Surdej, F. Thévenin, P. Tsalmantza, A. Vallenari and J. Zorec. *The Gaia astrophysical parameters inference system (Apsis). Pre-launch description.* A&A, vol. 559, page A74, November 2013. (Cité en pages 17 et 211.)

[Balachandran 1990a] S. Balachandran. *Lithium depletion and rotation in main-sequence stars.* ApJ, vol. 354, pages 310–332, May 1990. (Cité en page 95.)

[Balachandran 1990b] S. Balachandran. *Lithium depletion and rotation in main-sequence stars.* ApJ, vol. 354, pages 310–332, May 1990. (Cité en page 188.)

[Barklem *et al.* 2003] P. S. Barklem, A. K. Belyaev and M. Asplund. *Inelastic H+Li and H^-+Li^+ collisions and non-LTE Li I line formation in stellar atmospheres.* A&A, vol. 409, pages L1–L4, October 2003. (Cité en page 105.)

[Bashkin & Stoner 1975] S. Bashkin and J. O. Stoner. Atomic energy levels and Grotrian Diagrams - Vol.1 : Hydrogen I - Phosphorus XV ; Vol.2 : Sulfur I - Titanium XXII. 1975. (Cité en page 104.)

[Baumann *et al.* 2010] P. Baumann, I. Ramírez, J. Meléndez, M. Asplund and K. Lind. *Lithium depletion in solar-like stars : no planet connection.* A&A, vol. 519, page A87, September 2010. (Cité en page 121.)

[Bensby *et al.* 2003] T. Bensby, S. Feltzing and I. Lundström. *Elemental abundance trends in the Galactic thin and thick disks as traced by nearby F and G dwarf*

stars. A&A, vol. 410, pages 527–551, November 2003. (Cité en pages 129 et 191.)

[Bergemann *et al.* 2013] M. Bergemann, R.-P. Kudritzki, M. Würl, B. Plez, B. Davies and Z. Gazak. *Red Supergiant Stars as Cosmic Abundance Probes. II. NLTE Effects in J-band Silicon Lines.* ApJ, vol. 764, page 115, February 2013. (Cité en page 85.)

[Bergemann *et al.* 2014] M. Bergemann, G. R. Ruchti, A. Serenelli, S. Feltzing, A. Alves-Brito, M. Asplund, T. Bensby, P. Gruyters, U. Heiter, A. Hourihane, A. Korn, K. Lind, A. Marino, P. Jofre, T. Nordlander, N. Ryde, C. C. Worley, G. Gilmore, S. Randich, A. M. N. Ferguson, R. D. Jeffries, G. Micela, I. Negueruela, T. Prusti, H.-W. Rix, A. Vallenari, E. J. Alfaro, C. Allende Prieto, A. Bragaglia, S. E. Koposov, A. C. Lanzafame, E. Pancino, A. Recio-Blanco, R. Smiljanic, N. Walton, M. T. Costado, E. Franciosini, V. Hill, C. Lardo, P. de Laverny, L. Magrini, E. Maiorca, T. Masseron, L. Morbidelli, G. Sacco, G. Kordopatis and G. Tautvaišienė. *The Gaia-ESO Survey : radial metallicity gradients and age-metallicity relation of stars in the Milky Way disk.* A&A, vol. 565, page A89, May 2014. (Cité en pages 9, 10, 23 et 148.)

[Bergemann 2011] M. Bergemann. *Ionization balance of Ti in the photospheres of the Sun and four late-type stars.* MNRAS, vol. 413, pages 2184–2198, May 2011. (Cité en page 85.)

[Bica *et al.* 2006] E. Bica, C. Bonatto, B. Barbuy and S. Ortolani. *Globular cluster system and Milky Way properties revisited.* A&A, vol. 450, pages 105–115, April 2006. (Cité en page 7.)

[Biemont & Grevesse 1973] E. Biemont and N. Grevesse. *Infrared Wavelengths and Transition Probabilities for Atoms, 3 &le Z <= 20.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 12, page 217, 1973. (Cité en page 104.)

[Bijaoui *et al.* 2010] A. Bijaoui, A. Recio-Blanco, P. de Laverny and C. Ordenovic. *Parameter estimation from model grids : Application to Gaia RVS spectra.* In ADA 6 - Sixth Conference on Astronomical Data Analysis, page 9, September 2010. (Cité en page 62.)

[Bijaoui *et al.* 2012] A. Bijaoui, A. Recio-Blanco, P. de Laverny and C. Ordenovic. . Stat. Met., vol. 9, pages 55-62, August 2012. (Cité en pages 28 et 60.)

[Binney *et al.* 2014] J. Binney, B. Burnett, G. Kordopatis, M. Steinmetz, G. Gilmore, O. Bienayme, J. Bland-Hawthorn, B. Famaey, E. K. Grebel, A. Helmi, J. Navarro, Q. Parker, W. A. Reid, G. Seabroke, A. Siebert, F. Watson, M. E. K. Williams, R. F. G. Wyse and T. Zwitter. *Galactic kinematics and dynamics from Radial Velocity Experiment stars.* MNRAS, vol. 439, pages 1231–1244, April 2014. (Cité en pages 14, 142, 150, 164, 166 et 175.)

[Binney 2012] J. Binney. *More dynamical models of our Galaxy.* MNRAS, vol. 426, pages 1328–1337, October 2012. (Cité en page 14.)

[Bjorck 1996] A. Bjorck. *Numerical Methods for Least Squares Problems.* SIAM, Philadelphia, page 260, September 1996. (Cité en page 62.)

[Blanco-Cuaresma *et al.* 2014a] S. Blanco-Cuaresma, C. Soubiran, U. Heiter and P. Jofré. *Determining stellar atmospheric parameters and chemical abundances of FGK stars with iSpec.* A&A, vol. 569, page A111, September 2014. (Cité en page 35.)

[Blanco-Cuaresma *et al.* 2014b] S. Blanco-Cuaresma, C. Soubiran, P. Jofré and U. Heiter. *The Gaia FGK benchmark stars. High resolution spectral library.* A&A, vol. 566, page A98, June 2014. (Cité en pages 60, 112, 120 et 201.)

[Boeche *et al.* 2011] C. Boeche, A. Siebert, M. Williams, R. S. de Jong, M. Steinmetz, J. P. Fulbright, G. R. Ruchti, O. Bienaymé, J. Bland-Hawthorn, R. Campbell, K. C. Freeman, B. K. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, A. Helmi, U. Munari, J. F. Navarro, Q. A. Parker, W. Reid, G. M. Seabroke, A. Siviero, F. G. Watson, R. F. G. Wyse and T. Zwitter. *The RAVE Catalog of Stellar Elemental Abundances : First Data Release.* AJ, vol. 142, page 193, December 2011. (Cité en pages 37, 38 et 159.)

[Boeche *et al.* 2013] C. Boeche, C. Chiappini, I. Minchev, M. Williams, M. Steinmetz, S. Sharma, G. Kordopatis, J. Bland-Hawthorn, O. Bienaymé, B. K. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, A. Helmi, U. Munari, J. F. Navarro, Q. A. Parker, W. Reid, G. M. Seabroke, A. Siebert, A. Siviero, F. G. Watson, R. F. G. Wyse and T. Zwitter. *The relation between chemical abundances and kinematics of the Galactic disc with RAVE.* A&A, vol. 553, page A19, May 2013. (Cité en pages 6 et 159.)

[Boesgaard & Steigman 1985] A. M. Boesgaard and G. Steigman. *Big bang nucleosynthesis - Theories and observations.* ARA&A, vol. 23, pages 319–378, 1985. (Cité en page 177.)

[Boffin *et al.* 1993] H. M. J. Boffin, G. Paulus, M. Arnould and N. Mowlavi. *The explosive thermonuclear formation of Li-7 revisited.* A&A, vol. 279, pages 173–178, November 1993. (Cité en page 178.)

[Bond *et al.* 2010] N. A. Bond, Ž. Ivezić, B. Sesar, M. Jurić, J. A. Munn, A. Kowalski, S. Loebman, R. Roškar, T. C. Beers, J. Dalcanton, C. M. Rockosi, B. Yanny, H. J. Newberg, C. Allende Prieto, R. Wilhelm, Y. S. Lee, T. Sivarani, S. R. Majewski, J. E. Norris, C. A. L. Bailer-Jones, P. Re Fiorentin, D. Schlegel, A. Uomoto, R. H. Lupton, G. R. Knapp, J. E. Gunn, K. R. Covey, J. Allyn Smith, G. Miknaitis, M. Doi, M. Tanaka, M. Fukugita, S. Kent, D. Finkbeiner, T. R. Quinn, S. Hawley, S. Anderson, F. Kiuchi, A. Chen, J. Bushong, H. Sohi, D. Haggard, A. Kimball, R. McGurk, J. Barentine, H. Brewington, M. Harvanek, S. Kleinman, J. Krzesinski, D. Long, A. Nitta, S. Snedden, B. Lee, J. R. Pier, H. Harris, J. Brinkmann and D. P. Schneider. *The Milky Way Tomography with SDSS. III. Stellar Kinematics.* ApJ, vol. 716, pages 1–29, June 2010. (Cité en page 145.)

[Bonifacio & Molaro 1997] P. Bonifacio and P. Molaro. *The primordial lithium abundance.* MNRAS, vol. 285, pages 847–861, March 1997. (Cité en page 186.)

[Bournaud *et al.* 2009] F. Bournaud, B. G. Elmegreen and M. Martig. *The Thick Disks of Spiral Galaxies as Relics from Gas-rich, Turbulent, Clumpy Disks at High Redshift.* ApJL, vol. 707, pages L1–L5, December 2009. (Cité en pages 11, 171, 172, 175 et 202.)

[Bovy *et al.* 2012a] J. Bovy, H.-W. Rix and D. W. Hogg. *The Milky Way Has No Distinct Thick Disk.* ApJ, vol. 751, page 131, June 2012. (Cité en pages 14, 132, 173 et 201.)

[Bovy *et al.* 2012b] J. Bovy, H.-W. Rix, D. W. Hogg, T. C. Beers, Y. S. Lee and L. Zhang. *The Vertical Motions of Mono-abundance Sub-populations in the Milky Way Disk.* ApJ, vol. 755, page 115, August 2012. (Cité en pages 142, 162 et 164.)

[Bovy *et al.* 2012c] J. Bovy, H.-W. Rix, C. Liu, D. W. Hogg, T. C. Beers and Y. S. Lee. *The Spatial Structure of Mono-abundance Sub-populations of the Milky Way Disk.* ApJ, vol. 753, page 148, July 2012. (Cité en page 126.)

[Brault & Mueller 1975] J. W. Brault and E. A. Mueller. *The solar lithium abundance. I - Observations of the solar lithium feature at 6707.8 A.* Solar Physics, vol. 41, pages 43–52, March 1975. (Cité en page 44.)

[Brault 1979] J. W. Brault. *Solar Fourier transform spectroscopy.* Osservazioni e memorie dell'Osservatorio astrofisico di Arcetri, vol. 106, pages 33–50, 1979. (Cité en pages 43 et 47.)

[Breddels *et al.* 2010] M. A. Breddels, M. C. Smith, A. Helmi, O. Bienaymé, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, C. Boeche, B. C. M. Burnett, R. Campbell, K. C. Freeman, B. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, U. Munari, J. F. Navarro, Q. A. Parker, G. M. Seabroke, A. Siebert, A. Siviero, M. Steinmetz, F. G. Watson, M. Williams, R. F. G. Wyse and T. Zwitter. *Distance determination for RAVE stars using stellar models.* A&A, vol. 511, page A90, February 2010. (Cité en page 137.)

[Brook *et al.* 2004] C. B. Brook, D. Kawata, B. K. Gibson and K. C. Freeman. *The Emergence of the Thick Disk in a Cold Dark Matter Universe.* ApJ, vol. 612, pages 894–899, September 2004. (Cité en pages 13, 171, 172, 175 et 202.)

[Brook *et al.* 2007] C. Brook, S. Richard, D. Kawata, H. Martel and B. K. Gibson. *Two Disk Components from a Gas-Rich Disk-Disk Merger.* ApJ, vol. 658, pages 60–64, March 2007. (Cité en pages 13, 171, 172, 175 et 202.)

[Brook *et al.* 2012] C. B. Brook, G. S. Stinson, B. K. Gibson, D. Kawata, E. L. House, M. S. Miranda, A. V. Macciò, K. Pilkington, R. Roškar, J. Wadsley and T. R. Quinn. *Thin disc, thick disc and halo in a simulated galaxy.* MNRAS, vol. 426, pages 690–700, October 2012. (Cité en pages 171, 175 et 202.)

[Brown *et al.* 1989] J. A. Brown, C. Sneden, D. L. Lambert and E. Dutchover Jr. *A search for lithium-rich giant stars.* ApJS, vol. 71, pages 293–322, October 1989. (Cité en pages 121 et 122.)

[Bruntt *et al.* 2010] H. Bruntt, T. R. Bedding, P.-O. Quirion, G. Lo Curto, F. Carrier, B. Smalley, T. H. Dall, T. Arentoft, M. Bazot and R. P. Butler. *Accurate fundamental parameters for 23 bright solar-type stars.* MNRAS, vol. 405, pages 1907–1923, July 2010. (Cité en pages 45 et 121.)

[Bubar *et al.* 2011] E. J. Bubar, M. Schaeuble, J. R. King, E. E. Mamajek and J. R. Stauffer. *Lithium in the Upper Centaurus Lupus and Lower Centaurus Crux Subgroups of Scorpius-Centaurus.* AJ, vol. 142, page 180, December 2011. (Cité en page 44.)

[Burnett & Binney 2010] B. Burnett and J. Binney. *Stellar distances from spectroscopic observations : a new technique.* MNRAS, vol. 407, pages 339–354, September 2010. (Cité en page 159.)

[Caffau *et al.* 2010] E. Caffau, H.-G. Ludwig, M. Steffen and P. Bonifacio. *A 3D-NLTE study of the 670 nm solar lithium feature.* In C. Charbonnel, M. Tosi, F. Primas and C. Chiappini, editeurs, IAU Symposium, volume 268 of *IAU Symposium*, pages 329–330, April 2010. (Cité en pages 44 et 45.)

