

Université de Montréal

**Modélisation d'étoiles naines blanches magnétiques avec éléments lourds**

par  
François Hardy

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

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

juin, 2017

© François Hardy, 2017.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Modélisation d'étoiles naines blanches magnétiques avec éléments lourds**

présenté par:

François Hardy

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	président-rapporteur
Patrick Dufour,	directeur de recherche
Julie Hlavacek-Larrondo,	membre du jury

Mémoire accepté le: juin 2017

## SOMMAIRE

Ce mémoire présente, pour la première fois, des analyses détaillées d'étoiles naines blanches montrant à la fois des éléments lourds et de forts champs magnétiques. Ces analyses sont effectuées à l'aide d'un tout nouveau code d'atmosphère pouvant calculer la position et la force des raies de tous les éléments (du carbone au cuivre) en régime Paschen-Back pour une géométrie de notre choix. Dans un premier temps, nous décrivons l'effet d'un champ magnétique sur les niveaux d'énergie atomiques, par l'effet Zeeman en champ faible puis en régime Paschen-Back lorsque l'approche perturbative n'est plus valide. Nous explorons ensuite l'effet de la géométrie du champ magnétique, notamment les différences entre les modèles calculés en supposant un champ magnétique uniforme (ou constant dans l'espace) et ceux ayant une géométrie dipolaire. Certaines études ont récemment affirmé qu'en présence d'un champ magnétique intense le mouvement convectif était fortement atténué, de sorte que l'atmosphère devenait pratiquement radiative (Tremblay et al., 2015). Nous explorons brièvement l'impact que peut avoir la suppression du transport d'énergie convective sur les résultats d'analyses d'étoiles magnétiques. Dans le but d'améliorer les analyses d'étoiles magnétiques, nous avons implémentés certains changements aux modèles d'atmosphères utilisés, tel que l'ajout du traitement magnétique des raies métalliques. Nos nouveaux outils nous permettront d'analyser de manière rigoureuse, pour la première fois, les étoiles G165-7, J2105+0900 et LHS 2534, trois étoiles magnétiques avec présence d'éléments lourds. Nous étudions leurs paramètres atmosphériques tels que la température effective, gravité de surface et abondances de métaux à partir de modèles standards ainsi qu'à partir de modèles radiatifs ou la convection a été artificiellement inhibée par la présence d'un champ magnétique intense. Nous observons que nos modèles riches en hydrogène sans convection ne reproduisent plus les observations, contrairement à ceux riches en hélium où la convection se produit hors de la région de formation des raies (soit plus profondément). Nous observons finalement qu'un champ magnétique dipolaire centré avec l'étoile ne reproduit pas bien les profils des raies d'un même multiplet, puisque les composantes *sigma* (celles à gauche et à droite de la raie centrale) prédites sont trop larges. Les observations spectroscopiques sont mieux reproduites à partir de modèles ayant un champ magnétique de surface constant, ou avec un dipôle toujours fortement décalé selon l'axe  $-z$ , indiquant que la géométrie réelle du champ magnétique est probablement plus complexe qu'un simple dipôle.

**Mots clés : étoiles : paramètres atmosphériques - naines blanches - champs magnétiques**

## ABSTRACT

We present, for the first time, detailed analyses of white dwarf stars showing heavy metal lines and large magnetic fields. These analyses are carried out with a new atmosphere code able to compute the position and strength of lines for all elements (from carbon to copper) in the Paschen-Back regime for an arbitrary geometry. Firstly, we describe the effect of a magnetic field on the atomic energy levels, first with the Zeeman effect for weak fields then in the Paschen-Back regime when the perturbative approach is no longer valid. We then explore the effect of the magnetic field geometry, especially the differences between models calculated assuming a constant field and those with a dipolar geometry. Some studies recently suggested that in the presence of an intense magnetic field, the convective movement is strongly inhibited, rendering the atmosphere mostly radiative (Tremblay et al., 2015). We briefly explore the impact the suppression of the convective energy transport can have on the analyses' results of magnetic stars. In order to carry out a thorough analysis of some magnetic stars, we have applied changes to the atmospheric models used, for example by adding magnetic treatment of metallic lines. With these new tools, we analyse for the first time, in a rigorous manner, the stars G165-7, J2105+0900 and LHS 2534, three magnetic stars showing heavy elements. We study their atmospheric parameters such as the effective temperature, surface gravity and metal abundances, and then explore the possibility of having pure radiative atmospheres, where the convection would be inhibited by intense magnetic fields. We find that hydrogen rich models cannot reproduce observations, unlike those rich in helium where the convective movement takes place out of the line forming region. We finally note that a centered dipolar magnetic field is not able to reproduce the line profiles of a given multiplet, since the  $\sigma$  components (those to the left and the right of the central line) predicted are too broad. Spectroscopic observations are better reproduced with constant magnetic field models, or with a strongly offset dipole in the  $-z$  axis, indicating that the actual field geometry probably is more complex than a simple dipole.

**Keywords:** stars: atmospheric parameters - white dwarfs - magnetic fields

## TABLE DES MATIÈRES

<b>SOMMAIRE</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>viii</b>
<b>DÉDICACE</b> . . . . .	<b>xi</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>xii</b>
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 2 : SÉPARATION DES RAIES SPECTRALES EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE</b> . . . . .	<b>5</b>
2.1 Introduction : niveaux d'énergie et champ magnétique . . . . .	5
2.2 Champ magnétique faible : Effet Zeeman . . . . .	6
2.3 Champ magnétique élevé : Effet Paschen-Back . . . . .	7
<b>CHAPITRE 3 : EFFET DE LA GÉOMÉTRIE DU CHAMP MAGNÉTIQUE</b>	<b>10</b>
3.1 Champ magnétique constant . . . . .	10
3.2 Géométrie dipolaire . . . . .	10
<b>CHAPITRE 4 : MODIFICATIONS APPORTÉES AU CODE D'ATMOSPHERE</b>	<b>14</b>
4.1 Généralisation des sous-routines Paschen-Back . . . . .	14
4.2 Contrôle et vérification . . . . .	16
4.3 Autre modification . . . . .	17
4.4 Procédure de calculs . . . . .	17

<b>CHAPITRE 5 : G165–7 REVISITÉE</b> . . . . .	<b>21</b>
5.1 Introduction . . . . .	21
5.2 Analyse détaillée . . . . .	21
5.2.1 Convection . . . . .	25
5.2.2 Modèles radiatifs pour G165–7 . . . . .	26
<b>CHAPITRE 6 : J2105+0900</b> . . . . .	<b>28</b>
6.1 Composition et température effective . . . . .	28
6.2 Structure et géométrie du champ magnétique . . . . .	35
6.3 Inhibition de la convection ? . . . . .	37
<b>CHAPITRE 7 : ÉTOILE LHS 2534</b> . . . . .	<b>42</b>
7.1 Analyse photométrique et spectroscopique . . . . .	42
<b>CHAPITRE 8 : CONCLUSION</b> . . . . .	<b>49</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b> . . . . .	<b>53</b>

## LISTE DES TABLEAUX

5.I	Abondances métalliques pour G165–7 déterminés par Dufour et al. (2006). . . . .	22
5.II	Paramètres atmosphériques de G165–7 . . . . .	26
6.I	Données photométriques de l'étoile J2105+0900 . . . . .	28
6.II	Valeurs finales des paramètres de l'étoile J2105+0900. . . . .	36
6.III	Paramètres décrivant la géométrie du champ magnétique dipolaire de J2105+0900 . . . . .	36
7.I	Données photométriques de l'étoile LHS 2534 . . . . .	42
7.II	Paramètres de la géométrie du champ magnétique dipolaire de LHS 2534 . . . . .	46