[Cameron & Fowler 1971] A. G. W. Cameron and W. A. Fowler. *Lithium and the s-PROCESS in Red-Giant Stars.* ApJ, vol. 164, page 111, February 1971. (Cité en page 178.)

[Carlberg *et al.* 1985] R. G. Carlberg, P. C. Dawson, T. Hsu and D. A. Vandenberg. *The age-velocity-dispersion relation in the solar neighborhood.* ApJ, vol. 294, pages 674–681, July 1985. (Cité en page 126.)

[Carlberg *et al.* 2010] J. K. Carlberg, V. V. Smith, K. Cunha, S. R. Majewski and R. T. Rood. *The Super Lithium-rich Red Giant Rapid Rotator G0928+73.2600 : A Case for Planet Accretion ?* ApJL, vol. 723, pages L103–L107, November 2010. (Cité en page 45.)

[Carlsson *et al.* 1994] M. Carlsson, R. J. Rutten, J. H. M. J. Bruls and N. G. Shchukina. *The non-LTE formation of Li I lines in cool stars.* A&A, vol. 288, pages 860–882, August 1994. (Cité en pages 104, 105 et 107.)

[Carlsson 1992] M. Carlsson. *The MULTI Non-LTE Program (Invited Review).* In M. S. Giampapa and J. A. Bookbinder, editeurs, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, volume 26 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 499, 1992. (Cité en pages 104 et 105.)

[Carollo *et al.* 2010] D. Carollo, T. C. Beers, M. Chiba, J. E. Norris, K. C. Freeman, Y. S. Lee, Ž. Ivezić, C. M. Rockosi and B. Yanny. *Structure and Kinematics of the Stellar Halos and Thick Disks of the Milky Way Based on Calibration Stars from Sloan Digital Sky Survey DR7.* ApJ, vol. 712, pages 692–727, March 2010. (Cité en pages 6 et 157.)

[Castelli & Kurucz 2003] F. Castelli and R. L. Kurucz. *New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres.* In N. Piskunov, W. W. Weiss and D. F. Gray, editeurs,

Modelling of Stellar Atmospheres, volume 210 of *IAU Symposium*, page 20P, 2003. (Cité en pages 36 et 37.)

[Catmull & Rom 1974] E. Catmull and C. A. Rom. *A class of local interpolating splines.* Computer Aided Geometric Design, R. E. Barnhill and R. F. Reisenfeld, Eds. Academic Press, New York, pages 317–326, 1974. (Cité en pages 56 et 209.)

[Chen *et al.* 2000] Y. Q. Chen, P. E. Nissen, G. Zhao, H. W. Zhang and T. Benoni. *Chemical composition of 90 F and G disk dwarfs.* A&AS, vol. 141, pages 491–506, February 2000. (Cité en page 85.)

[Chen *et al.* 2001] Y. Q. Chen, P. E. Nissen, T. Benoni and G. Zhao. *Lithium abundances for 185 main-sequence stars : Galactic evolution and stellar depletion of lithium.* A&A, vol. 371, pages 943–951, June 2001. (Cité en page 95.)

[Chiappini *et al.* 2015] C. Chiappini, F. Anders, T. S. Rodrigues, A. Miglio, J. Montalbán, B. Mosser, L. Girardi, M. Valentini, A. Noels, T. Morel, I. Minchev, M. Steinmetz, B. X. Santiago, M. Schultheis, M. Martig, L. N. da Costa, M. A. G. Maia, C. Allende Prieto, R. de Assis Peralta, S. Hekker, N. Themeßl, T. Kallinger, R. A. García, S. Mathur, F. Baudin, T. C. Beers, K. Cunha, P. Harding, J. Holtzman, S. Majewski, S. Mészáros, D. Nidever, K. Pan, R. P. Schiavon, M. D. Shetrone, D. P. Schneider and K. Stassun. *Young [α/Fe]-enhanced stars discovered by CoRoT and APOGEE : What is their origin ?* A&A, vol. 576, page L12, April 2015. (Cité en pages 176 et 204.)

[Chmielewski *et al.* 1992] Y. Chmielewski, E. Friel, G. Cayrel de Strobel and C. Bentolila. *The 1992 detailed analyses of Alpha Centauri A and Alpha Centauri B.* A&A, vol. 263, pages 219–231, September 1992. (Cité en page 121.)

[Christian *et al.* 2005] D. J. Christian, M. Mathioudakis, D. Jevremović, P. H. Hauschildt and E. Baron. *^{6}Li in the Atmosphere of GJ 117.* ApJL, vol. 632, pages L127–L130, October 2005. (Cité en page 44.)

[D'Antona & Matteucci 1991] F. D'Antona and F. Matteucci. *Galactic evolution of lithium.* A&A, vol. 248, pages 62–71, August 1991. (Cité en page 178.)

[de Jong *et al.* 2014] R. S. de Jong, S. Barden, O. Bellido-Tirado, J. Brynnel, C. Chiappini, É. Depagne, R. Haynes, D. Johl, D. P. Phillips, O. Schnurr, A. D. Schwope, J. Walcher, S. M. Bauer, G. Cescutti, M.-R. L. Cioni, F. Dionies, H. Enke, D. M. Haynes, A. Kelz, F. S. Kitaura, G. Lamer, I. Minchev, V. Müller, S. E. Nuza, J.-C. Olaya, T. Piffl, E. Popow, A. Saviauk, M. Steinmetz, U. Ural, M. Valentini, R. Winkler, L. Wisotzki, W. R. Ansorge, M. Banerji, E. Gonzalez Solares, M. Irwin, R. C. Kennicutt, D. M. P. King, R. McMahon, S. Koposov, I. R. Parry, X. Sun, N. A. Walton, G. Finger, O. Iwert, M. Krumpe, J.-L. Lizon, V. Mainieri, J.-P. Amans, P. Bonifacio, M. Cohen, P. François, P. Jagourel, S. B. Mignot, F. Royer, P. Sartoretti, R. Bender, H.-J. Hess, F. Lang-Bardl, B. Muschielok, J. Schlichter, H. Böhringer, T. Boller, A. Bongiorno, M. Brusa, T. Dwelly, A. Merloni,

K. Nandra, M. Salvato, J. H. Pragt, R. Navarro, G. Gerlofsma, R. Roelfsema, G. B. Dalton, K. F. Middleton, I. A. Tosh, C. Boeche, E. Caffau, N. Christlieb, E. K. Grebel, C. J. Hansen, A. Koch, H.-G. Ludwig, H. Mandel, A. Quirrenbach, L. Sbordone, W. Seifert, G. Thimm, A. Helmi, S. C. trager, T. Bensby, S. Feltzing, G. Ruchti, B. Edvardsson, A. Korn, K. Lind, W. Boland, M. Colless, G. Frost, J. Gilbert, P. Gillingham, J. Lawrence, N. Legg, W. Saunders, A. Sheinis, S. Driver, A. Robotham, R. Bacon, P. Caillier, J. Kosmalski, F. Laurent and J. Richard. *4MOST : 4-metre Multi-Object Spectroscopic Telescope.* In Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, volume 9147 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 0, July 2014. (Cité en page 16.)

[de La Reza *et al.* 1996] R. de La Reza, N. A. Drake and L. da Silva. *Lithium Enrichment–Mass-Loss Connection in K Giant Stars.* ApJL, vol. 456, page L115, January 1996. (Cité en page 178.)

[de Laverny *et al.* 2012] P. de Laverny, A. Recio-Blanco, C. C. Worley and B. Plez. *The AMBRE project : A new synthetic grid of high-resolution FGKM stellar spectra.* A&A, vol. 544, page A126, August 2012. (Cité en pages 24, 40, 42 et 51.)

[de Laverny *et al.* 2013a] P. de Laverny, C. Clastres, A. Recio-Blanco and C.C. Worley. . Communication in "400 years of stellar rotation ; The AMBRE Project : A catalog of Rotational Velocities of FGKM-type stars", 2013. (Cité en page 99.)

[de Laverny *et al.* 2013b] P. de Laverny, A. Recio-Blanco, C. C. Worley, M. De Pascale, V. Hill and A. Bijaoui. *The AMBRE Project : Stellar Parameterisation of ESO Archived Spectra.* The Messenger, vol. 153, pages 18–21, September 2013. (Cité en pages 24 et 25.)

[De Pascale *et al.* 2014] M. De Pascale, C. C. Worley, P. de Laverny, A. Recio-Blanco, V. Hill and A. Bijaoui. *The AMBRE project : Parameterisation of FGK-type stars from the ESO :HARPS archived spectra.* A&A, vol. 570, page A68, October 2014. (Cité en pages 24, 73, 96 et 97.)

[De Silva *et al.* 2015] G. M. De Silva, K. C. Freeman, J. Bland-Hawthorn, S. Martell, E. W. de Boer, M. Asplund, S. Keller, S. Sharma, D. B. Zucker, T. Zwitter, B. Anguiano, C. Bacigalupo, D. Bayliss, M. A. Beavis, M. Bergemann, S. Campbell, R. Cannon, D. Carollo, L. Casagrande, A. R. Casey, G. Da Costa, V. D'Orazi, A. Dotter, L. Duong, A. Heger, M. J. Ireland, P. R. Kafle, J. Kos, J. Lattanzio, G. F. Lewis, J. Lin, K. Lind, U. Munari, D. M. Nataf, S. O'Toole, Q. Parker, W. Reid, K. J. Schlesinger, A. Sheinis, J. D. Simpson, D. Stello, Y.-S. Ting, G. Traven, F. Watson, R. Wittenmyer, D. Yong and M. Žerjal. *The GALAH survey : scientific motivation.* MNRAS, vol. 449, pages 2604–2617, May 2015. (Cité en page 15.)

[Deason *et al.* 2011] A. J. Deason, V. Belokurov and N. W. Evans. *The Milky Way stellar halo out to 40 kpc : squashed, broken but smooth.* MNRAS, vol. 416, pages 2903–2915, October 2011. (Cité en page 6.)

[Deason *et al.* 2012] A. J. Deason, V. Belokurov, N. W. Evans and J. An. *Broken degeneracies : the rotation curve and velocity anisotropy of the Milky Way halo.* MNRAS, vol. 424, pages L44–L48, July 2012. (Cité en page 3.)

[Dekker & D'Odorico 1992] H. Dekker and S. D'Odorico. *UVES, the UV-visual echelle spectrograph for the VLT.* The Messenger, vol. 70, pages 13–17, December 1992. (Cité en page 22.)

[Delgado Mena *et al.* 2014] E. Delgado Mena, G. Israelian, J. I. González Hernández, S. G. Sousa, A. Mortier, N. C. Santos, V. Z. Adibekyan, J. Fernandes, R. Rebolo, S. Udry and M. Mayor. *Li depletion in solar analogues with exoplanets. Extending the sample.* A&A, vol. 562, page A92, February 2014. (Cité en pages x, 45, 95, 109, 110, 111, 123 et 201.)

[Delgado Mena *et al.* 2015] E. Delgado Mena, S. Bertrán de Lis, V. Z. Adibekyan, S. G. Sousa, P. Figueira, A. Mortier, J. I. González Hernández, M. Tsantaki, G. Israelian and N. C. Santos. *Li abundances in F stars : planets, rotation, and Galactic evolution.* A&A, vol. 576, page A69, April 2015. (Cité en pages xii, xiii, 95, 100, 179, 180, 181, 183, 184, 185, 194, 196, 197, 198 et 203.)

[Demarque *et al.* 2004] P. Demarque, J.-H. Woo, Y.-C. Kim and S. K. Yi. *Y^2 Isochrones with an Improved Core Overshoot Treatment.* AjJS, vol. 155, pages 667–674, December 2004. (Cité en page 134.)

[Diplas & Savage 1991] A. Diplas and B. D. Savage. *Neutral hydrogen in the outer Galaxy.* ApJ, vol. 377, pages 126–140, August 1991. (Cité en page 12.)

[Drimmel *et al.* 2000] R. Drimmel, R. L. Smart and M. G. Lattanzi. *The Galactic warp in OB stars from Hipparcos.* A&A, vol. 354, pages 67–76, February 2000. (Cité en page 12.)

[Dwek *et al.* 1995] E. Dwek, R. G. Arendt, M. G. Hauser, T. Kelsall, C. M. Lisse, S. H. Moseley, R. F. Silverberg, T. J. Sodroski and J. L. Weiland. *Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations.* ApJ, vol. 445, pages 716–730, June 1995. (Cité en page 7.)

[Edvardsson *et al.* 1993] B. Edvardsson, J. Andersen, B. Gustafsson, D. L. Lambert, P. E. Nissen and J. Tomkin. *The Chemical Evolution of the Galactic Disk - Part One - Analysis and Results.* A&A, vol. 275, page 101, August 1993. (Cité en pages 8 et 13.)

[Eggen *et al.* 1962] O. J. Eggen, D. Lynden-Bell and A. R. Sandage. *Evidence from the motions of old stars that the Galaxy collapsed.* ApJ, vol. 136, page 748, November 1962. (Cité en pages 3 et 7.)

[Elmegreen *et al.* 2009] B. G. Elmegreen, D. M. Elmegreen, M. X. Fernandez and J. J. Lemonias. *Bulge and Clump Evolution in Hubble Ultra Deep Field*

Clump Clusters, Chains and Spiral Galaxies. ApJ, vol. 692, pages 12–31, February 2009. (Cité en pages 12 et 172.)

[Emerson 2001] J. P. Emerson. *VISTA - Project Status of the Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy.* In R. Clowes, A. Adamson and G. Bromage, editeurs, The New Era of Wide Field Astronomy, volume 232 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 339, 2001. (Cité en page 22.)

[ESA 1997] ESA, editeur. The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission, volume 1200 of *ESA Special Publication*, 1997. (Cité en page 13.)

[Fields & Olive 1999] B. D. Fields and K. A. Olive. *The Revival of Galactic Cosmic-Ray Nucleosynthesis ?* ApJ, vol. 516, pages 797–810, May 1999. (Cité en pages xii, 186, 187, 191, 197, 198 et 203.)

[Filippenko *et al.* 1995] A. V. Filippenko, T. Matheson and A. J. Barth. *A Black Hole in the X-Ray Nova GS 2000+25.* ApJL, vol. 455, page L139, December 1995. (Cité en page 186.)