## LISTE DES FIGURES

2.1	Doublet Na D sous l'influence d'un champ magnétique. . . . .	9
3.1	Dipôle non incliné (vu par l'équateur) et sans décalage comparé à un champ constant. . . . .	12
3.2	Système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie des champs magnétiques, mais où les axes $y$ et $z$ sont interchangés dans le cadre de ce travail. Figure tirée de Achilleos & Wickramasinghe (1989). . .	13
4.1	Comparaison entre des calculs en régime Paschen-Back et en régime Zeeman. Le régime Zeeman est linéaire, tel qu'à l'équation 2.6. . . . .	17
4.2	Ensemble des données de Kemic (1975) superposées à nos calculs en régime Paschen-Back. . . . .	18
4.3	Suite de la figure 4.2. Notez le changement d'échelle horizontale. . . .	19
5.1	Observations spectroscopiques de G165–7 dans l'optique, prises par le SDSS. . . . .	23
5.2	Différentes raies métalliques observées dans le spectre de l'étoile G165–7.	24
5.3	Suite de la figure 5.2. . . . .	25
5.4	Exemple de raies métallique (ici du fer) pour comparer entre les modèles radiatif et standard (convectif) pour l'étoile G165–7. . . . .	27
6.1	Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère d'hydrogène pur. Les points représentent notre meilleure correspondance aux observations (traits avec barres d'erreurs). . . . .	30
6.2	Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère d'hélium pur. . . . .	30
6.3	Comparaison entre les prédictions théoriques de spectres synthétiques à partir de modèles riches en hélium pour une gravité standard de $\log g = 8.0$ (trait rouge) et pour $\log g = 5.0$ (trait bleu). . . . .	32

6.4	Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère riche en hydrogène incluant des traces d'éléments lourds. . . . .	33
6.5	Compaison entre les prédictions théoriques de spectres synthétiques à partir de modèles riches en hydrogène pour une gravité standard de $\log g = 8.0$ (trait rouge) et pour $\log g = 7.5$ (trait bleu). . . . .	33
6.6	Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère riche en hydrogène incluant des traces d'éléments lourds, mais pour une gravité de surface $\log g = 7.5$ . . . . .	34
6.7	Spectre synthétique (rouge) couvrant l'entièreté du spectre observé (noir). La plupart des raies observées sont bien reproduites, à l'exception de quelques unes autour de $4500 \text{ \AA}$ . Le champ magnétique utilisé est un champ constant de $9.6 \text{ MG}$ . Les raies les plus fortes sont identifiées. . . . .	35
6.8	Meilleure correspondance du spectre avec une géométrie dipolaire et les paramètres atmosphériques de la table 6.II. Ici, les composantes $\sigma$ sont beaucoup mieux reproduites qu'avec un champ magnétique de surface constant. . . . .	37
6.9	Structures en température et en pression pour des atmosphères convective et radiative, pour J2105 (paramètres atmosphériques de la table 6.II). . . . .	39
6.10	Analyse photométrique pour une atmosphère radiative. Nous voyons immédiatement que la bande $H$ ne correspond pas avec les observations.	40
6.11	Modèles convectif et radiatif, avec les mêmes paramètres atmosphériques (donnés à la table 6.II). . . . .	40
7.1	Observations spectroscopiques de LHS 2534 dans l'optique, prises par le SDSS. . . . .	43
7.2	Analyse photométrique de l'étoile LHS 2534 dans les bandes $ugriz$ et $JH$ . Les points rouges proviennent de données fournies lors de communications privées avec I. N. Reid. . . . .	44

7.3	Spectre synthétique superposé aux observations, pour une température similaire à celle trouvée par analyse photométrique pour LHS 2534. . . . .	45
7.4	Histogramme normalisé de l'intensité du champ magnétique à la surface visible d'une étoile, avec la géométrie utilisée pour LHS 2534 (table 7.II). . . . .	46
7.5	Meilleure correspondance au profil du multiplet de sodium de LHS 2534, en utilisant une température et une abondance de métaux autres que celles obtenues précédemment. . . . .	47
7.6	Analyse photométrique de LHS 2534 en utilisant les paramètres obtenus à la figure 7.5. On voit que le spectre synthétique ne correspond pas du tout avec les observations. . . . .	48

*À ceux qui m'ont poussé à continuer, lorsque la noirceur était la plus grande*

## REMERCIEMENTS

Tout d'abord, merci à mon directeur Patrick Dufour de m'avoir donné la chance de travailler sur un sujet jusqu'ici presque inexploré. Il a toujours su dire les bons mots pour rallumer l'étincelle dans mes yeux lorsque je heurtais un mur dans mes travaux.

Je suis reconnaissant à mes parents de m'avoir supporté dans mon parcours, depuis le début et très certainement pour les années à venir.

Je tiens ensuite à dire merci à mes collègues de bureau, Cynthia et Simon, avec qui j'ai partagé mes petits succès et grandes frustrations un nombre incalculable de fois. J'ai particulièrement apprécié nos discussions à propos de tout et de rien lorsque personne ne réussissait à rester concentré. Merci aussi à tous les étudiants en naines blanches pour nos rencontres de groupe bihebdomadaires, où nous discutons de nos travaux, des problèmes que nous avons rencontrés et de nos plans futurs.

Merci à mon jeune frère Raphaël de m'avoir écouté lorsque je lui montrais certains résultats, même s'il me taquinait en me disant à quel point ça ne l'intéressait pas ! J'espère avoir piqué son intérêt pour l'astrophysique, et peut-être éventuellement travailler avec lui.

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

Les étoiles naines blanches sont l'étape finale de l'évolution de plus de 95% des étoiles de notre galaxie. Ces étoiles ont une masse variant entre 0.07 et 8 masses solaires et ont une durée de vie sur la séquence principale entre quelques dizaines de millions et plusieurs centaines de milliards d'années. Lors de leur passage sur la séquence principale, ces étoiles tireront leur énergie de la fusion nucléaire de l'hydrogène en hélium. Une fois leur carburant épuisé, les étoiles quittent la séquence principale et subissent une série de transformations, en passant par le stade de géantes rouges puis nébuleuses planétaires, pour finir en naines blanches. À ce stade, le cœur des étoiles n'offre plus les conditions nécessaires pour permettre la fusion nucléaire d'éléments plus lourds et il n'y a plus de source d'énergie autre que la légère contribution de la contraction gravitationnelle. La naine blanche est donc condamnée à se refroidir éternellement. Puisque l'évolution des naines blanches est bien comprise, en connaissant la température effective et la masse de l'étoile il est possible de calculer son âge. L'âge de l'étoile correspond à celui de la composante galactique (disque, halo, amas, etc.) auquel elle appartient, ce qui en fait un chronomètre astrophysique important (Fontaine et al., 2001).

Ces étoiles ont une masse de  $0.6 M_{\odot}$  en moyenne (Bergeron et al., 1992), avec un rayon de l'ordre de celui de la Terre. De ceci résulte une gravité très intense, ce qui cause un tri gravitationnel où les éléments plus lourds coulent vers le centre et les plus légers restent à la surface. C'est pourquoi les naines blanches les plus communes ont un spectre où l'on ne voit que des raies d'hydrogène. Ces étoiles, auxquelles nous donnons le type spectral DA, constituent environ 80% des naines blanches connues. La théorie de l'évolution stellaire prédit également que pour environ le quart des étoiles post-AGB, la couche d'hydrogène superficielle peut être presque complètement éliminée. Ces étoiles ont une atmosphère dominée par l'hélium, l'élément le plus léger qui subsiste, et sont divisées en plusieurs types spectraux. Celles avec une atmosphère d'hélium pur appartiennent aux type spectral DB

ou DO, si l'hélium est respectivement neutre ou ionisé. Certaines atmosphères de naines blanches contiennent des métaux, c'est-à-dire des éléments ayant un numéro atomique plus grand que celui de l'hélium. Les étoiles de type spectral DQ montrent des raies de carbone ainsi que des bandes moléculaires, alors que les étoiles de type DZ montrent des traces de métaux tels que le calcium, le magnésium ou même le fer. Les naines blanches ayant des spectres sans aucune raie spectrale ont le type spectral DC.