[Freudenreich *et al.* 1994] H. T. Freudenreich, G. B. Berriman, E. Dwek, M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley, R. F. Silverberg, T. J. Sodroski, G. N. Toller and J. L. Weiland. *DIRBE evidence for a warp in the interstellar dust layer and stellar disk of the galaxy.* ApJL, vol. 429, pages L69–L72, July 1994. (Cité en page 12.)

[Fuhrmann 1998] K. Fuhrmann. *Nearby stars of the Galactic disk and halo.* A&A, vol. 338, pages 161–183, October 1998. (Cité en page 6.)

[García Pérez *et al.* 2013] A. E. García Pérez, K. Cunha, M. Shetrone, S. R. Majewski, J. A. Johnson, V. V. Smith, R. P. Schiavon, J. Holtzman, D. Nidever, G. Zasowski, C. Allende Prieto, T. C. Beers, D. Bizyaev, G. Ebelke, D. J. Eisenstein, P. M. Frinchaboy, L. Girardi, F. R. Hearty, E. Malanushenko, V. Malanushenko, S. Meszaros, R. W. O'Connell, D. Oravetz, K. Pan, A. C. Robin, D. P. Schneider, M. Schultheis, M. F. Skrutskie, A. Simmonsand and J. C. Wilson. *Very Metal-poor Stars in the Outer Galactic Bulge Found by the APOGEE Survey.* ApJL, vol. 767, page L9, April 2013. (Cité en page 15.)

[Gaupp *et al.* 1982] A. Gaupp, P. Kuske and H. J. Andrä. *Accurate lifetime measurements of the lowest* $^2P_{1/2}$ *states in neutral lithium and sodium.* Phys. Rev., vol. 26, pages 3351–3359, December 1982. (Cité en page 46.)

[Ghezzi *et al.* 2009] L. Ghezzi, K. Cunha, V. V. Smith, S. Margheim, S. Schuler, F. X. de Araújo and R. de la Reza. *Measurements of the Isotopic Ratio* $^6Li/^7Li$ *in Stars with Planets.* ApJ, vol. 698, pages 451–460, June 2009. (Cité en pages 45, 46, 49 et 109.)

[Ghezzi *et al.* 2010] L. Ghezzi, K. Cunha, V. V. Smith and R. de la Reza. *Lithium Abundances in a Sample of Planet-hosting Dwarfs.* ApJ, vol. 724, pages 154–164, November 2010. (Cité en page 45.)

[Gilmore & Reid 1983] G. Gilmore and N. Reid. *New light on faint stars. III - Galactic structure towards the South Pole and the Galactic thick disc.* MNRAS, vol. 202, pages 1025–1047, March 1983. (Cité en pages 6, 11, 141 et 191.)

[Gilmore *et al.* 2012] G. Gilmore, S. Randich, M. Asplund, J. Binney, P. Bonifacio, J. Drew, S. Feltzing, A. Ferguson, R. Jeffries, G. Micela and et al. *The Gaia-ESO Public Spectroscopic Survey.* The Messenger, vol. 147, pages 25–31, March 2012. (Cité en pages 20, 21 et 23.)

[Godwin & Lynden-Bell 1987] P. J. Godwin and D. Lynden-Bell. *Evidence of a small velocity dispersion for the Carina dwarf spheroidal ?* MNRAS, vol. 229, pages 7P–13P, November 1987. (Cité en page 150.)

[Gonzalez *et al.* 2010] G. Gonzalez, M. K. Carlson and R. W. Tobin. *Parent stars of extrasolar planets - X. Lithium abundances and v sini revisited.* MNRAS, vol. 403, pages 1368–1380, April 2010. (Cité en pages 45 et 121.)

[Goswami & Prantzos 2000] A. Goswami and N. Prantzos. *Abundance evolution of intermediate mass elements (C to Zn) in the Milky Way halo and disk.* A&A, vol. 359, pages 191–212, July 2000. (Cité en page 189.)

[Gray 1999] R. O. Gray. *SPECTRUM : A stellar spectral synthesis program.* Astrophysics Source Code Library, October 1999. (Cité en page 35.)

[Gray 2005] D. F. Gray. The Observation and Analysis of Stellar Photospheres. September 2005. (Cité en pages 31 et 99.)

[Grevesse *et al.* 2007] N. Grevesse, M. Asplund and A. J. Sauval. *The Solar Chemical Composition.* Space Sci. Rev., vol. 130, pages 105–114, June 2007. (Cité en pages 40, 51, 118, 121, 178 et 179.)

[Guiglion *et al.* 2015] G. Guiglion, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, G. Kordopatis, V. Hill, Š. Mikolaitis, I. Minchev, C. Chiappini, R. F. G. Wyse, G. Gilmore, S. Randich, S. Feltzing, T. Bensby, E. Flaccomio, S. E. Koposov, E. Pancino, A. Bayo, M. T. Costado, E. Franciosini, A. Hourihane, P. Jofré, C. Lardo, J. Lewis, K. Lind, L. Magrini, L. Morbidelli, G. G. Sacco, G. Ruchti, C. C. Worley and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : New constraints on the Galactic disc velocity dispersion and its chemical dependencies.* ArXiv e-prints, September 2015. (Cité en pages 23, 94, 122 et 200.)

[Gustafsson *et al.* 2008] B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U. G. Jørgensen, Å. Nordlund and B. Plez. *A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars. I. Methods and general properties.* A&A, vol. 486, pages 951–970, August 2008. (Cité en pages 32, 34 et 40.)

[Harris 1976] W. E. Harris. *Spatial structure of the globular cluster system and the distance to the galactic center.* AJ, vol. 81, pages 1095–1116, December 1976. (Cité en page 7.)

[Hartmann *et al.* 1999] D. Hartmann, J. Myers, S. Woosley, R. Hoffman and W. Haxton. *Neutrino Process Contributions to LiBeB Nucleosynthesis.* In

R. Ramaty, E. Vangioni-Flam, M. Cassé and K. Olive, editeurs, LiBeB Cosmic Rays, and Related X- and Gamma-Rays, volume 171 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 235, 1999. (Cité en page 179.)

[Hayashi & Nakano 1963] C. Hayashi and T. Nakano. *Evolution of Stars of Small Masses in the Pre-Main-Sequence Stages.* Progress of Theoretical Physics, vol. 30, pages 460–474, October 1963. (Cité en page 179.)

[Haywood *et al.* 2013] M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, D. Katz and A. Gómez. *The age structure of stellar populations in the solar vicinity. Clues of a two-phase formation history of the Milky Way disk.* A&A, vol. 560, page A109, December 2013. (Cité en pages 6, 9, 11, 141, 146, 148, 169, 171, 173, 191 et 201.)

[Heger *et al.* 2000] A. Heger, N. Langer and S. E. Woosley. *Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars. I. Numerical Method and Evolution of the Internal Stellar Structure.* ApJ, vol. 528, pages 368–396, January 2000. (Cité en page 188.)

[Heiter *et al.* 2015a] U. Heiter, P. Jofré, B. Gustafsson, A. J. Korn, C. Soubiran and F. Thévenin. *Gaia FGK Benchmark Stars : Effective temperatures and surface gravities.* ArXiv e-prints, June 2015. (Cité en page 112.)

[Heiter *et al.* 2015b] U. Heiter, K. Lind, M. Asplund, P. S. Barklem, M. Bergemann, L. Magrini, T. Masseron, Š. Mikolaitis, J. C. Pickering and M. P. Ruffoni. *Atomic and molecular data for optical stellar spectroscopy.* Physica Scripta, vol. 90, no. 5, page 054010, May 2015. (Cité en page 113.)

[Helmi & de Zeeuw 2000] A. Helmi and P. T. de Zeeuw. *Mapping the substructure in the Galactic halo with the next generation of astrometric satellites.* MNRAS, vol. 319, pages 657–665, December 2000. (Cité en page 10.)

[Helmi *et al.* 1999] A. Helmi, S. D. M. White, P. T. de Zeeuw and H. Zhao. *Debris streams in the solar neighbourhood as relicts from the formation of the Milky Way.* Nature, vol. 402, pages 53–55, November 1999. (Cité en page 10.)

[Helmi *et al.* 2000] A. Helmi, S. D. M. White and P. T. de Zeeuw. *Finding fossils from the Milky way's formation.* In A. Noels, P. Magain, D. Caro, E. Jehin, G. Parmentier and A. A. Thoul, editeurs, Liege International Astrophysical Colloquia, volume 35 of *Liege International Astrophysical Colloquia*, page 333, 2000. (Cité en page 10.)

[Hernquist & Quinn 1989] L. Hernquist and P. J. Quinn. *Sinking satellites and disk heating of spiral galaxies.* In C. S. Frenk, R. S. sEllis, T. Shanks, A. R. Heavens and J. A. Peacock, editeurs, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, volume 264 of *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, page 427, 1989. (Cité en page 12.)

[Hinkle *et al.* 2003] K. Hinkle, L. Wallace, W. Livingston, T. Ayres, D. Harmer and J. Valenti. *High Resolution Infrared, Visible and Ultraviolet Spectral Atlases of the Sun and Arcturus.* In A. Brown, G. M. Harper and T. R. Ayres, editeurs, The Future of Cool-Star Astrophysics : 12th Cambridge Workshop on

Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, volume 12 of *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, pages 851–856, October 2003. (Cité en pages 43, 47, 60 et 81.)

[Holtzman *et al.* 2015] J. A. Holtzman, M. Shetrone, J. A. Johnson, C. Allende Prieto, F. Anders, B. Andrews, T. C. Beers, D. Bizyaev, M. R. Blanton, J. Bovy, R. Carrera, K. Cunha, D. J. Eisenstein, D. Feuillet, P. M. Frinchaboy, J. Galbraith-Frew, A. E. Garcia Perez, D. Anibal Garcia Hernandez, S. Hasselquist, M. R. Hayden, F. R. Hearty, I. Ivans, S. R. Majewski, S. Martell, S. Meszaros, D. Muna, D. L. Nidever, D. C. Nguyen, R. W. O'-Connell, K. Pan, M. Pinsonneault, A. C. Robin, R. P. Schiavon, N. Shane, J. Sobeck, V. V. Smith, N. Troup, D. H. Weinberg, J. C. Wilson, W. M. Wood-Vasey, O. Zamora and G. Zasowski. *Abundances, Stellar Parameters, and Spectra From the SDSS-III/APOGEE Survey.* ArXiv e-prints, January 2015. (Cité en page 37.)

[Ibata *et al.* 1995] R. A. Ibata, G. Gilmore and M. J. Irwin. *Sagittarius : the nearest dwarf galaxy.* MNRAS, vol. 277, pages 781–800, December 1995. (Cité en page 7.)

[Immeli *et al.* 2004] A. Immeli, M. Samland, O. Gerhard and P. Westera. *Gas physics, disk fragmentation, and bulge formation in young galaxies.* A&A, vol. 413, pages 547–561, January 2004. (Cité en page 7.)

[Ivezić *et al.* 2008] Ž. Ivezić, B. Sesar, M. Jurić, N. Bond, J. Dalcanton, C. M. Rockosi, B. Yanny, H. J. Newberg, T. C. Beers, C. Allende Prieto, R. Wilhelm, Y. S. Lee, T. Sivarani, J. E. Norris, C. A. L. Bailer-Jones, P. Re Fiorentin, D. Schlegel, A. Uomoto, R. H. Lupton, G. R. Knapp, J. E. Gunn, K. R. Covey, J. A. Smith, G. Miknaitis, M. Doi, M. Tanaka, M. Fukugita, S. Kent, D. Finkbeiner, J. A. Munn, J. R. Pier, T. Quinn, S. Hawley, S. Anderson, F. Kiuchi, A. Chen, J. Bushong, H. Sohi, D. Haggard, A. Kimball, J. Barentine, H. Brewington, M. Harvanek, S. Kleinman, J. Krzesinski, D. Long, A. Nitta, S. Snedden, B. Lee, H. Harris, J. Brinkmann, D. P. Schneider and D. G. York. *The Milky Way Tomography with SDSS. II. Stellar Metallicity.* ApJ, vol. 684, pages 287–325, September 2008. (Cité en page 145.)

[Jofré *et al.* 2014a] P. Jofré, U. Heiter, S. Blanco-Cuaresma and C. Soubiran. *Gaia FGK benchmark stars and their reference parameters.* In Astronomical Society of India Conference Series, volume 11 of *Astronomical Society of India Conference Series*, pages 159–166, 2014. (Cité en pages 39, 60, 112, 120, 123 et 201.)

[Jofré *et al.* 2014b] P. Jofré, U. Heiter, C. Soubiran, S. Blanco-Cuaresma, C. C. Worley, E. Pancino, T. Cantat-Gaudin, L. Magrini, M. Bergemann, J. I. González Hernández, V. Hill, C. Lardo, P. de Laverny, K. Lind, T. Masseron, D. Montes, A. Mucciarelli, T. Nordlander, A. Recio Blanco, J. Sobeck, R. Sordo, S. G. Sousa, H. Tabernero, A. Vallenari and S. Van Eck. *Gaia FGK benchmark stars : Metallicity.* A&A, vol. 564, page A133, April 2014. (Cité en pages 112 et 113.)

[Jofré *et al.* 2015] P. Jofré, U. Heiter, C. Soubiran, S. Blanco-Cuaresma, T. Masseron, T. Nordlander, L. Chemin, C. C. Worley, S. Van Eck, A. Hourihane, G. Gilmore, V. Adibekyan, M. Bergemann, T. Cantat-Gaudin, E. Delgado-Mena, J. I. González Hernández, G. Guiglion, C. Lardo, P. de Laverny, K. Lind, L. Magrini, S. Mikolaitis, D. Montes, E. Pancino, A. Recio-Blanco, R. Sordo, S. Sousa, H. M. Tabernero and A. Vallenari. *Gaia FGK benchmark stars : abundances of alpha and iron-peak elements.* ArXiv e-prints, June 2015. (Cité en pages 35, 113, 114, 117, 118, 123 et 201.)

[Jurić *et al.* 2008] M. Jurić, Ž. Ivezić, A. Brooks, R. H. Lupton, D. Schlegel, D. Finkbeiner, N. Padmanabhan, N. Bond, B. Sesar, C. M. Rockosi, G. R. Knapp, J. E. Gunn, T. Sumi, D. P. Schneider, J. C. Barentine, H. J. Brewington, J. Brinkmann, M. Fukugita, M. Harvanek, S. J. Kleinman, J. Krzesinski, D. Long, E. H. Neilsen Jr., A. Nitta, S. A. Snedden and D. G. York. *The Milky Way Tomography with SDSS. I. Stellar Number Density Distribution.* ApJ, vol. 673, pages 864–914, February 2008. (Cité en page 6.)

[Kang & Lee 2012] W. Kang and S.-G. Lee. *Tool for Automatic Measurement of Equivalent width (TAME).* MNRAS, vol. 425, pages 3162–3171, October 2012. (Cité en page 113.)

[King *et al.* 1997] J. R. King, C. P. Deliyannis, D. D. Hiltgen, A. Stephens, K. Cunha and A. M. Boesgaard. *Lithium Abundances in the Solar Twins 16 CYG A and B and the Solar Analog alpha CEN A, Calibration of the 6707 Angstrom Li Region Linelist, and Implications.* AJ, vol. 113, page 1871, May 1997. (Cité en page 44.)

[Kleinmann 1992] S. G. Kleinmann. *2MASS - The 2 Micron All Sky Survey.* In A. V. Filippenko, editeur, Robotic Telescopes in the 1990s, volume 34 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 203–212, 1992. (Cité en page 22.)

[Koesterke 2009] L. Koesterke. *Quantitative Spectroscopy in 3D.* In I. Hubeny, J. M. Stone, K. MacGregor and K. Werner, editeurs, American Institute of Physics Conference Series, volume 1171 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 73–84, September 2009. (Cité en page 55.)

[Kordopatis & RAVE Collaboration 2014] G. Kordopatis and RAVE Collaboration. *The Radial Velocity Experiment (RAVE) : Fourth Data Release.* In American Astronomical Society Meeting Abstracts 223, volume 223 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 346.02, January 2014. (Cité en page 14.)

[Kordopatis *et al.* 2011] G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, G. Gilmore, V. Hill, R. F. G. Wyse, A. Helmi, A. Bijaoui, M. Zoccali and O. Bienaymé. *A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood.* A&A, vol. 535, page A107, November 2011. (Cité en pages 6, 134, 145, 166 et 175.)

[Kordopatis *et al.* 2013] G. Kordopatis, G. Gilmore, M. Steinmetz, C. Boeche, G. M. Seabroke, A. Siebert, T. Zwitter, J. Binney, P. de Laverny, A. Recio-Blanco, M. E. K. Williams, T. Piffl, H. Enke, S. Roeser, A. Bijaoui, R. F. G. Wyse, K. Freeman, U. Munari, I. Carrillo, B. Anguiano, D. Burton, R. Campbell, C. J. P. Cass, K. Fiegert, M. Hartley, Q. A. Parker, W. Reid, A. Ritter, K. S. Russell, M. Stupar, F. G. Watson, O. Bienaymé, J. Bland-Hawthorn, O. Gerhard, B. K. Gibson, E. K. Grebel, A. Helmi, J. F. Navarro, C. Conrad, B. Famaey, C. Faure, A. Just, J. Kos, G. Matijevič, P. J. McMillan, I. Minchev, R. Scholz, S. Sharma, A. Siviero, E. W. de Boer and M. Žerjal. *The Radial Velocity Experiment (RAVE) : Fourth Data Release.* AJ, vol. 146, page 134, November 2013. (Cité en page 159.)

[Kordopatis *et al.* 2015] G. Kordopatis, R. F. G. Wyse, G. Gilmore, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, V. Hill, V. Adibekyan, U. Heiter, I. Minchev, B. Famaey, T. Bensby, S. Feltzing, G. Guiglion, A. J. Korn, S. Mikolaitis, A. Vallenari, A. Bayo, G. Carraro, E. Flaccomio, E. Franciosini, A. Hourihane, P. Jofre, S. E. Koposov, C. Lardo, J. Lewis, K. Lind, L. Magrini, L. Morbidelli, E. Pancino, S. Randich, G. G. Sacco, C. C. Worley and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : Characterisation of the [alpha/Fe] sequences in the Milky Way discs.* ArXiv e-prints, July 2015. (Cité en pages 23, 94, 122 et 200.)

[Kormendy & Kennicutt 2004] J. Kormendy and R. C. Kennicutt Jr. *Secular Evolution and the Formation of Pseudobulges in Disk Galaxies.* ARA&A, vol. 42, pages 603–683, September 2004. (Cité en page 7.)

[Kupka *et al.* 1999] F. Kupka, N. Piskunov, T. A. Ryabchikova, H. C. Stempels and W. W. Weiss. *VALD-2 : Progress of the Vienna Atomic Line Data Base.* A&AS, vol. 138, pages 119–133, July 1999. (Cité en pages 40 et 45.)

[Kupka *et al.* 2000] F. G. Kupka, T. A. Ryabchikova, N. E. Piskunov, H. C. Stempels and W. W. Weiss. *VALD-2 – The New Vienna Atomic Line Database.* Baltic Astronomy, vol. 9, pages 590–594, 2000. (Cité en pages 40 et 45.)

[Kurucz & Bell 1995] R. Kurucz and B. Bell. *Atomic Line Data.* Atomic Line Data (R.L. Kurucz and B. Bell) Kurucz CD-ROM No. 23. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1995., vol. 23, 1995. (Cité en page 105.)

[Kurucz *et al.* 1984] R. L. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault and L. Testerman. Solar flux atlas from 296 to 1300 nm. 1984. (Cité en pages 44 et 45.)

[Kurucz 1993a] R. Kurucz. *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid.* ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., vol. 13, 1993. (Cité en page 105.)

[Kurucz 1993b] R. Kurucz. *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid.* ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM

No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., vol. 13, 1993. (Cité en page 109.)

[Kurucz 1995] R. L. Kurucz. *An Atomic and Molecular Data Bank for Stellar Spectroscopy.* In A. J. Sauval, R. Blomme and N. Grevesse, editeurs, Laboratory and Astronomical High Resolution Spectra, volume 81 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 583, 1995. (Cité en page 44.)

[Kurucz 2005] R. L. Kurucz. *ATLAS12, SYNTHE, ATLAS9, WIDTH9, et cetera.* Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, vol. 8, page 14, 2005. (Cité en page 35.)

[Lambert & Reddy 2004] D. L. Lambert and B. E. Reddy. *Lithium abundances of the local thin disc stars.* MNRAS, vol. 349, pages 757–767, April 2004. (Cité en pages xii, 44, 95, 179, 180, 181, 183, 184, 185, 190, 197 et 198.)

[Lambert *et al.* 1991] D. L. Lambert, J. E. Heath and B. Edvardsson. *Lithium abundances for 81 F dwarfs.* MNRAS, vol. 253, pages 610–618, December 1991. (Cité en page 188.)

[Lambert *et al.* 1993] D. L. Lambert, V. V. Smith and J. Heath. *Lithium in the barium stars.* PSAP, vol. 105, pages 568–573, June 1993. (Cité en page 44.)

[Larson 1974] R. B. Larson. *Dynamical models for the formation and evolution of spherical galaxies.* MNRAS, vol. 166, pages 585–616, March 1974. (Cité en page 7.)

[Lèbre *et al.* 1999] A. Lèbre, P. de Laverny, J. R. de Medeiros, C. Charbonnel and L. da Silva. *Lithium and rotation on the subgiant branch. I. Observations and spectral analysis.* A&A, vol. 345, pages 936–942, May 1999. (Cité en page 121.)

[Lee *et al.* 2011a] Y. S. Lee, T. C. Beers, C. Allende Prieto, D. K. Lai, C. M. Rockosi, H. L. Morrison, J. A. Johnson, D. An, T. Sivarani and B. Yanny. *The SEGUE Stellar Parameter Pipeline. V. Estimation of Alpha-element Abundance Ratios from Low-resolution SDSS/SEGUE Stellar Spectra.* AJ, vol. 141, page 90, March 2011. (Cité en pages 14 et 159.)

[Lee *et al.* 2011b] Y. S. Lee, T. C. Beers, D. An, Ž. Ivezić, A. Just, C. M. Rockosi, H. L. Morrison, J. A. Johnson, R. Schönrich, J. Bird, B. Yanny, P. Harding and H. J. Rocha-Pinto. *Formation and Evolution of the Disk System of the Milky Way : [α/Fe] Ratios and Kinematics of the SEGUE G-dwarf Sample.* ApJ, vol. 738, page 187, September 2011. (Cité en pages 145, 146 et 174.)

[Lewis & Freeman 1989] J. R. Lewis and K. C. Freeman. *Kinematics and chemical properties of the old disk of the Galaxy.* AJ, vol. 97, pages 139–162, January 1989. (Cité en pages 164 et 174.)

[Lind *et al.* 2009a] K. Lind, M. Asplund and P. S. Barklem. *Departures from LTE for neutral Li in late-type stars.* A&A, vol. 503, pages 541–544, August 2009. (Cité en pages x, 105, 106 et 121.)

[Lind *et al.* 2009b] K. Lind, F. Primas, C. Charbonnel, F. Grundahl and M. Asplund. *Signatures of intrinsic Li depletion and Li-Na anti-correlation in the metal-poor globular cluster NGC 6397.* A&A, vol. 503, pages 545–557, August 2009. (Cité en page 39.)

[Lind *et al.* 2012] K. Lind, M. Bergemann and M. Asplund. *Non-LTE line formation of Fe in late-type stars - II. 1D spectroscopic stellar parameters.* MNRAS, vol. 427, pages 50–60, November 2012. (Cité en page 114.)

[Lind *et al.* 2013] K. Lind, J. Melendez, M. Asplund, R. Collet and Z. Magic. *The lithium isotopic ratio in very metal-poor stars.* A&A, vol. 554, page A96, June 2013. (Cité en page 121.)

[Lindgård & Nielson 1977] A. Lindgård and S. E. Nielson. *Transition Probabilities for the Alkali Isoelectronic Sequences.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 19, page 533, 1977. (Cité en page 46.)

[Liu & van de Ven 2012] C. Liu and G. van de Ven. *Chemo-orbital evidence from SDSS/SEGUE G-type dwarf stars for a mixed origin of the Milky Way's thick disc.* MNRAS, vol. 425, pages 2144–2156, September 2012. (Cité en page 163.)

[Liu *et al.* 2012] C. Liu, C. A. L. Bailer-Jones, R. Sordo, A. Vallenari, R. Borrachero, X. Luri and P. Sartoretti. *The expected performance of stellar parametrization with Gaia spectrophotometry.* MNRAS, vol. 426, pages 2463–2482, November 2012. (Cité en page 17.)

[Loebman *et al.* 2011] S. R. Loebman, R. Roškar, V. P. Debattista, Ž. Ivezić, T. R. Quinn and J. Wadsley. *The Genesis of the Milky Way's Thick Disk Via Stellar Migration.* ApJ, vol. 737, page 8, August 2011. (Cité en pages 10, 145 et 146.)

[Ludwig *et al.* 2009] H.-G. Ludwig, E. Caffau, M. Steffen, B. Freytag, P. Bonifacio and A. Kučinskas. *The CIFIST 3D model atmosphere grid.* Mem. S.A.It., vol. 80, page 711, 2009. (Cité en page 30.)

[Luo *et al.* 2015] A.-L. Luo, Y.-H. Zhao, G. Zhao, L.-C. Deng, X.-W. Liu, Y.-P. Jing, G. Wang, H.-T. Zhang, J.-R. Shi, X.-Q. Cui, Y.-Q. Chu, G.-P. Li, Z.-R. Bai, Y. Wu, Y. Cai, S.-Y. Cao, Z.-H. Cao, J. L. Carlin, H.-Y. Chen, J.-J. Chen, K.-X. Chen, L. Chen, X.-L. Chen, X.-Y. Chen, Y. Chen, N. Christlieb, J.-R. Chu, C.-Z. Cui, Y.-Q. Dong, B. Du, D.-W. Fan, L. Feng, J.-N. Fu, P. Gao, X.-F. Gong, B.-Z. Gu, Y.-X. Guo, Z.-W. Han, B.-L. He, J.-L. Hou, Y.-H. Hou, W. Hou, H.-Z. Hu, N.-S. Hu, Z.-W. Hu, Z.-Y. Huo, L. Jia, F.-H. Jiang, X. Jiang, Z.-B. Jiang, G. Jin, X. Kong, X. Kong, Y.-J. Lei, A.-H. Li, C.-H. Li, G.-W. Li, H.-N. Li, J. Li, Q. Li, S. Li, S.-S. Li, X.-N. Li, Y. Li, Y.-B. Li, Y.-P. Li, Y. Liang, C.-C. Lin, C. Liu, G.-R. Liu, G.-Q. Liu, Z.-G. Liu, W.-Z. Lu, Y. Luo, Y.-D. Mao, H. Newberg, J.-J. Ni, Z.-X. Qi, Y.-J. Qi, S.-Y. Shen, H.-M. Shi, J. Song, Y.-H. Song, D.-Q. Su, H.-J. Su, Z.-H. Tang, Q.-S. Tao, Y. Tian, D. Wang, D.-Q. Wang, F.-F. Wang, G.-M. Wang, H. Wang, H.-C. Wang, J. Wang, J.-N. Wang, J.-L. Wang, J.-P. Wang, J.-X. Wang, L. Wang,

M.-X. Wang, S.-G. Wang, S.-Q. Wang, X. Wang, Y.-N. Wang, Y. Wang, Y.-F. Wang, Y.-F. Wang, P. Wei, M.-Z. Wei, H. Wu, K.-F. Wu, X.-B. Wu, Y.-Z. Wu, X.-Z. Xing, L.-Z. Xu, X.-Q. Xu, Y. Xu, T.-S. Yan, D.-H. Yang, H.-F. Yang, H.-Q. Yang, M. Yang, Z.-Q. Yao, Y. Yu, H. Yuan, H.-B. Yuan, H.-L. Yuan, W.-M. Yuan, C. Zhai, E.-P. Zhang, H.-W. Zhang, J.-N. Zhang, L.-P. Zhang, W. Zhang, Y. Zhang, Y.-X. Zhang, Z.-C. Zhang, M. Zhao, F. Zhou, X. Zhou, J. Zhu, Y.-T. Zhu, S.-C. Zou and F. Zuo. *The first data release (DR1) of the LAMOST regular survey.* Research in Astronomy and Astrophysics, vol. 15, page 1095, August 2015. (Cité en page 15.)