La première étoile naine blanche découverte montrant des signes de la présence de magnétisme est Grw+70°8247, découverte par Kuiper (1934). Il fallut cependant attendre quelques décennies avant que le magnétisme y soit formellement identifié par Kemp (1970) à partir d'observations spectropolarimétriques. À première vue, le spectre de cette étoile semblait sans raies, mais Minkowski (1938) et Greenstein & Matthews (1957) ont découvert de larges bandes d'absorption (maintenant appelées les bandes de Minkowski) à 3650 Å, 4135 Å et 4466 Å. Il a fallu attendre les années 1980 avant que Angel et al. (1985), Greenstein et al. (1985) et Wickramasinghe & Ferrario (1988) utilisent des calculs de l'effet Zeeman appliqué à l'atome d'hydrogène et identifient ces bandes comme les composantes de cet élément déplacées par un champ magnétique entre 100 et 320 MG. Par exemple, la bande autour de 4135 Å est une composante de H $\beta$  déplacée de 700 Å par rapport à un champ nul. Angel & Landstreet (1971) ont détecté de la polarisation circulaire provenant d'une autre étoile ; G195-19. Peu après, deux autres naines blanches montrant de la polarisation circulaire ont été découvertes : G99-37 (Landstreet & Angel, 1971) suivie de GD229 par Swedlund et al. (1974). Cette dernière montrait des raies spectrales qui sont restées non identifiées pendant une vingtaine d'années. Les calculs ont ensuite montré que ces raies étaient en fait produites par des transitions de l'hélium en présence d'un champ magnétique de 300 – 700 MG (Jordan et al., 1998; Wickramasinghe et al., 2002). Depuis leur découverte, il y a une cinquantaine d'années, environ 600 de ces naines blanches ont été identifiées (la majorité grâce au *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), Ferrario et al., 2015).

À ce jour, seules les étoiles magnétiques riches en hydrogène ont été modélisées en détail (Jordan, 1992; Külebi et al., 2009, par exemple). Ces dernières ne montrent qu'un nombre limité de raies, soient les composantes Zeeman des différentes raies d'hydrogène.

Les analyses de naines blanches magnétiques avec éléments lourds sont beaucoup plus rares puisque nous n'en connaissons pas avant le SDSS. De plus, aucun des outils nécessaires pour modéliser adéquatement de telles étoiles n'était disponible jusqu'à tout récemment. Les seules analyses ayant été publiées à ce jour (Dufour et al., 2006; Zuckerman et al., 2011; Farihi et al., 2011) reposent sur des approximations telles un champ constant dans l'espace et un traitement par l'effet Zeeman seulement.

Le domaine des naines blanches magnétiques montrant des éléments lourds est donc encore jeune : LHS 2534 (Reid et al., 2001) est la première étoile de ce type à avoir été découverte. Cette dernière n'a cependant jamais encore été modélisée à ce jour. Un champ magnétique moyen de 1.92 MG a été estimé en supposant l'approximation Zeeman. Cependant, l'approche perturbative de l'effet Zeeman sur les niveaux quantiques d'énergie est excellente, mais valide seulement à faible intensité du champ magnétique (moins de quelques dizaines de kG). Les champs magnétiques à la surface des étoiles sont couramment modélisés en supposant une intensité constante ou une géométrie dipolaire (Dufour et al., 2006; Hollands et al., 2015, entre autres). Or, les magnétogrammes du Soleil ainsi que l'observation des tâches solaires nous montrent que le champ à sa surface est extrêmement complexe (Parker, 1955), donc ces géométries simplistes ne sont pas représentatives de la réalité. La structure en température et pression de l'étoile ainsi que sa température de surface peuvent aussi être affectées par la présence d'un champ magnétique. Les particules chargées tendent à suivre les lignes de champs (force de Lorentz) et les particules neutres sont entraînées par le mouvement. Ceci peut donc affecter le transport d'énergie dans les régions où les raies se forment, ou encore produire des régions chaudes (ou froides) en surface. Il a d'ailleurs été montré (Tremblay et al., 2015) que des champs magnétiques de plus de 50 kG peuvent complètement détruire la convection dans l'atmosphère des naines blanches, ce qui mène à des structures thermodynamiques significativement différentes de celles provenant de modèles convectifs traditionnels.

Dans le cas des étoiles naines blanches de type DZ, il est généralement accepté que les éléments lourds détectés à leur surface proviennent de l'accrétion à partir d'un disque de débris qui est le résultat de la désintégration, par les forces de marées, d'un objet rocheux

s'étant aventuré près de la naine blanche (Jura & Young, 2014).

Le but de ce mémoire est d'effectuer les premières analyses complètes d'étoiles naines blanches magnétiques montrant des éléments lourds en traitant la séparation des raies atomiques avec la théorie de l'effet Paschen-Back. Nous traitons pour commencer les raies spectrales sous l'effet Paschen-Back, nommé en l'honneur des physiciens allemands Friedrich Paschen et Ernst E. A. Back. Cet effet est la prolongation de l'effet Zeeman, mais pour des champs magnétiques assez intenses pour détruire le couplage entre le moment cinétique  $\vec{L}$  et le spin  $\vec{S}$  de l'atome. Bien que la théorie nécessaire au traitement de la séparation des raies en présence d'un champ magnétique très élevé est disponible depuis près de 100 ans, l'effet Paschen-Back pour les éléments lourds n'avait jamais encore été implémenté complètement dans des modèles d'atmosphère de naines blanches. La nécessité de développer de tels modèles n'est apparue que très récemment suite aux découvertes de plusieurs naines blanches magnétiques polluées par les débris planétaires (Reid et al., 2001; Hollands et al., 2015).

Cet effet n'avait jamais été incorporé avant dans des modèles d'atmosphères pour ce type de naines blanches, à l'exception d'un cas isolé comprenant uniquement du carbone (Williams et al., 2013) et quelques analyses exploratoires (Dufour et al., 2015). Le code d'atmosphère a dû être généralisé afin d'inclure cet effet pour un nombre arbitraire de raies, pour chaque élément du tableau périodique (jusqu'au cuivre, le dernier élément implémenté dans notre code d'atmosphère). La description du cadre théorique ainsi que les modifications apportées au code d'atmosphère sont décrites aux chapitres 2, 3 et 4. À l'aide de ce nouvel outil, nous procédons ensuite à l'analyse détaillée de 3 étoiles de type DZ (chapitre 5, 6 et 7). Nos conclusions, notamment sur l'importance du transport d'énergie par la convection en présence d'un intense champ magnétique, ainsi que sur la géométrie de ce dernier, sont discutées à la fin des chapitres d'analyse d'étoiles ainsi qu'au chapitre 8.

## CHAPITRE 2

# SÉPARATION DES RAIES SPECTRALES EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Les niveaux d'énergie d'un atome isolé sont dégénérés, comme l'atome d'hydrogène qui possède une dégénérescence de  $n^2$  pour le niveau d'énergie  $n$ . En présence d'un champ magnétique, cette dégénérescence est levée (comme décrit plus loin) et les raies spectrales provenant de ceux-ci se séparent en plusieurs composantes. Lorsque l'intensité du champ est faible, l'effet Zeeman décrit cette séparation par la théorie des perturbations au premier ordre. En champ plus intense, cette approximation ne tient plus et les niveaux d'énergie et forces d'oscillateurs doivent être obtenues par la diagonalisation de l'Hamiltonien (régime Paschen-Back).

### 2.1 Introduction : niveaux d'énergie et champ magnétique

Sur Terre, nous pouvons mesurer l'intensité et la direction d'un champ magnétique à l'aide d'instruments tels qu'un magnétomètre ou une boussole. Ce n'est malheureusement pas possible pour des étoiles autres que le Soleil, où nous devons nous contenter d'une méthode basée sur la spectroscopie et la polarimétrie. La présence d'un champ magnétique peut être notée à partir de la séparation des raies spectrales qu'il provoque. En effet, l'interaction d'un atome avec un champ magnétique affecte la structure atomique (les niveaux d'énergie) de façon quantifiable par la mécanique quantique. Dans le cas d'un atome isolé dans un champ magnétique et avec les approximations d'un potentiel central et du couplage  $L$ - $S$ , l'Hamiltonien s'écrit

$$H = -\frac{\hbar}{2m}\nabla^2 + V(r) + \xi(r)\vec{L} \cdot \vec{S} + \left[ -\frac{e}{2mc}\vec{B} \cdot (\vec{L} + 2\vec{S}) + \frac{e^2}{8mc^2}B^2r^2\sin^2\theta \right] \quad (2.1)$$

si nous utilisons les unités CGS.  $m$  et  $e$  sont respectivement la masse et la charge de

l'électron,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $\hbar$  la constante réduite de Planck,  $\vec{B}$  est le champ magnétique (vectoriel) et  $\vec{L}$  et  $\vec{S}$  sont les opérateurs de moment angulaire et de spin. De plus, l'interaction spin-orbite est décrite comme

$$\xi(r) = \left(m^2 c^2 / 2\right) (1/r) (dV/dr) \quad (2.2)$$

Les trois premiers termes de l'Hamiltonien sont respectivement l'énergie cinétique, l'énergie potentielle et l'énergie de l'interaction spin-orbite, alors que les termes entre crochets représentent l'énergie magnétique, dont la dérivation peut être obtenue dans tout bon manuel de mécanique quantique (Griffiths, 2005, par exemple).

## 2.2 Champ magnétique faible : Effet Zeeman

Lorsque le champ magnétique est suffisamment faible pour que les termes d'interactions avec le champ soient plus faibles que l'interaction spin-orbite (terme  $\frac{e}{2mc} \vec{B} \cdot (\vec{L} + 2\vec{S})$  dans l'Hamiltonien, équation 2.1), l'approche perturbative peut être utilisée afin de déterminer l'énergie des différents niveaux atomiques. Dans l'approximation du couplage  $L$ - $S$ , les nombres quantiques utilisés pour décrire les différents niveaux d'énergie sont  $J$  et  $m_j$ , avec  $m_j$  variant de  $-J$  à  $J$  par bond de 1. En l'absence de champ magnétique, il y a  $2J+1$  sous niveaux dégénérés ayant une énergie  $E_{i0}$ . En présence d'un champ magnétique, les niveaux se découpent et ont une énergie donnée par

$$E_i = E_{i0} + g_i \left(\frac{e}{2mc}\right) B m_j \hbar \quad (2.3)$$

où  $g_i$  est le facteur de Landé. Celui-ci est un terme de correction quantique sans dimension, de l'ordre de l'unité (généralement entre 0 et 3). Dans le cadre de l'approximation du couplage spin-orbite, ce facteur est donné par

$$g_i = 1 + \left(\frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\right) \quad (2.4)$$

où  $S$ ,  $L$  et  $J$  sont respectivement le spin, moment angulaire et moment angulaire total. Le dédoublement des niveaux d'énergie en présence d'un champ magnétique permettra

l'observation d'un plus grand nombre de transitions entre les différents niveaux inférieurs et supérieurs de l'atome perturbé. Ainsi, la fréquence des différentes composantes permises entre deux niveaux ayant, en l'absence de champ magnétique, une fréquence  $\nu_0$  est

$$\nu_{ij} = \nu_0 + \left( \frac{e\hbar B}{2mch} \right) (g_i m_i - g_j m_j). \quad (2.5)$$

En vertu des règles de sélection de la mécanique quantique, seules les transitions entre des niveaux d'énergie avec  $\Delta m = m_i - m_j = 0, \pm 1$  sont permises (ou  $m_i$  et  $m_j$  sont respectivement les nombres quantiques magnétiques du niveau inférieur et supérieur). En termes de longueurs d'onde (voir Landstreet, 2009), nous avons, en utilisant  $\Delta \lambda_Z = -\lambda_0 \frac{\Delta \nu}{\nu_0}$  :

$$\lambda_{ij} = \frac{c}{\nu_{ij}} = \lambda_0 + \Delta \lambda_Z = \lambda_0 + \left( \frac{e\lambda_0^2 B}{4\pi mc^2} \right) (g_j m_j - g_i m_i) \quad (2.6)$$

qui peut s'écrire numériquement, avec  $\lambda$  en  $\text{\AA}$  et  $B$  en gauss :

$$\Delta \lambda_Z (\text{\AA}) = 4.67 \times 10^{13} \lambda_0^2 B (g_j m_j - g_i m_i). \quad (2.7)$$

En reprenant la règle de sélection  $m_j = m_i \pm 0, 1$ , nous remarquons que pour un  $m_i$  donné, il y a au plus trois  $m_j$  possibles, avec un  $\Delta m = m_j - m_i = -1, 0, 1$ , produisant les composantes qui sont habituellement appelées  $\sigma_b$ ,  $\pi$  et  $\sigma_r$ , respectivement.

### 2.3 Champ magnétique élevé : Effet Paschen-Back

Lorsque le champ magnétique est suffisamment élevé, le moment angulaire  $L$  et le spin  $S$  de l'atome ne sont plus couplés (l'interaction par le champ magnétique devient plus importante que l'interaction spin-orbite). Dans ces circonstances, la simple approche perturbative (effet Zeeman) n'est plus valide et il faut alors diagonaliser l'Hamiltonien afin d'obtenir les niveaux d'énergie (et également les forces d'oscillateurs). Autrement dit, le moment angulaire total  $J$  n'est plus un bon nombre quantique pour décrire ce système. Lorsque le champ magnétique devient très intense, les nombres  $m_L$  et  $m_s$  deviennent de bons nombres quantiques et :

$$E_i = E_{i0} + \frac{e}{2mc} B (m_L + 2m_S) \hbar. \quad (2.8)$$

avec, comme dans le cas de l'effet Zeeman, des règles de sélection pour les transitions permises :  $\Delta m_L = m_{Lj} - m_{Li} = 0, \pm 1$ .

Pour obtenir la position et la force de chacune des transitions dans des régimes intermédiaires, un ensemble de matrices doivent être diagonalisées pour chaque multiplet que nous considérons. Le code d'atmosphère utilisé pour ce travail comporte un ensemble de sous-routines (équations pertinentes et codes présentés dans la section 3.4 de Landi Degl'Innocenti & Landolfi, 2004) permettant de calculer la longueur d'onde et la force d'oscillateur de chacune des composantes d'un multiplet pour un champ magnétique donné. La version originale du code fait ces calculs pour un nombre limité de transitions et a donc été généralisée (voir section 4.1) afin de pouvoir inclure toutes les transitions (plusieurs milliers) pour plus d'une dizaine d'éléments lourds que nous retrouvons à la surface de naines blanches polluées par des débris planétaires.

Afin d'illustrer les différences entre le régime à faible intensité du champ magnétique (approximation Zeeman) et celui à plus grand champ (régime Paschen-Back), nous examinons le cas du doublet Na D (589.0 et 589.6 nm). Lorsque le champ magnétique est nul, l'intensité relative des deux raies du doublet est 2 (la raie à 589.0 est deux fois plus intense que celle à 589.6, voir figure 2.1). En présence d'un faible champ, la première composante se sépare en six alors que la deuxième se sépare en quatre, pour un total de 10 composantes. Cependant, l'intensité relative de ces raies change avec le champ magnétique qui ne peut être calculé qu'à partir du formalisme décrit dans Landi Degl'Innocenti & Landolfi (2004).

Ceci montre clairement les dangers d'utiliser les expressions simples obtenues avec l'approximation Zeeman, comme l'ont fait Dufour et al. (2006) et Hollands et al. (2015) par exemple, lorsque le champ magnétique est plus élevé qu'environ 100 kG. À notre connaissance, les calculs appropriés que nous présentons dans ce mémoire n'ont jamais été effectués afin d'analyser en détail des étoiles naines blanches avec éléments lourds (chapitre 5, 6 et 7), à l'exception d'une très brève étude exploratoire faite par Dufour et al. (2015).