[Magic *et al.* 2013] Z. Magic, R. Collet, M. Asplund, R. Trampedach, W. Hayek, A. Chiavassa, R. F. Stein and Å. Nordlund. *The Stagger-grid : A grid of 3D stellar atmosphere models. I. Methods and general properties.* A&A, vol. 557, page A26, September 2013. (Cité en page 30.)

[Magrini *et al.* 2013] L. Magrini, S. Randich, E. Friel, L. Spina, H. Jacobson, T. Cantat-Gaudin, P. Donati, R. Baglioni, E. Maiorca, A. Bragaglia, R. Sordo and A. Vallenari. *FAMA : An automatic code for stellar parameter and abundance determination.* A&A, vol. 558, page A38, October 2013. (Cité en page 113.)

[Magrini *et al.* 2014] L. Magrini, S. Randich, D. Romano, E. Friel, A. Bragaglia, R. Smiljanic, H. Jacobson, A. Vallenari, M. Tosi, L. Spina, P. Donati, E. Maiorca, T. Cantat-Gaudin, R. Sordo, M. Bergemann, F. Damiani, G. Tautvaišienė, S. Blanco-Cuaresma, F. Jiménez-Esteban, D. Geisler, N. Mowlavi, C. Munoz, I. San Roman, C. Soubiran, S. Villanova, S. Zaggia, G. Gilmore, M. Asplund, S. Feltzing, R. Jeffries, T. Bensby, S. Koposov, A. J. Korn, E. Flaccomio, E. Pancino, A. Recio-Blanco, G. Sacco, M. T. Costado, E. Franciosini, P. Jofre, P. de Laverny, V. Hill, U. Heiter, A. Hourihane, R. Jackson, C. Lardo, L. Morbidelli, J. Lewis, K. Lind, T. Masseron, L. Prisinzano and C. Worley. *The Gaia-ESO Survey : Abundance ratios in the inner-disk open clusters Trumpler 20, NGC 4815, NGC 6705.* A&A, vol. 563, page A44, March 2014. (Cité en page 24.)

[Magrini *et al.* 2015] L. Magrini, S. Randich, P. Donati, A. Bragaglia, V. Adibekyan, D. Romano, R. Smiljanic, S. Blanco-Cuaresma, G. Tautvaišienė, E. Friel, J. Overbeek, H. Jacobson, T. Cantat-Gaudin, A. Vallenari, R. Sordo, E. Pancino, D. Geisler, I. San Roman, S. Villanova, A. Casey, A. Hourihane, C. C. Worley, P. Francois, G. Gilmore, T. Bensby, E. Flaccomio, A. J. Korn, A. Recio-Blanco, G. Carraro, M. T. Costado, E. Franciosini, U. Heiter, P. Jofré, C. Lardo, P. de Laverny, L. Monaco, L. Morbidelli, G. Sacco, S. G. Sousa and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : Insights into the inner-disc evolution from open clusters.* A&A, vol. 580, page A85, August 2015. (Cité en page 24.)

[Majewski *et al.* 2007] S. R. Majewski, M. F. Skrutskie, R. P. Schiavon, J. C. Wilson, R. W. O'Connell, V. V. Smith, M. Shetrone, K. Cunha, P. M. Frinchaboy, I. N. Reid, C. Allende Prieto, D. Eisenstein, R. Indebetouw, M. J.

Nelson, R. J. Patterson, R. T. Rood, T. Beers, J. Bullock, J. D. Crane, D. Geisler, S. L. Hawley, J. Holtzman, K. V. Johnston, A. McWilliam, J. A. Munn, D. N. Spergel, D. Weinberg and M. Weinberg. *The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE).* In American Astronomical Society Meeting Abstracts, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 132.08, December 2007. (Cité en page 15.)

[Majewski *et al.* 2015] S. R. Majewski, R. P. Schiavon, P. M. Frinchaboy, C. Allende Prieto, R. Barkhouser, D. Bizyaev, B. Blank, S. Brunner, A. Burton, R. Carrera, S. D. Chojnowski, K. Cunha, C. Epstein, G. Fitzgerald, A. E. Garcia Perez, F. R. Hearty, C. Henderson, J. A. Holtzman, J. A. Johnson, C. R. Lam, J. E. Lawler, P. Maseman, S. Meszaros, M. Nelson, D. Coung Nguyen, D. L. Nidever, M. Pinsonneault, M. Shetrone, S. Smee, V. V. Smith, T. Stolberg, M. F. Skrutskie, E. Walker, J. C. Wilson, G. Zasowski, F. Anders, S. Basu, S. Beland, M. R. Blanton, J. Bovy, J. R. Brownstein, J. Carlberg, W. Chaplin, C. Chiappini, D. J. Eisenstein, Y. Elsworth, D. Feuillet, S. W. Fleming, J. Galbraith-Frew, R. A. Garcia, D. Anibal Garcia-Hernandez, B. A. Gillespie, L. Girardi, J. E. Gunn, S. Hasselquist, M. R. Hayden, S. Hekker, I. Ivans, K. Kinemuchi, M. Klaene, S. Mahadevan, S. Mathur, B. Mosser, D. Muna, J. A. Munn, R. C. Nichol, R. W. O'Connell, A. C. Robin, H. Rocha-Pinto, M. Schultheis, A. M. Serenelli, N. Shane, V. Silva Aguirre, J. S. Sobeck, B. Thompson, N. W. Troup, D. H. Weinberg and O. Zamora. *The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE).* ArXiv e-prints, September 2015. (Cité en page 15.)

[Mallik 1999] S. V. Mallik. *Lithium abundance and mass.* A&A, vol. 352, pages 495–507, December 1999. (Cité en pages 120 et 121.)

[Mandell *et al.* 2004] A. M. Mandell, J. Ge and N. Murray. *A Search for ^{6}Li in Lithium-Poor Stars with Planets.* AJ, vol. 127, pages 1147–1157, February 2004. (Cité en pages 44, 45 et 49.)

[Marquardt 1963] Donald W. Marquardt. *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters.* Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, vol. 11, no. 2, pages 431–441, 1963. (Cité en page 34.)

[Martell & Shetrone 2013] S. L. Martell and M. D. Shetrone. *Lithium-rich field giants in the Sloan Digital Sky Survey.* MNRAS, vol. 430, pages 611–620, March 2013. (Cité en page 68.)

[Martig *et al.* 2015] M. Martig, H.-W. Rix, V. S. Aguirre, S. Hekker, B. Mosser, Y. Elsworth, J. Bovy, D. Stello, F. Anders, R. A. García, J. Tayar, T. S. Rodrigues, S. Basu, R. Carrera, T. Ceillier, W. J. Chaplin, C. Chiappini, P. M. Frinchaboy, D. A. García-Hernández, F. R. Hearty, J. Holtzman, J. A. Johnson, S. R. Majewski, S. Mathur, S. Mészáros, A. Miglio, D. Nidever, K. Pan, M. Pinsonneault, R. P. Schiavon, D. P. Schneider, A. Serenelli, M. Shetrone and O. Zamora. *Young α-enriched giant stars in the solar neighbourhood.* MNRAS, vol. 451, pages 2230–2243, August 2015. (Cité en pages 15, 176 et 204.)

[Martínez-Arnáiz *et al.* 2010] R. Martínez-Arnáiz, J. Maldonado, D. Montes, C. Eiroa and B. Montesinos. *Chromospheric activity and rotation of FGK stars in the solar vicinity. An estimation of the radial velocity jitter.* A&A, vol. 520, page A79, September 2010. (Cité en page 120.)

[Mateo 1998] M. L. Mateo. *Dwarf Galaxies of the Local Group.* ARA&A, vol. 36, pages 435–506, 1998. (Cité en page 4.)

[Matteucci *et al.* 1995] F. Matteucci, F. D'Antona and F. X. Timmes. *News (νs) on the Galactic evolution of lithium.* A&A, vol. 303, page 460, November 1995. (Cité en page 188.)

[Matteucci 2001] F. Matteucci, editeur. The chemical evolution of the Galaxy, volume 253 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2001. (Cité en page 126.)

[McCall 2004] M. L. McCall. *On Determining Extinction from Reddening.* AJ, vol. 128, pages 2144–2169, November 2004. (Cité en page 134.)

[McWilliam & Zoccali 2010] A. McWilliam and M. Zoccali. *Two Red Clumps and the X-shaped Milky Way Bulge.* ApJ, vol. 724, pages 1491–1502, December 2010. (Cité en page 7.)

[McWilliam 1997] A. McWilliam. *Abundance Ratios and Galactic Chemical Evolution.* ARA&A, vol. 35, pages 503–556, 1997. (Cité en page 9.)

[Mészáros & Allende Prieto 2013] S. Mészáros and C. Allende Prieto. *On the interpolation of model atmospheres and high-resolution synthetic stellar spectra.* MNRAS, vol. 430, pages 3285–3291, April 2013. (Cité en pages 55, 57 et 77.)

[Mészáros *et al.* 2012] S. Mészáros, C. Allende Prieto, B. Edvardsson, F. Castelli, A. E. García Pérez, B. Gustafsson, S. R. Majewski, B. Plez, R. Schiavon, M. Shetrone and A. de Vicente. *New ATLAS9 and MARCS Model Atmosphere Grids for the Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE).* AJ, vol. 144, page 120, October 2012. (Cité en page 55.)

[Mikolaitis *et al.* 2014a] Š. Mikolaitis, V. Hill, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, C. Allende Prieto, G. Kordopatis, G. Tautvaišiene, D. Romano, G. Gilmore, S. Randich, S. Feltzing, G. Micela, A. Vallenari, E. J. Alfaro, T. Bensby, A. Bragaglia, E. Flaccomio, A. C. Lanzafame, E. Pancino, R. Smiljanic, M. Bergemann, G. Carraro, M. T. Costado, F. Damiani, A. Hourihane, P. Jofré, C. Lardo, L. Magrini, E. Maiorca, L. Morbidelli, L. Sbordone, S. G. Sousa, C. C. Worley and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : the chemical structure of the Galactic discs from the first internal data release.* A&A, vol. 572, page A33, December 2014. (Cité en page 24.)

[Mikolaitis *et al.* 2014b] Š. Mikolaitis, V. Hill, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, C. Allende Prieto, G. Kordopatis, G. Tautvaišiene, D. Romano, G. Gilmore, S. Randich, S. Feltzing, G. Micela, A. Vallenari, E. J. Alfaro, T. Bensby, A. Bragaglia, E. Flaccomio, A. C. Lanzafame, E. Pancino, R. Smiljanic, M. Bergemann, G. Carraro, M. T. Costado, F. Damiani, A. Hourihane, P. Jofré, C. Lardo, L. Magrini, E. Maiorca, L. Morbidelli, L. Sbordone, S. G.

Sousa, C. C. Worley and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : the chemical structure of the Galactic discs from the first internal data release.* A&A, vol. 572, page A33, December 2014. (Cité en pages 28, 34, 82, 88, 94, 129, 130 et 173.)

[Minchev & Famaey 2010] I. Minchev and B. Famaey. *A New Mechanism for Radial Migration in Galactic Disks : Spiral-Bar Resonance Overlap.* ApJ, vol. 722, pages 112–121, October 2010. (Cité en pages 145 et 146.)

[Minchev *et al.* 2012] I. Minchev, B. Famaey, A. C. Quillen, W. Dehnen, M. Martig and A. Siebert. *Radial migration does little for Galactic disc thickening.* A&A, vol. 548, page A127, December 2012. (Cité en page 12.)

[Minchev *et al.* 2013] I. Minchev, C. Chiappini and M. Martig. *Chemodynamical evolution of the Milky Way disk. I. The solar vicinity.* A&A, vol. 558, page A9, October 2013. (Cité en pages 166 et 167.)

[Minchev *et al.* 2014a] I. Minchev, C. Chiappini and M. Martig. *Chemodynamical evolution of the Milky Way disk. II. Variations with Galactic radius and height above the disk plane.* A&A, vol. 572, page A92, December 2014. (Cité en pages 12, 169, 175 et 202.)

[Minchev *et al.* 2014b] I. Minchev, C. Chiappini, M. Martig, M. Steinmetz, R. S. de Jong, C. Boeche, C. Scannapieco, T. Zwitter, R. F. G. Wyse, J. J. Binney, J. Bland-Hawthorn, O. Bienaymé, B. Famaey, K. C. Freeman, B. K. Gibson, E. K. Grebel, G. Gilmore, A. Helmi, G. Kordopatis, Y. S. Lee, U. Munari, J. F. Navarro, Q. A. Parker, A. C. Quillen, W. A. Reid, A. Siebert, A. Siviero, G. Seabroke, F. Watson and M. Williams. *A New Stellar Chemo-Kinematic Relation Reveals the Merger History of the Milky Way Disk.* ApJ, vol. 781, page L20, January 2014. (Cité en pages xii, 126, 140, 142, 153, 159, 160, 161, 162, 163, 167, 169, 170, 172, 174 et 202.)

[Moore *et al.* 1999] B. Moore, S. Ghigna, F. Governato, G. Lake, T. Quinn, J. Stadel and P. Tozzi. *Dark Matter Substructure within Galactic Halos.* ApJL, vol. 524, pages L19–L22, October 1999. (Cité en page 4.)

[Mouhcine *et al.* 2010] M. Mouhcine, R. Ibata and M. Rejkuba. *A Panoramic View of the Milky Way Analog NGC 891.* ApJL, vol. 714, pages L12–L15, May 2010. (Cité en page 6.)

[Mucciarelli *et al.* 2013] A. Mucciarelli, E. Pancino, L. Lovisi, F. R. Ferraro and E. Lapenna. *GALA : An Automatic Tool for the Abundance Analysis of Stellar Spectra.* ApJ, vol. 766, page 78, April 2013. (Cité en pages 36 et 113.)

[Müller *et al.* 1975] E. A. Müller, E. Peytremann and R. de La Reza. *The Solar Lithium Abundance. II : Synthetic Analysis of the Solar Lithium Feature at λ 6707.8 Å.* Sol. Phys., vol. 41, pages 53–65, March 1975. (Cité en page 49.)