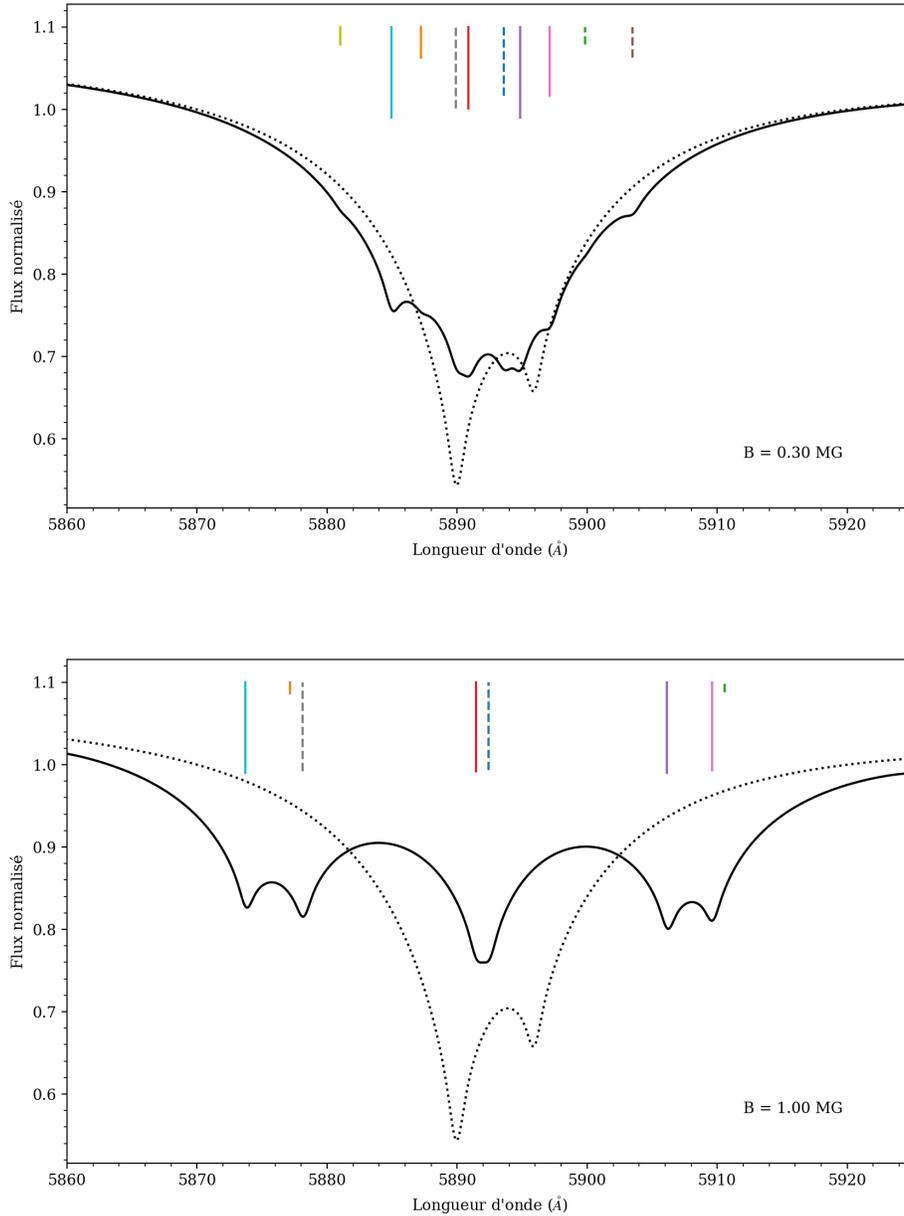


Figure 2.1 : Doublet Na D sous l'influence d'un champ magnétique. En haut, nous voyons les dix composantes pour un champ de 300 kG. En bas, les composantes se regroupent et forment trois groupes, à 1 MG. Dans les deux cas, le spectre est calculé à l'aide de notre routine Paschen-Back. Les traits colorés représentent l'intensité relative (échelle logarithmique) des raies, ceux en trait plein proviennent de la raie à 5890 Å et ceux en tiret de 5896 Å. Chaque composante garde la même couleur dans les deux figures, et nous pouvons voir que deux composantes sont sorti du domaine dans la figure du bas. Le trait pointillé noir est le spectre en champ nul.

## CHAPITRE 3

### EFFET DE LA GÉOMÉTRIE DU CHAMP MAGNÉTIQUE

#### 3.1 Champ magnétique constant

La première étape pour comprendre une théorie est de commencer par le cas le plus simple. L'approche la plus simpliste qui est parfois employée (Dufour et al., 2006; Zuckerman et al., 2011; Williams et al., 2013) est celle d'un champ magnétique constant. Bien que ceci ne soit pas physiquement représentatif de la réalité, cette approximation a permis d'obtenir rapidement des résultats qui, étonnamment, arrivent à bien reproduire les observations, du moins au premier ordre. Étant donné que la séparation entre les niveaux d'énergie est la même sur toute la surface, le spectre d'une étoile calculé en utilisant l'approximation d'un champ constant produit des raies spectrales qui sont bien définies par rapport à une situation où la séparation des raies n'est pas la même du pôle à l'équateur (voir section suivante). Il est donc possible de déterminer (ou contraindre) la géométrie du champ magnétique de surface en examinant en détail la structure des composantes  $\sigma$  et  $\pi$ .

#### 3.2 Géométrie dipolaire

La géométrie la plus simple, autre que de présumer un champ constant, est la géométrie d'un dipôle. Un aimant standard avec un pôle nord et un pôle sud produit ce type de champ magnétique. En bonne approximation, le champ magnétique de la Terre près de sa surface est aussi un dipôle (incliné de  $11^\circ$  par rapport à l'axe de rotation). En première approximation, nous pouvons aussi nous convaincre qu'un champ magnétique intense à la surface d'une étoile peut être décrit comme un dipôle. La décomposition multipolaire d'un champ magnétique, qui peut être comparée à la décomposition en série de Taylor pour les fonctions, nous permet de décrire tout champ magnétique comme la superposition (somme) de composantes multipolaires (dipôle, quadrupôle, etc.). Un champ magnétique dipolaire, centré à l'origine et aligné avec l'axe  $z$ , est décrit de manière vectorielle en coordonnées sphériques par :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{B_p}{2} \left( \frac{2 \cos \theta}{r^3} \hat{r} + \frac{\sin \theta}{r^3} \hat{\theta} \right) \quad (3.1)$$

avec l'intensité

$$B(\vec{r}) = \frac{B_p}{2r^3} \sqrt{3 \cos^2 \theta + 1} \quad (3.2)$$

Ainsi, l'intensité du champ à la surface  $r = R_*$  est égale à  $B_p$  au pôle ( $\theta = 0$ ) et  $\frac{B_p}{2}$  à l'équateur ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ).

Nous pouvons utiliser la spectroscopie pour différencier entre un champ magnétique constant et un champ avec une géométrie dipolaire. En effet, pour une même composante d'un multiplet donné, son déplacement en longueur d'onde ne sera pas le même sur la surface de l'étoile, causant donc un étalement spectral. En champ constant, ce déplacement sera évidemment le même partout, donc nous ne voyons que des raies bien définies. La figure 3.1 montre un exemple de l'effet de la géométrie pour le doublet HK du calcium pour une naine blanche typique de 10 000 K,  $\log g = 8$  et  $\log \text{Ca/He} = -9.0$ . On remarque que les composantes  $\sigma$  sont très étendues dans le cas d'un champ dipolaire alors qu'elles sont fines et profondes pour un champ magnétique constant.

De façon générale<sup>1</sup>, l'axe du dipôle peut être incliné par rapport à l'axe  $z$  d'un angle  $i$ , l'expression vectorielle du champ magnétique est donnée par

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{B_p \sin i}{2} \left( \frac{2(\cos \theta \cot i - \sin \theta \cos \phi)}{r^3} \hat{r} + \frac{\sin \theta \cot i + \cos \theta \cos \phi}{r^3} \hat{\theta} - \frac{\sin \phi}{r^3} \hat{\phi} \right) \quad (3.3)$$

avec l'intensité

$$B(\vec{r}) = \frac{B_p}{2r^3} \sqrt{3(\cos \theta \cos i - \sin \theta \cos \phi \sin i)^2 + 1} \quad (3.4)$$

On peut également décentrer le dipôle, faisant en sorte que le centre de celui-ci ne corresponde pas avec le centre de l'étoile. La possibilité de calculer des spectres synthé-

---

<sup>1</sup>Rolland (2014), intitulé *Étude des propriétés atmosphériques et magnétiques des étoiles naines blanches froides riches en hydrogène*.

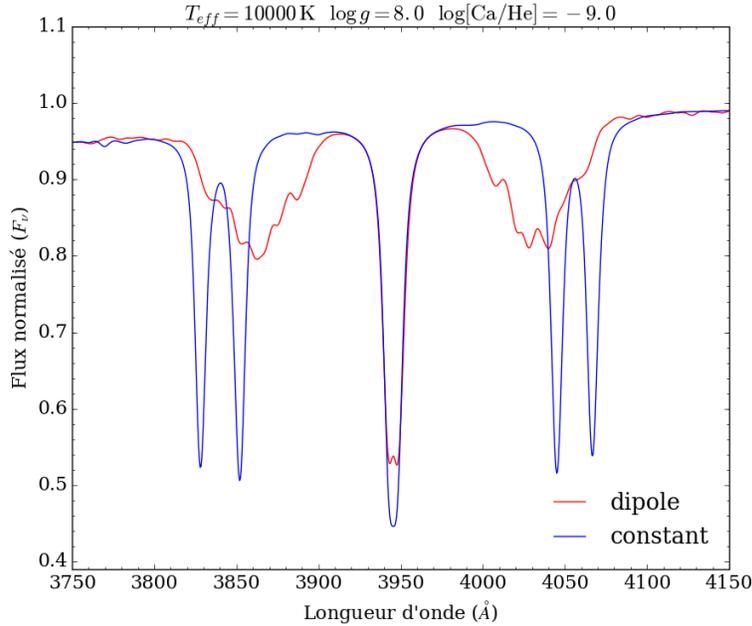


Figure 3.1 : Dipôle non incliné (vu par l'équateur) et sans décalage comparé à un champ constant. Le champ constant est de 15 MG partout, et le champ dipolaire a une intensité au pôle de 15 MG, et donc la moitié de cette valeur à l'équateur.

tiques pour une géométrie de champ magnétique de notre choix a été implémentée au code d'atmosphère standard de P. Dufour à l'été 2013 (projet d'été de S. Blouin). Ici, nous utiliserons ce code afin d'étudier des étoiles magnétiques avec éléments lourds en utilisant une géométrie dipolaire que nous pouvons incliner et décentrer. Le système de coordonnées utilisé dans ce mémoire est illustré à la figure 3.2.

Pour trouver la meilleure géométrie de champ magnétique qui correspond aux observations, nous commençons par calculer une grille de modèles qui varie les différents paramètres du dipôle, soient l'intensité du champ ( $B_p$ ), l'angle d'inclinaison de l'axe du dipôle par rapport à la ligne de visée ( $i$ ) et le décalage sur l'axe  $z$  ( $a_z$ ). Nous prenons en général un intervalle d'intensité de  $\pm 2$  MG autour de la valeur qui est donnée dans la littérature pour les étoiles connues. L'angle d'inclinaison peut prendre une valeur entre  $0^\circ$  à  $360^\circ$ , mais il y a une dégénérescence dans la géométrie lorsque nous intégrons l'ensemble de la surface en un point, donc seul l'intervalle de  $0^\circ$  à  $90^\circ$  est nécessaire ici. Pour le décalage  $a_z$ , notre expérience en la matière nous montre que des valeurs entre  $-0.3 R_*$

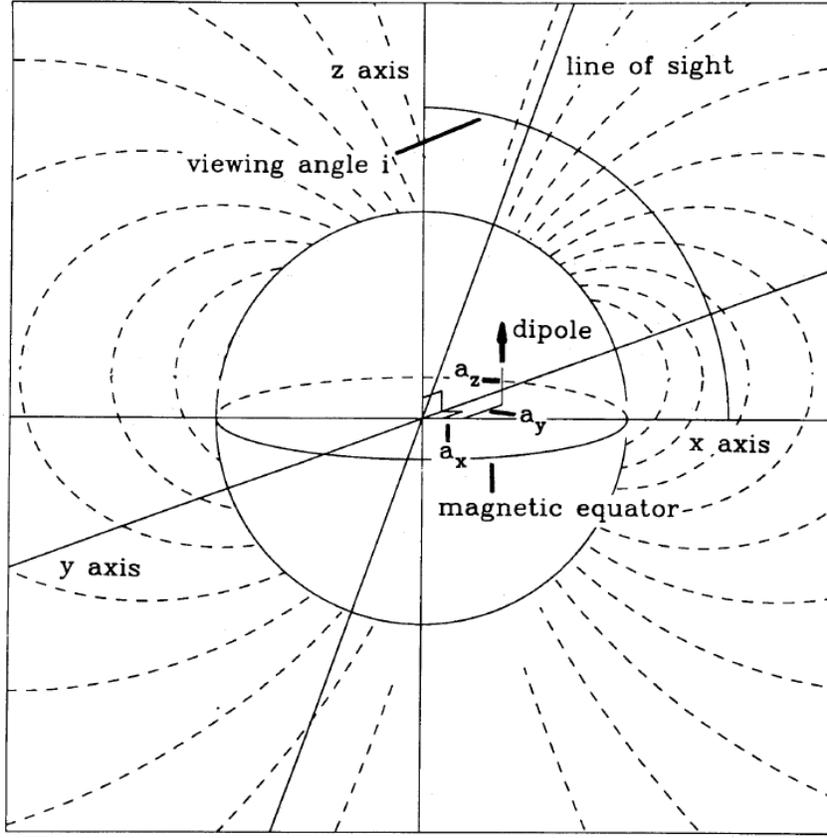


Figure 3.2 : Système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie des champs magnétiques, mais où les axes  $y$  et  $z$  sont interchangés dans le cadre de ce travail. Figure tirée de Achilles & Wickramasinghe (1989).

et  $+0.1 R_*$  donnent les meilleurs résultats. Nous utilisons ensuite la méthode non linéaire des moindres carrés de Levenberg-Marquardt basée sur une méthode du gradient (*steepest descent*, Press et al., 1992) pour trouver une géométrie optimale.

L'avantage d'utiliser un champ magnétique constant est la rapidité du calcul : nous pouvons simplement calculer la valeur de tous les niveaux d'énergie une seule fois, car celui-ci est constant partout à la surface. Par contre, pour un champ ayant une géométrie particulière, nous devons séparer la surface en plusieurs régions, typiquement une centaine (voir plus loin), et calculer la position et la force de toutes des raies pour chacune des valeurs du champ local. Plus de détails seront donnés à la section 4.4.

## CHAPITRE 4

### MODIFICATIONS APPORTÉES AU CODE D'ATMOSPHÈRE

#### 4.1 Généralisation des sous-routines Paschen-Back

La première version du code d'atmosphère magnétique que nous utilisons pour tous les calculs présentés dans ce mémoire a été développée par Simon Blouin (basé sur le travail de Patrick Dufour) dans le but de modéliser des étoiles naines blanches à atmosphère de carbone. Dans cette version, seules les raies de carbone neutre (C I) et ionisé une fois (C II), plus quelques raies métalliques importantes (Ca H & K, Na D, raies de magnésium) étaient traitées en régime Paschen-Back. Ces quelques transitions avaient été incluses à la main, une par une, une approche impensable dans une situation où plusieurs milliers de transitions doivent être considérées. La procédure d'automatisation des calculs pour inclure tous les éléments lourds, du carbone jusqu'à l'élément atomique numéro 29 (le cuivre), est présentée dans ce chapitre. Grâce à ces modifications, il est maintenant possible de modéliser des naines blanches magnétiques en incluant plusieurs dizaines de milliers de transitions atomiques pour un champ magnétique arbitraire. Ceci fait de notre code d'atmosphère un outil idéal (et à notre connaissance, le seul au monde) pour analyser en détail le spectre de naines blanches magnétiques polluées par des éléments lourds (chapitres 5, 6 et 7).