[Nataf *et al.* 2010] D. M. Nataf, A. Udalski, A. Gould, P. Fouqué and K. Z. Stanek. *The Split Red Clump of the Galactic Bulge from OGLE-III.* ApJL, vol. 721, pages L28–L32, September 2010. (Cité en page 7.)

[Navarro *et al.* 1995] J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White. *The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe.* MNRAS, vol. 275, pages 56–66, July 1995. (Cité en page 4.)

[Nave *et al.* 1994] G. Nave, S. Johansson, R. C. M. Learner, A. P. Thorne and J. W. Brault. *A new multiplet table for Fe I.* ApJS, vol. 94, pages 221–459, August 1994. (Cité en page 44.)

[Neves *et al.* 2009] V. Neves, N. C. Santos, S. G. Sousa, A. C. M. Correia and G. Israelian. *Chemical abundances of 451 stars from the HARPS GTO planet search program. Thin disc, thick disc, and planets.* A&A, vol. 497, pages 563–581, April 2009. (Cité en page 36.)

[Newberg & Sloan Digital Sky Survey Collaboration 2003] H. J. Newberg and Sloan Digital Sky Survey Collaboration. *Sloan Extension for Galactic Underpinnings and Evolution (SEGUE).* In American Astronomical Society Meeting Abstracts, volume 35 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 112.11, December 2003. (Cité en page 14.)

[Newberg *et al.* 2009] H. J. Newberg, L. p. o. China, P. in LAMOST and U. (PLUS). *The LAMOST Spectroscopic Survey of Milky Way Stars (LEGUE).* In American Astronomical Society Meeting Abstracts #213, volume 41 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 416.14, January 2009. (Cité en page 15.)

[Newberg *et al.* 2010] H. J. Newberg, B. A. Willett, B. Yanny and Y. Xu. *The Orbit of the Orphan Stream.* ApJ, vol. 711, pages 32–49, March 2010. (Cité en page 7.)

[Nidever *et al.* 2014a] D. L. Nidever, J. Bovy, J. C. Bird, B. H. Andrews, M. Hayden, J. Holtzman, S. R. Majewski, V. Smith, A. C. Robin, A. E. García Pérez, K. Cunha, C. Allende Prieto, G. Zasowski, R. P. Schiavon, J. A. Johnson, D. H. Weinberg, D. Feuillet, D. P. Schneider, M. Shetrone, J. Sobeck, D. A. García-Hernández, O. Zamora, H.-W. Rix, T. C. Beers, J. C. Wilson, R. W. O'Connell, I. Minchev, C. Chiappini, F. Anders, D. Bizyaev, H. Brewington, G. Ebelke, P. M. Frinchaboy, J. Ge, K. Kinemuchi, E. Malanushenko, V. Malanushenko, M. Marchante, S. Mészáros, D. Oravetz, K. Pan, A. Simmons and M. F. Skrutskie. *Tracing Chemical Evolution over the Extent of the Milky Way's Disk with APOGEE Red Clump Stars.* ApJ, vol. 796, page 38, November 2014. (Cité en page 11.)

[Nidever *et al.* 2014b] D. L. Nidever, J. Bovy, J. C. Bird, B. H. Andrews, M. Hayden, J. Holtzman, S. R. Majewski, V. Smith, A. C. Robin, A. E. Garcia Perez, K. Cunha, C. Allende Prieto, G. Zasowski, R. P. Schiavon, J. A. Johnson, D. H. Weinberg, D. Feuillet, D. P. Schneider, M. Shetrone, J. Sobeck, D. A. Garcia-Hernandez, O. Zamora, H.-W. Rix, T. C. Beers, J. C. Wilson, R. W. O'Connell, I. Minchev, C. Chiappini, F. Anders, D. Bizyaev, H. Brewington, G. Ebelke, P. M. Frinchaboy, J. Ge, K. Kinemuchi, E. Malanushenko, V. Malanushenko, M. Marchante, S. Meszaros, D. Oravetz, K. Pan, A. Simmons and M. F. Skrutskie. *Tracing chemical evolution over the extent of the*

Milky Way's Disk with APOGEE Red Clump Stars. ArXiv e-prints, September 2014. (Cité en pages 130 et 173.)

[Nissen & Schuster 2012] P. E. Nissen and W. J. Schuster. *Two distinct halo populations in the solar neighborhood. IV. Lithium abundances.* A&A, vol. 543, page A28, July 2012. (Cité en pages 6 et 121.)

[Nordström *et al.* 2004] B. Nordström, M. Mayor, J. Andersen, J. Holmberg, F. Pont, B. R. Jørgensen, E. H. Olsen, S. Udry and N. Mowlavi. *The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. Ages, metallicities, and kinematic properties of ∼14 000 F and G dwarfs.* A&A, vol. 418, pages 989–1019, May 2004. (Cité en pages 10, 13 et 126.)

[Ojha 2001] D. K. Ojha. *Radial scalelengths of the galactic thin and thick disc with 2MASS data.* MNRAS, vol. 322, pages 426–432, April 2001. (Cité en page 6.)

[Pasquini *et al.* 2000] L. Pasquini, G. Avila, E. Allaert, P. Ballester, P. Biereichel, B. Buzzoni, C. Cavadore, H. Dekker, B. Delabre, F. Ferraro, V. Hill, A. Kaufer, H. Kotzlowski, J.-L. Lizon, A. Longinotti, S. Moureau, R. Palsa and S. Zaggia. *FLAMES : a multi-object fiber facility for the VLT.* In M. Iye and A. F. Moorwood, editeurs, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, volume 4008 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 129–140, August 2000. (Cité en pages 13 et 22.)

[Pavlenko & Magazzu 1996] Y. V. Pavlenko and A. Magazzu. *Theoretical LTE and non-LTE curves of growth for LiI lines in G-M dwarfs and subgiants.* A&A, vol. 311, pages 961–967, July 1996. (Cité en pages 104 et 105.)

[Pavlenko 1991] Y. V. Pavlenko. *Determination of C N and O Abundances in the Atmospheres of Late Type Stars - Extreme Value Problem.* SvA, vol. 35, page 212, April 1991. (Cité en page 104.)

[Perryman *et al.* 2001] M. A. C. Perryman, K. S. de Boer, G. Gilmore, E. Høg, M. G. Lattanzi, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, O. Pace and P. T. de Zeeuw. *GAIA : Composition, formation and evolution of the Galaxy.* A&A, vol. 369, pages 339–363, April 2001. (Cité en page 16.)

[Perryman 1982] M. A. C. Perryman. *The HIPPARCOS space astrometry mission.* Advances in Space Research, vol. 2, pages 51–58, 1982. (Cité en page 16.)

[Pfenniger & Norman 1990] D. Pfenniger and C. Norman. *Dissipation in barred galaxies - The growth of bulges and central mass concentrations.* ApJ, vol. 363, pages 391–410, November 1990. (Cité en page 7.)

[Pilachowski *et al.* 1993] C. A. Pilachowski, C. Sneden and J. Booth. *The abundance of lithium in metal-poor subgiant stars.* ApJ, vol. 407, pages 699–713, April 1993. (Cité en page 121.)

[Pinsonneault *et al.* 1999] M. H. Pinsonneault, T. P. Walker, G. Steigman and V. K. Narayanan. *Halo Star Lithium Depletion.* ApJ, vol. 527, pages 180–198, December 1999. (Cité en page 178.)

[Piskunov 1992] N. E. Piskunov. *SYNTH - a code for rapid spectral synthesis.* In Y. V. Glagolevskij and I. I. Romanyuk, editeurs, Physics and Evolution of Stars : Stellar Magnetism, page 92, 1992. (Cité en page 34.)

[Planck Collaboration *et al.* 2014] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday and et al. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters.* A&A, vol. 571, page A16, November 2014. (Cité en page 4.)

[Plez 2012] B. Plez. *Turbospectrum : Code for spectral synthesis.* Astrophysics Source Code Library, May 2012. (Cité en pages 32, 34 et 40.)

[Posbic *et al.* 2012] H. Posbic, D. Katz, E. Caffau, P. Bonifacio, A. Gómez, L. Sbordone and F. Arenou. *SPADES : a stellar parameters determination software.* A&A, vol. 544, page A154, August 2012. (Cité en page 35.)

[Prantzos 2012] N. Prantzos. *Production and evolution of Li, Be, and B isotopes in the Galaxy.* A&A, vol. 542, page A67, June 2012. (Cité en pages xii, 189, 190 et 197.)

[Pryor & Meylan 1993] C. Pryor and G. Meylan. *Velocity Dispersions for Galactic Globular Clusters.* In S. G. Djorgovski and G. Meylan, editeurs, Structure and Dynamics of Globular Clusters, volume 50 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 357, January 1993. (Cité en page 150.)

[Qu *et al.* 2011] Y. Qu, P. Di Matteo, M. D. Lehnert and W. van Driel. *Characteristics of thick disks formed through minor mergers : stellar excesses and scale lengths.* A&A, vol. 530, page A10, June 2011. (Cité en page 13.)

[Quinn *et al.* 1993] P. J. Quinn, L. Hernquist and D. P. Fullagar. *Heating of galactic disks by mergers.* ApJ, vol. 403, pages 74–93, January 1993. (Cité en page 12.)

[Ramírez & Allende Prieto 2011] I. Ramírez and C. Allende Prieto. *Fundamental Parameters and Chemical Composition of Arcturus.* ApJ, vol. 743, page 135, December 2011. (Cité en pages 46, 66 et 118.)

[Ramírez *et al.* 2012] I. Ramírez, J. R. Fish, D. L. Lambert and C. Allende Prieto. *Lithium Abundances in nearby FGK Dwarf and Subgiant Stars : Internal Destruction, Galactic Chemical Evolution, and Exoplanets.* ApJ, vol. 756, page 46, September 2012. (Cité en pages xiii, 95, 100, 121, 123, 194, 195, 196, 198, 200 et 203.)

[Recio-Blanco *et al.* 2006] A. Recio-Blanco, A. Bijaoui and P. de Laverny. *Automated derivation of stellar atmospheric parameters and chemical abundances : the MATISSE algorithm.* MNRAS, vol. 370, pages 141–150, July 2006. (Cité en pages 24, 33, 80 et 96.)

[Recio-Blanco *et al.* 2014] A. Recio-Blanco, P. de Laverny, G. Kordopatis, A. Helmi, V. Hill, G. Gilmore, R. Wyse, V. Adibekyan, S. Randich, M. Asplund, S. Feltzing, R. Jeffries, G. Micela, A. Vallenari, E. Alfaro, C. Allende Prieto,

T. Bensby, A. Bragaglia, E. Flaccomio, S. E. Koposov, A. Korn, A. Lanzafame, E. Pancino, R. Smiljanic, R. Jackson, J. Lewis, L. Magrini, L. Morbidelli, L. Prisinzano, G. Sacco, C. C. Worley, A. Hourihane, M. Bergemann, M. T. Costado, U. Heiter, P. Joffre, C. Lardo, K. Lind and E. Maiorca. *The Gaia-ESO Survey : the Galactic thick to thin disc transition.* A&A, vol. 567, page A5, July 2014. (Cité en pages 6, 11, 23, 129, 130, 142, 145, 146, 148, 166, 173, 174 et 191.)

[Recio-Blanco *et al.* 2015] A. Recio-Blanco, P. de Laverny, C. Allende Prieto, D. Fustes, M. Manteiga, B. Arcay, A. Bijaoui, C. Dafonte, C. Ordenovic and D. Ordoñez Blanco. *Stellar parametrization from Gaia RVS spectra.* ArXiv e-prints, October 2015. (Cité en pages 18, 19, 41 et 62.)

[Reddy & Lambert 2005] B. E. Reddy and D. L. Lambert. *Three Li-rich K Giants : IRAS 12327-6523, 13539-4153, and 17596-3952.* AJ, vol. 129, pages 2831–2835, June 2005. (Cité en page 121.)

[Reddy *et al.* 2002] B. E. Reddy, D. L. Lambert, C. Laws, G. Gonzalez and K. Covey. *A search for ^{6}Li in stars with planets.* MNRAS, vol. 335, pages 1005–1016, October 2002. (Cité en pages 44 et 49.)

[Reddy *et al.* 2003] B. E. Reddy, J. Tomkin, D. L. Lambert and C. Allende Prieto. *The chemical compositions of Galactic disc F and G dwarfs.* MNRAS, vol. 340, pages 304–340, March 2003. (Cité en page 95.)

[Reddy *et al.* 2006] B. E. Reddy, D. L. Lambert and C. Allende Prieto. *Elemental abundance survey of the Galactic thick disc.* MNRAS, vol. 367, pages 1329–1366, April 2006. (Cité en pages 6 et 196.)

[Reeves 1970] H. Reeves. *Galactic Cosmic Ray Origin of Li, Be and B in Stars.* Nature, vol. 226, pages 727–729, May 1970. (Cité en page 178.)

[Rix & Bovy 2013] H.-W. Rix and J. Bovy. *The Milky Way's stellar disk. Mapping and modeling the Galactic disk.* A&A Rev, vol. 21, page 61, May 2013. (Cité en page 4.)

[Robin 2005] A. C. Robin. *Gaia Census and Completeness.* In C. Turon, K. S. O'Flaherty and M. A. C. Perryman, editeurs, The Three-Dimensional Universe with Gaia, volume 576 of *ESA Special Publication*, page 83, January 2005. (Cité en page 112.)

[Roeser *et al.* 2010] S. Roeser, M. Demleitner and E. Schilbach. *The PPMXL Catalog of Positions and Proper Motions on the ICRS. Combining USNO-B1.0 and the Two Micron All Sky Survey (2MASS).* AJ, vol. 139, pages 2440–2447, June 2010. (Cité en pages 22, 136, 173 et 201.)

[Romano *et al.* 1999] D. Romano, F. Matteucci, P. Molaro and P. Bonifacio. *The galactic lithium evolution revisited.* A&A, vol. 352, pages 117–128, December 1999. (Cité en page 186.)

[Romano *et al.* 2001] D. Romano, F. Matteucci, P. Ventura and F. D'Antona. *The stellar origin of ^{7}Li. Do AGB stars contribute a substantial fraction of the*

local Galactic lithium abundance ? A&A, vol. 374, pages 646–655, August 2001. (Cité en pages xii, 186, 187, 188, 189 et 197.)