Le calcul de l'opacité des raies atomiques du code d'atmosphère de P. Dufour est basé sur les données atomiques compilées par la *Vienna Atomic Line Database* (VALD, Piskunov et al., 1995; Kupka et al., 1999). Cette dernière combine les données atomiques provenant de plusieurs bases de données, tout en effectuant des moyennes pondérées par certains critères de qualité en cas de disparité entre les différentes sources. Par sa nature, cette base de données est la plus complète qui soit et est donc celle qui est utilisée le plus couramment dans les codes de modèle d'atmosphère. Pour chaque transition d'intérêt, cette base de données fournit la longueur d'onde de la raie spectrale, la force d'oscillateur, les niveaux d'énergie inférieurs et supérieurs et leur configuration électronique ainsi que

les paramètres d'élargissement Stark et van der Waals.

Alors que le calcul de la séparation des raies atomiques en présence d'un faible champ magnétique peut s'effectuer simplement en appliquant l'équation 2.6 sur chacune des raies spectrales, le calcul en régime Paschen-Back demande un traitement plus poussé. En effet, dans cette situation nous devons considérer tous les niveaux d'énergie contribuant à un multiplet de façon simultanée. Chaque multiplet doit être traité individuellement en fournissant à la sous-routine Paschen-Back les données nécessaires (énergies et moments angulaires) pour le calcul de chaque transition entre les niveaux impliqués. Dans ces circonstances, nous ne pouvons plus simplement traiter les raies une par une, tel que fourni, en ordre croissant de longueurs d'onde dans les fichiers compilés par VALD. Nous devons plutôt recalculer la longueur d'onde et la force d'oscillateur associées à chaque groupe de niveaux d'énergie appartenant à un multiplet donné (états ayant la même configuration et termes quantiques). En théorie, nous pourrions compiler une liste de niveaux d'énergie (et nombres quantiques associés) à partir des listes de VALD. Cependant, la précision sur la valeur des niveaux d'énergie compilés par VALD n'est pas suffisante pour permettre un calcul adéquat (les longueurs d'onde des raies calculées à partir des niveaux d'énergies de VALD peuvent s'écarter de quelques angströms de celles indiquées dans VALD elle-même). Par contre, pour un multiplet donné, lorsque nous effectuons les calculs en utilisant les valeurs des niveaux d'énergie compilés par la base de données de spectres atomiques du *National Institute of Standards and Technology* (NIST, Kramida et al., 2015), nous retrouvons très exactement, pour un champ magnétique nul, la valeur de la longueur d'onde tabulée par VALD pour chacune des transitions d'un multiplet donné.

Nous avons donc développé un script (code Python) nous permettant d'extraire de façon automatique toutes les valeurs nécessaires dans la base de données NIST pour recalculer la position de chacune des raies compilées par VALD avec notre routine Paschen-Back, multiplet par multiplet (pour  $B = 0$ , les longueurs d'onde obtenues doivent être les mêmes que celles de VALD). De cette manière, nous conservons le meilleur des deux bases de données : les forces d'oscillateur et paramètres d'élargissement de VALD avec les niveaux d'énergie de NIST. Grâce à ce script, il nous est maintenant possible de calculer

un nombre arbitraire de multiplets provenant de n'importe quel élément/ion du tableau périodique, et ce pour la valeur du champ magnétique de notre choix. Ceci est essentiel pour calculer l'opacité provenant de dizaines d'éléments lourds pour la valeur moyenne locale du champ magnétique que nous retrouvons à chacun des éléments de surface d'une étoile (voir section 4.4).

## 4.2 Contrôle et vérification

Afin de vérifier si nos sous-routines agissent de manière valide dans le régime Paschen-Back, nous ne pouvons malheureusement pas prendre des mesures des énergies de transition en laboratoire pour différents éléments et ions, puisque les champs magnétiques considérés dans ce travail sont quelques ordres de grandeur plus grands que les champs les plus intenses produits sur Terre (Wijnen et al., 2016). Nous pouvons toutefois comparer nos calculs aux calculs théoriques effectués par Kemic (1975) pour le cas du doublet HK du Ca II. À notre connaissance, ces derniers sont les seuls calculs théoriques du genre à avoir été effectués pour des éléments lourds sous l'influence de forts champs magnétiques.

La figure 4.1 montre le résultat de notre sous-routine en fonction de l'intensité du champ magnétique, et y ajoute les longueurs d'onde calculées analytiquement par Kemic (1975) pour un champ magnétique de 10 MG. Nos calculs en régime Paschen-Back concordent très bien avec les points bleus, les légères différences pouvant être associées à la précision des données de Kemic (1975) qui donne des valeurs à l'angström près. On note aussi qu'un traitement en régime Zeeman (qui considère uniquement les termes linéaires) diverge de manière considérable lorsque le champ magnétique est plus grand que 5 MG. On montre l'ensemble des données de Kemic (1975) comparées à nos calculs aux figures 4.2 et 4.3, et nous remarquons que ces derniers correspondent très bien pour des champs magnétiques inférieurs à 50 MG, soit l'intervalle de champs qui nous intéresse ici (les étoiles traitées dans ce travail ont un champ plus faible que 50 MG). Cette expérience nous permet d'avoir confiance en la validité de nos calculs pour l'ensemble des éléments que nous présentons dans les chapitres suivants.

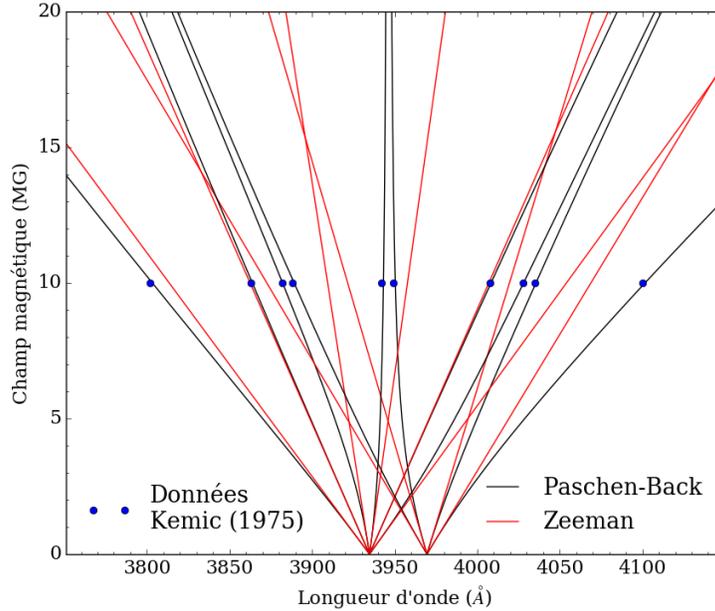


Figure 4.1 : Comparaison entre des calculs en régime Paschen-Back et en régime Zeeman. Le régime Zeeman est linéaire, tel qu'à l'équation 2.6.

### 4.3 Autre modification

Pour les conditions rencontrées dans la photosphère des naines blanches froides riches en hélium ( $T_{\text{eff}} < 10\,000\text{ K}$ ), la pression est suffisamment élevée pour que le traitement classique de l'élargissement des raies (théorie d'impact) ne soit plus valide. Dans ces conditions, un calcul du profil des raies beaucoup plus élaboré doit être utilisé. Nous avons donc incorporé au code d'atmosphère magnétique les nouvelles sous-routines d'élargissement van der Waals basées sur les récents développements de Allard et al. (2016) (et références à l'intérieur). Le doublet D du sodium neutre, les raies HK du calcium ionisé ainsi que deux multiplets du magnésium neutre (près de 2800 et 5160 Å) sont maintenant formellement incluses dans nos calculs d'opacité.