[Romano *et al.* 2003] D. Romano, M. Tosi, F. Matteucci and C. Chiappini. *Light element evolution resulting from WMAP data.* MNRAS, vol. 346, pages 295–303, November 2003. (Cité en page 187.)

[Ruchti *et al.* 2010] G. R. Ruchti, J. P. Fulbright, R. F. G. Wyse, G. F. Gilmore, O. Bienaymé, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, R. Campbell, K. C. Freeman, B. K. Gibson, E. K. Grebel, A. Helmi, U. Munari, J. F. Navarro, Q. A. Parker, W. Reid, G. M. Seabroke, A. Siebert, A. Siviero, M. Steinmetz, F. G. Watson, M. Williams and T. Zwitter. *Origins of the Thick Disk as Traced by the Alpha Elements of Metal-poor Giant Stars Selected from Rave.* ApJL, vol. 721, pages L92–L96, October 2010. (Cité en page 14.)

[Ruchti *et al.* 2015] G. R. Ruchti, J. I. Read, S. Feltzing, A. M. Serenelli, P. McMillan, K. Lind, T. Bensby, M. Bergemann, M. Asplund, A. Vallenari, E. Flaccomio, E. Pancino, A. J. Korn, A. Recio-Blanco, A. Bayo, G. Carraro, M. T. Costado, F. Damiani, U. Heiter, A. Hourihane, P. Jofré, G. Kordopatis, C. Lardo, P. de Laverny, L. Monaco, L. Morbidelli, L. Sbordone, C. C. Worley and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : a quiescent Milky Way with no significant dark/stellar accreted disc.* MNRAS, vol. 450, pages 2874–2887, July 2015. (Cité en pages 23, 94, 122 et 200.)

[Ryan *et al.* 2001] S. G. Ryan, T. Kajino, T. C. Beers, T. K. Suzuki, D. Romano, F. Matteucci and K. Rosolankova. *Abundances and Evolution of Lithium in the Galactic Halo and Disk.* ApJ, vol. 549, pages 55–71, March 2001. (Cité en page 186.)

[Sacco *et al.* 2014] G. G. Sacco, L. Morbidelli, E. Franciosini, E. Maiorca, S. Randich, A. Modigliani, G. Gilmore, M. Asplund, J. Binney, P. Bonifacio, J. Drew, S. Feltzing, A. Ferguson, R. Jeffries, G. Micela, I. Negueruela, T. Prusti, H.-W. Rix, A. Vallenari, E. Alfaro, C. Allende Prieto, C. Babusiaux, T. Bensby, R. Blomme, A. Bragaglia, E. Flaccomio, P. Francois, N. Hambly, M. Irwin, S. Koposov, A. Korn, A. Lanzafame, E. Pancino, A. Recio-Blanco, R. Smiljanic, S. Van Eck, N. Walton, M. Bergemann, M. T. Costado, P. de Laverny, U. Heiter, V. Hill, A. Hourihane, R. Jackson, P. Jofre, J. Lewis, K. Lind, C. Lardo, L. Magrini, T. Masseron, L. Prisinzano and C. Worley. *The Gaia-ESO Survey : processing FLAMES-UVES spectra.* A&A, vol. 565, page A113, May 2014. (Cité en page 39.)

[Sackmann & Boothroyd 1992] I.-J. Sackmann and A. I. Boothroyd. *The creation of superrich lithium giants.* ApJL, vol. 392, pages L71–L74, June 1992. (Cité en page 178.)

[Sackmann & Boothroyd 1999] I.-J. Sackmann and A. I. Boothroyd. *Creation of ^{7}Li and Destruction of ^{3}He, ^{9}Be, ^{10}B, and ^{11}B in Low-Mass Red Giants, Due to Deep Circulation.* ApJ, vol. 510, pages 217–231, January 1999. (Cité en page 178.)

[Saito *et al.* 2012] R. K. Saito, M. Hempel, D. Minniti, P. W. Lucas, M. Rejkuba, I. Toledo, O. A. Gonzalez, J. Alonso-García, M. J. Irwin, E. Gonzalez-Solares, S. T. Hodgkin, J. R. Lewis, N. Cross, V. D. Ivanov, E. Kerins, J. P. Emerson, M. Soto, E. B. Amôres, S. Gurovich, I. Dékány, R. Angeloni, J. C. Beamin, M. Catelan, N. Padilla, M. Zoccali, P. Pietrukowicz, C. Moni Bidin, F. Mauro, D. Geisler, S. L. Folkes, S. E. Sale, J. Borissova, R. Kurtev, A. V. Ahumada, M. V. Alonso, A. Adamson, J. I. Arias, R. M. Bandyopadhyay, R. H. Barbá, B. Barbuy, G. L. Baume, L. R. Bedin, A. Bellini, R. Benjamin, E. Bica, C. Bonatto, L. Bronfman, G. Carraro, A. N. Chenè, J. J. Clariá, J. R. A. Clarke, C. Contreras, A. Corvillón, R. de Grijs, B. Dias, J. E. Drew, C. Fariña, C. Feinstein, E. Fernández-Lajús, R. C. Gamen, W. Gieren, B. Goldman, C. González-Fernández, R. J. J. Grand, G. Gunthardt, N. C. Hambly, M. M. Hanson, K. G. Hełminiak, M. G. Hoare, L. Huckvale, A. Jordán, K. Kinemuchi, A. Longmore, M. López-Corredoira, T. Maccarone, D. Majaess, E. L. Martín, N. Masetti, R. E. Mennickent, I. F. Mirabel, L. Monaco, L. Morelli, V. Motta, T. Palma, M. C. Parisi, Q. Parker, F. Peñaloza, G. Pietrzyński, G. Pignata, B. Popescu, M. A. Read, A. Rojas, A. Roman-Lopes, M. T. Ruiz, I. Saviane, M. R. Schreiber, A. C. Schröder, S. Sharma, M. D. Smith, L. Sodré, J. Stead, A. W. Stephens, M. Tamura, C. Tappert, M. A. Thompson, E. Valenti, L. Vanzi, N. A. Walton, W. Weidmann and A. Zijlstra. *VVV DR1 : The first data release of the Milky Way bulge and southern plane from the near-infrared ESO public survey VISTA variables in the Vía Láctea.* A&A, vol. 537, page A107, January 2012. (Cité en page 13.)

[Sansonetti *et al.* 1995] C. J. Sansonetti, B. Richou, R. Engleman Jr. and L. J. Radziemski. *Measurements of the resonance lines of* ^{6}*Li and* ^{7}*Li by Doppler-free frequency-modulation spectroscopy.* Phys. Rev. A, vol. 52, pages 2682–2688, October 1995. (Cité en pages 44, 46 et 105.)

[Sbordone *et al.* 2010] L. Sbordone, P. Bonifacio, E. Caffau, H.-G. Ludwig, N. T. Behara, J. I. González Hernández, M. Steffen, R. Cayrel, B. Freytag, C. van't Veer, P. Molaro, B. Plez, T. Sivarani, M. Spite, F. Spite, T. C. Beers, N. Christlieb, P. François and V. Hill. *The metal-poor end of the Spite plateau. I. Stellar parameters, metallicities, and lithium abundances.* A&A, vol. 522, page A26, November 2010. (Cité en pages 106 et 182.)

[Sbordone *et al.* 2014] L. Sbordone, E. Caffau, P. Bonifacio and S. Duffau. *MyGIsFOS : an automated code for parameter determination and detailed abundance analysis in cool stars.* A&A, vol. 564, page A109, April 2014. (Cité en page 36.)

[Schlegel *et al.* 1998] D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner and M. Davis. *Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds.* ApJ, vol. 500, pages 525–553, June 1998. (Cité en page 134.)

[Schönrich & Binney 2009] R. Schönrich and J. Binney. *Origin and structure of the Galactic disc(s).* MNRAS, vol. 399, pages 1145–1156, November 2009. (Cité en pages 10, 11, 12, 126, 145 et 146.)

[Schönrich *et al.* 2010] R. Schönrich, J. Binney and W. Dehnen. *Local kinematics and the local standard of rest.* MNRAS, vol. 403, pages 1829–1833, April 2010. (Cité en page 136.)

[Seabroke & Gilmore 2007] G. M. Seabroke and G. Gilmore. *Revisiting the relations : Galactic thin disc age-velocity dispersion relation.* MNRAS, vol. 380, pages 1348–1368, October 2007. (Cité en pages 14 et 126.)

[Sellwood & Binney 2002] J. A. Sellwood and J. J. Binney. *Radial mixing in galactic discs.* MNRAS, vol. 336, pages 785–796, November 2002. (Cité en pages 12 et 145.)

[Sharma *et al.* 2014] S. Sharma, J. Bland-Hawthorn, J. Binney, K. C. Freeman, M. Steinmetz, C. Boeche, O. Bienaymé, B. K. Gibson, G. F. Gilmore, E. K. Grebel, A. Helmi, G. Kordopatis, U. Munari, J. F. Navarro, Q. A. Parker, W. A. Reid, G. M. Seabroke, A. Siebert, F. Watson, M. E. K. Williams, R. F. G. Wyse and T. Zwitter. *Kinematic Modeling of the Milky Way Using the RAVE and GCS Stellar Surveys.* ApJ, vol. 793, page 51, September 2014. (Cité en pages 14, 126, 141, 148 et 164.)

[Sirko *et al.* 2004] E. Sirko, J. Goodman, G. R. Knapp, J. Brinkmann, Ž. Ivezić, E. J. Knerr, D. Schlegel, D. P. Schneider and D. G. York. *Blue Horizontal-Branch Stars in the Sloan Digital Sky Survey. I. Sample Selection and Structure in the Galactic Halo.* AJ, vol. 127, pages 899–913, February 2004. (Cité en page 6.)

[Smiljanic *et al.* 2014] R. Smiljanic, A. J. Korn, M. Bergemann, A. Frasca, L. Magrini, T. Masseron, E. Pancino, G. Ruchti, I. San Roman, L. Sbordone, S. G. Sousa, H. Tabernero, G. Tautvaišienė, M. Valentini, M. Weber, C. C. Worley, V. Z. Adibekyan, C. Allende Prieto, G. Barisevičius, K. Biazzo, S. Blanco-Cuaresma, P. Bonifacio, A. Bragaglia, E. Caffau, T. Cantat-Gaudin, Y. Chorniy, P. de Laverny, E. Delgado-Mena, P. Donati, S. Duffau, E. Franciosini, E. Friel, D. Geisler, J. I. González Hernández, P. Gruyters, G. Guiglion, C. J. Hansen, U. Heiter, V. Hill, H. R. Jacobson, P. Jofre, H. Jönsson, A. C. Lanzafame, C. Lardo, H.-G. Ludwig, E. Maiorca, Š. Mikolaitis, D. Montes, T. Morel, A. Mucciarelli, C. Muñoz, T. Nordlander, L. Pasquini, E. Puzeras, A. Recio-Blanco, N. Ryde, G. Sacco, N. C. Santos, A. M. Serenelli, R. Sordo, C. Soubiran, L. Spina, M. Steffen, A. Vallenari, S. Van Eck, S. Villanova, G. Gilmore, S. Randich, M. Asplund, J. Binney, J. Drew, S. Feltzing, A. Ferguson, R. Jeffries, G. Micela, I. Negueruela, T. Prusti, H.-W. Rix, E. Alfaro, C. Babusiaux, T. Bensby, R. Blomme, E. Flaccomio, P. François, M. Irwin, S. Koposov, N. Walton, A. Bayo, G. Carraro, M. T. Costado, F. Damiani, B. Edvardsson, A. Hourihane, R. Jackson, J. Lewis, K. Lind, G. Marconi, C. Martayan, L. Monaco, L. Morbidelli,

L. Prisinzano and S. Zaggia. *The Gaia-ESO Survey : The analysis of high-resolution UVES spectra of FGK-type stars.* A&A, vol. 570, page A122, October 2014. (Cité en pages 34, 36 et 37.)

[Smith & Lambert 1989] V. V. Smith and D. L. Lambert. *Synthesis of lithium and s-process elements in Small Magellanic Cloud asymptotic giant branch stars.* ApJL, vol. 345, pages L75–L78, October 1989. (Cité en page 178.)

[Smith *et al.* 2007] M. C. Smith, G. R. Ruchti, A. Helmi, R. F. G. Wyse, J. P. Fulbright, K. C. Freeman, J. F. Navarro, G. M. Seabroke, M. Steinmetz, M. Williams, O. Bienaymé, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, W. Dehnen, B. K. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, U. Munari, Q. A. Parker, R.-D. Scholz, A. Siebert, F. G. Watson and T. Zwitter. *The RAVE survey : constraining the local Galactic escape speed.* MNRAS, vol. 379, pages 755–772, August 2007. (Cité en page 14.)

[Snaith *et al.* 2015] O. Snaith, M. Haywood, P. Di Matteo, M. D. Lehnert, F. Combes, D. Katz and A. Gómez. *Reconstructing the star formation history of the Milky Way disc(s) from chemical abundances.* A&A, vol. 578, page A87, June 2015. (Cité en pages 11, 173 et 201.)

[Sneden 1973] C. A. Sneden. Ph.D. Thesis, 1973. (Cité en page 36.)

[Sofue *et al.* 2009] Y. Sofue, M. Honma and T. Omodaka. *Unified Rotation Curve of the Galaxy – Decomposition into de Vaucouleurs Bulge, Disk, Dark Halo, and the 9-kpc Rotation Dip –.* PASJ, vol. 61, pages 227–, February 2009. (Cité en page 7.)

[Soubiran *et al.* 2003] C. Soubiran, O. Bienaymé and A. Siebert. *Vertical distribution of Galactic disk stars. I. Kinematics and metallicity.* A&A, vol. 398, pages 141–151, January 2003. (Cité en page 141.)

[Sousa *et al.* 2007] S. G. Sousa, N. C. Santos, G. Israelian, M. Mayor and M. J. P. F. G. Monteiro. *A new code for automatic determination of equivalent widths : Automatic Routine for line Equivalent widths in stellar Spectra (ARES).* A&A, vol. 469, pages 783–791, July 2007. (Cité en page 36.)

[Sousa *et al.* 2008] S. G. Sousa, N. C. Santos, M. Mayor, S. Udry, L. Casagrande, G. Israelian, F. Pepe, D. Queloz and M. J. P. F. G. Monteiro. *Spectroscopic parameters for 451 stars in the HARPS GTO planet search program. Stellar [Fe/H] and the frequency of exo-Neptunes.* A&A, vol. 487, pages 373–381, August 2008. (Cité en page 109.)

[Sousa *et al.* 2011a] S. G. Sousa, N. C. Santos, G. Israelian, C. Lovis, M. Mayor, P. B. Silva and S. Udry. *Spectroscopic characterization of a sample of metal-poor solar-type stars from the HARPS planet search program. Precise spectroscopic parameters and mass estimation.* A&A, vol. 526, page A99, February 2011. (Cité en page 109.)

[Sousa *et al.* 2011b] S. G. Sousa, N. C. Santos, G. Israelian, M. Mayor and S. Udry. *Spectroscopic stellar parameters for 582 FGK stars in the HARPS volume-*

limited sample. Revising the metallicity-planet correlation. A&A, vol. 533, page A141, September 2011. (Cité en page 109.)

[Sousa *et al.* 2015] S. G. Sousa, N. C. Santos, V. Adibekyan, E. Delgado-Mena and G. Israelian. *ARES v2 : new features and improved performance.* A&A, vol. 577, page A67, May 2015. (Cité en page 36.)

[Spagna *et al.* 2010] A. Spagna, M. G. Lattanzi, P. Re Fiorentin and R. L. Smart. *Evidence of a thick disk rotation-metallicity correlation.* A&A, vol. 510, page L4, February 2010. (Cité en pages 145 et 174.)

[Spergel *et al.* 2003] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack and E. L. Wright. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters.* ApJS, vol. 148, pages 175–194, September 2003. (Cité en page 177.)

[Spite & Spite 1982] F. Spite and M. Spite. *Abundance of lithium in unevolved halo stars and old disk stars - Interpretation and consequences.* A&A, vol. 115, pages 357–366, November 1982. (Cité en pages 177, 178 et 179.)

[Starrfield *et al.* 1978] S. Starrfield, J. W. Truran, W. M. Sparks and M. Arnould. *On Li-7 production in nova explosions.* ApJ, vol. 222, pages 600–603, June 1978. (Cité en page 178.)

[Steinmetz 2003] M. Steinmetz. *RAVE : the RAdial Velocity Experiment.* In U. Munari, editeur, GAIA Spectroscopy : Science and Technology, volume 298 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 381, 2003. (Cité en page 14.)

[Stetson & Pancino 2008] P. B. Stetson and E. Pancino. *DAOSPEC : An Automatic Code for Measuring Equivalent Widths in High-Resolution Stellar Spectra.* PASP, vol. 120, pages 1332–1354, December 2008. (Cité en page 36.)

[Takeda & Kawanomoto 2005] Y. Takeda and S. Kawanomoto. *Lithium Abundances of F-, G-, and K-Type Stars : Profile-Fitting Analysis of the Li I 6708 Doublet.* PASJ, vol. 57, pages 45–63, February 2005. (Cité en pages 104, 105, 107 et 121.)

[Trampedach *et al.* 2013] R. Trampedach, M. Asplund, R. Collet, Å. Nordlund and R. F. Stein. *A Grid of Three-dimensional Stellar Atmosphere Models of Solar Metallicity. I. General Properties, Granulation, and Atmospheric Expansion.* ApJ, vol. 769, page 18, May 2013. (Cité en page 29.)

[Travaglio *et al.* 2001] C. Travaglio, S. Randich, D. Galli, J. Lattanzio, L. M. Elliott, M. Forestini and F. Ferrini. *Galactic Chemical Evolution of Lithium : Interplay between Stellar Sources.* ApJ, vol. 559, pages 909–924, October 2001. (Cité en pages xii, 187, 188, 189 et 197.)

[Valenti & Piskunov 1996] J. A. Valenti and N. Piskunov. *Spectroscopy made easy : A new tool for fitting observations with synthetic spectra.* A&A, vol. 118, pages 595–603, September 1996. (Cité en pages 33, 34 et 80.)

[Valentini *et al.* 2013] M. Valentini, T. Morel, A. Miglio, L. Fossati and U. Munari. *GAUFRE : A tool for an automated determination of atmospheric parameters from spectroscopy.* In European Physical Journal Web of Conferences, volume 43 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 3006, March 2013. (Cité en page 36.)

[van der Kruit & Searle 1981] P. C. van der Kruit and L. Searle. *Surface photometry of edge-on spiral galaxies. I - A model for the three-dimensional distribution of light in galactic disks.* A&A, vol. 95, pages 105–115, February 1981. (Cité en page 164.)

[Van der Swaelmen *et al.* 2013] M. Van der Swaelmen, V. Hill, F. Primas and A. A. Cole. *Chemical abundances in LMC stellar populations. II. The bar sample.* A&A, vol. 560, page A44, December 2013. (Cité en page 35.)

[Ventura *et al.* 2000] P. Ventura, F. D'Antona and I. Mazzitelli. *Lithium and mass loss in massive AGB stars in the Large Magellanic Cloud.* A&A, vol. 363, pages 605–616, November 2000. (Cité en page 187.)

[Vera-Ciro & D'Onghia 2015] C. Vera-Ciro and E. D'Onghia. *On the conservation of the vertical action on galactic disks.* ArXiv e-prints, August 2015. (Cité en pages 169, 175 et 202.)

[Vera-Ciro *et al.* 2014] C. Vera-Ciro, E. D'Onghia, J. Navarro and M. Abadi. *The Effect of Radial Migration on Galactic Disks.* AjJ, vol. 794, page 173, October 2014. (Cité en page 12.)

[Villalobos & Helmi 2008] Á. Villalobos and A. Helmi. *Simulations of minor mergers - I. General properties of thick discs.* MNRAS, vol. 391, pages 1806–1827, December 2008. (Cité en pages 12, 172, 175 et 202.)

[Walcher *et al.* 2015] C. J. Walcher, P. R. T. Coelho, A. Gallazzi, G. Bruzual, S. Charlot and C. Chiappini. *Abundance patterns in early-type galaxies : is there a 'knee' in the [Fe/H] vs. [alpha/Fe] relation ?* ArXiv e-prints, August 2015. (Cité en page 10.)

[Walker *et al.* 1996] I. R. Walker, J. C. Mihos and L. Hernquist. *Quantifying the Fragility of Galactic Disks in Minor Mergers.* ApJ, vol. 460, page 121, March 1996. (Cité en page 12.)

[Warren 1973] P. R. Warren. *Lithium in K-supergiants.* MNRAS, vol. 163, pages 337–344, 1973. (Cité en page 121.)

[White & Rees 1978] S. D. M. White and M. J. Rees. *Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering.* MNRAS, vol. 183, pages 341–358, May 1978. (Cité en page 4.)

[Wielen 1974] R. Wielen. *The kinematics and ages of stars in Gliese's catalogue.* Highlights of Astronomy, vol. 3, pages 395–407, 1974. (Cité en pages 126 et 148.)

[Wielen 1975] R. Wielen. *On the Age Dependence of the Spatial Distribution and Velocity Dispersion of Stars in a Spiral Galaxy.* In L. Weliachew, editeur, La Dynamique des galaxies spirales, page 357, 1975. (Cité en pages 10 et 126.)

[Wiese *et al.* 1966] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon. Atomic transition probabilities. Vol. : Hydrogen through Neon. A critical data compilation. 1966. (Cité en page 104.)

[Wilkinson & Evans 1999] M. I. Wilkinson and N. W. Evans. *The present and future mass of the Milky Way halo.* MNRAS, vol. 310, pages 645–662, December 1999. (Cité en page 3.)

[Wilkinson *et al.* 2005] M. I. Wilkinson, A. Vallenari, C. Turon, U. Munari, D. Katz, G. Bono, M. Cropper, A. Helmi, N. Robichon, F. Thévenin, S. Vidrih, T. Zwitter, F. Arenou, M.-O. Baylac, G. Bertelli, A. Bijaoui, F. Boschi, F. Castelli, F. Crifo, M. David, A. Gomboc, A. Gómez, M. Haywood, U. Jauregi, P. de Laverny, Y. Lebreton, P. Marrese, T. Marsh, S. Mignot, D. Morin, S. Pasetto, M. Perryman, A. Prša, A. Recio-Blanco, F. Royer, A. Sellier, A. Siviero, R. Sordo, C. Soubiran, L. Tomasella and Y. Viala. *Spectroscopic survey of the Galaxy with Gaia- II. The expected science yield from the Radial Velocity Spectrometer.* MNRAS, vol. 359, pages 1306–1335, June 2005. (Cité en pages 18 et 28.)

[Woosley & Weaver 1995] S. E. Woosley and T. A. Weaver. *The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis.* ApJS, vol. 101, page 181, November 1995. (Cité en page 189.)

[Woosley *et al.* 1990] S. E. Woosley, D. H. Hartmann, R. D. Hoffman and W. C. Haxton. *The nu-process.* ApJ, vol. 356, pages 272–301, June 1990. (Cité en page 188.)

[Worley *et al.* 2012] C. C. Worley, P. de Laverny, A. Recio-Blanco, V. Hill, A. Bijaoui and C. Ordenovic. *The AMBRE Project : Stellar parameterisation of the ESO :FEROS archived spectra.* A&A, vol. 542, page A48, June 2012. (Cité en pages 24, 96, 97 et 211.)

[Worley *et al.* 2014] C. C. Worley, P. de Laverny, A. Recio-Blanco and V. Hill. *The AMBRE Project : Stellar parameters for the UVES Archived Spectra.* In Astronomical Society of India Conference Series, volume 11 of *Astronomical Society of India Conference Series*, pages 151–158, 2014. (Cité en pages 24, 73, 96 et 97.)

[Yan & Drake 1998] Z.-C. Yan and G. W. F. Drake. *Relativistic and QED Energies in Lithium.* Physical Review Letters, vol. 81, pages 774–777, July 1998. (Cité en page 46.)

[Yan *et al.* 1998] Z.-C. Yan, M. Tambasco and G. W. F. Drake. *Energies and oscillator strengths for lithiumlike ions.* Phys. Rev. A, vol. 57, pages 1652–1661, March 1998. (Cité en pages 44, 46, 48 et 105.)

[Yanny *et al.* 2009] B. Yanny, C. Rockosi, H. J. Newberg, G. R. Knapp, J. K. Adelman-McCarthy, B. Alcorn, S. Allam, C. Allende Prieto, D. An, K. S. J. Anderson, S. Anderson, C. A. L. Bailer-Jones, S. Bastian, T. C. Beers, E. Bell, V. Belokurov, D. Bizyaev, N. Blythe, J. J. Bochanski, W. N. Boroski, J. Brinchmann, J. Brinkmann, H. Brewington, L. Carey, K. M.

Cudworth, M. Evans, N. W. Evans, E. Gates, B. T. Gänsicke, B. Gillespie, G. Gilmore, A. Nebot Gomez-Moran, E. K. Grebel, J. Greenwell, J. E. Gunn, C. Jordan, W. Jordan, P. Harding, H. Harris, J. S. Hendry, D. Holder, I. I. Ivans, Ž. Ivezič, S. Jester, J. A. Johnson, S. M. Kent, S. Kleinman, A. Kniazev, J. Krzesinski, R. Kron, N. Kuropatkin, S. Lebedeva, Y. S. Lee, R. French Leger, S. Lépine, S. Levine, H. Lin, D. C. Long, C. Loomis, R. Lupton, O. Malanushenko, V. Malanushenko, B. Margon, D. Martinez-Delgado, P. McGehee, D. Monet, H. L. Morrison, J. A. Munn, E. H. Neilsen Jr., A. Nitta, J. E. Norris, D. Oravetz, R. Owen, N. Padmanabhan, K. Pan, R. S. Peterson, J. R. Pier, J. Platson, P. Re Fiorentin, G. T. Richards, H.-W. Rix, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, M. R. Schreiber, A. Schwope, V. Sibley, A. Simmons, S. A. Snedden, J. Allyn Smith, L. Stark, F. Stauffer, M. Steinmetz, C. Stoughton, M. SubbaRao, A. Szalay, P. Szkody, A. R. Thakar, T. Sivarani, D. Tucker, A. Uomoto, D. Vanden Berk, S. Vidrih, Y. Wadadekar, S. Watters, R. Wilhelm, R. F. G. Wyse, J. Yarger and D. Zucker. *SEGUE : A Spectroscopic Survey of 240,000 Stars with g = 14-20.* AJ, vol. 137, pages 4377–4399, May 2009. (Cité en page 14.)

[Yoshii 1982] Y. Yoshii. *Density Distribution of Faint Stars in the Direction of the North Galactic Pole.* PASJ, vol. 34, page 365, 1982. (Cité en pages 6 et 11.)

[Zoccali *et al.* 2003] M. Zoccali, A. Renzini, S. Ortolani, L. Greggio, I. Saviane, S. Cassisi, M. Rejkuba, B. Barbuy, R. M. Rich and E. Bica. *Age and metallicity distribution of the Galactic bulge from extensive optical and near-IR stellar photometry.* A&A, vol. 399, pages 931–956, March 2003. (Cité en page 7.)

[Zoccali *et al.* 2004] M. Zoccali, B. Barbuy, V. Hill, S. Ortolani, A. Renzini, E. Bica, Y. Momany, L. Pasquini, D. Minniti and R. M. Rich. *The metal content of the bulge globular cluster NGC 6528.* A&A, vol. 423, pages 507–516, August 2004. (Cité en page 7.)

[Zwitter *et al.* 2010] T. Zwitter, G. Matijevič, M. A. Breddels, M. C. Smith, A. Helmi, U. Munari, O. Bienaymé, J. Binney, J. Bland-Hawthorn, C. Boeche, A. G. A. Brown, R. Campbell, K. C. Freeman, J. Fulbright, B. Gibson, G. Gilmore, E. K. Grebel, J. F. Navarro, Q. A. Parker, G. M. Seabroke, A. Siebert, A. Siviero, M. Steinmetz, F. G. Watson, M. Williams and R. F. G. Wyse. *Distance determination for RAVE stars using stellar models . II. Most likely values assuming a standard stellar evolution scenario.* A&A, vol. 522, page A54, November 2010. (Cité en page 134.)