### 4.4 Procédure de calculs

Le résultat ultime que nous cherchons à calculer est un spectre d'étoile magnétique avec éléments lourds. Pour une température effective, gravité de surface et composition

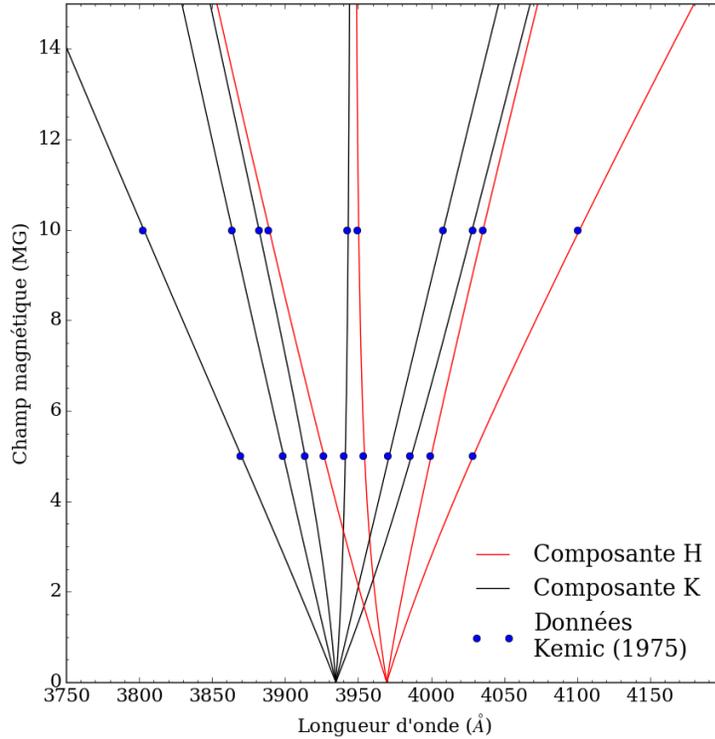


Figure 4.2 : Ensemble des données de Kemic (1975) superposées à nos calculs en régime Paschen-Back.

chimique donnée, nous commençons par calculer une structure en température et pression dans le cas non magnétique, puisqu'il a été déterminé par Jordan (1992) que la pression magnétique à l'intérieur de l'atmosphère (principalement les régions près de la surface, où les raies sont formées) a un effet négligeable sur ces dernières et n'est donc pas incluse dans nos calculs.

Entre temps, nous calculons les intensités du champ magnétique pour différentes régions de l'hémisphère visible de l'étoile pour une géométrie donnée, en divisant la surface en  $N$  sections. Nous devons procéder ainsi puisque le traitement de la séparation des niveaux d'énergie, et incidemment des raies spectrales, dans le code d'atmosphère nécessite une valeur fixe de l'intensité du champ magnétique. À partir de l'expression analytique de la géométrie recherchée (dipôle incliné et/ou décalé par exemple), nous calculons l'intensité moyenne du champ dans chacune des  $N$  régions. Nous calculons ensuite un spectre

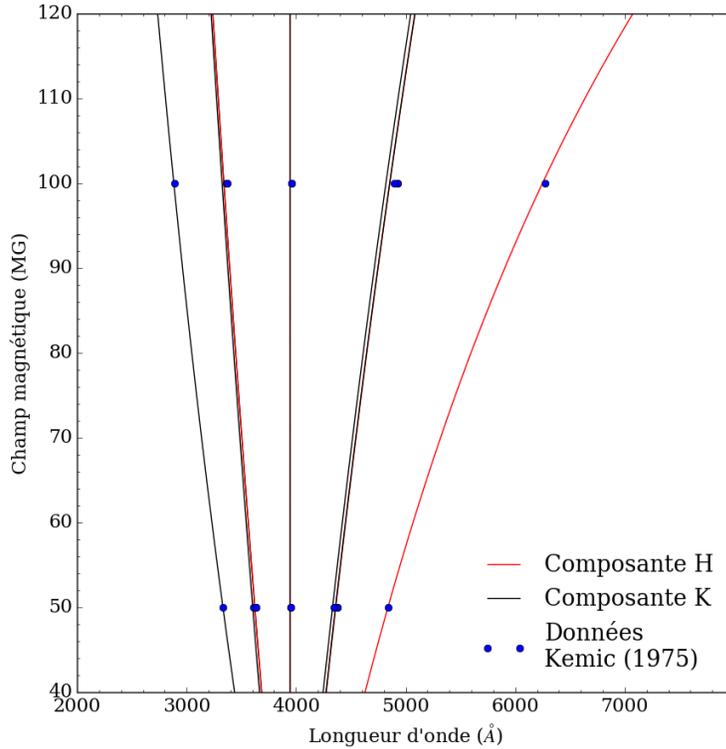


Figure 4.3 : Suite de la figure 4.2. Notez le changement d'échelle horizontale.

synthétique pour chacune de ces régions, en calculant les opacités de chaque élément chimique à chaque couche de l'atmosphère, et nous intégrons de manière appropriée les  $N$  intensités lumineuses en un seul spectre, nous donnant ainsi un spectre magnétique pour cette géométrie. En pratique, nous utilisons  $N = 145$  régions, nombre déterminé pour nous permettre d'obtenir une bonne couverture de la variation du champ sur l'hémisphère visible de l'étoile, sans trop de redondances (nous ne voyons pas de différences avec plus de régions, mais certaines étaient visibles avec moins).

Le calcul d'une structure atmosphérique avec une abondance d'éléments lourds telle que celle que nous rencontrons pour les étoiles étudiées dans ce mémoire peut prendre entre deux et quatre heures. Depuis l'ajout des milliers de multiplets traités en régime Paschen-Back, le temps nécessaire pour le calcul d'un spectre avec plusieurs milliers de points de fréquence et traitant l'ensemble des éléments chimiques implémentés dans le code peut être

aussi long que sept heures. Ceci étant pour une seule région à champ constant, il est facile de voir que le calcul des spectres des 145 régions peut prendre des semaines si les spectres sont calculés les uns après les autres. Heureusement, nous avons à notre disposition une grappe d'ordinateurs dédiés à de tels calculs. Avec quelques centaines de nœuds en parallèle, ces semaines de calculs sont grandement réduites et rendent donc accessible une telle analyse. Mentionnons que l'omission de l'opacité dans le spectre synthétique des éléments qui ne sont pas observés dans la région d'intérêt (mais sans retirer leur contribution dans le calcul de la structure) réduit le temps de calcul de manière considérable. Par exemple, lors de l'analyse du doublet Na D dans les chapitres suivants, nous omettons l'opacité de tous les éléments sauf le sodium, et un calcul de spectre prend alors quelques minutes.

## CHAPITRE 5

### G165–7 REVISITÉE

#### 5.1 Introduction

La première analyse d’une naine blanche magnétique polluée par des éléments lourds fut celle de G165–7 (Dufour et al., 2006). Cette analyse comportait cependant un grand nombre d’approximations, basées sur un traitement simpliste des effets du champ magnétique. En effet, cette étude a considéré un champ magnétique constant à la surface et chacune des raies calculées était simplement séparée en trois composantes de même force selon l’équation 2.6 en gardant le facteur de Landé égal à 1. Un traitement plus rigoureux utilisant à la fois une géométrie plus complexe et un traitement des raies approprié en régime Paschen-Back (voir chapitre 2 et 3) est donc de mise. Cette étoile représente donc un test parfait pour vérifier le bon fonctionnement de nos nouvelles sous-routines pour le calcul des composantes en présence d’un champ magnétique.

#### 5.2 Analyse détaillée

L’étoile G165–7, découverte par le *Steward spectroscopic survey program* (Hintzen & Strittmatter, 1974) est une étoile naine blanche modérément magnétique ( $B = 650$  kG) dont le spectre montre plusieurs raies d’éléments lourds avec des composantes séparées par l’effet Zeeman (voir figure 5.1). Dufour et al. (2006) ont déterminé une température effective de 6440 K, une gravité de surface de  $\log g = 7.99$  et des abondances de métaux données à la table 5.I. Une légère trace d’hydrogène est également déduite à partir d’une légère dépression près de  $H\alpha$ . L’étude propose également que la forme asymétrique du triplet de magnésium observée près de  $5160 \text{ \AA}$  puisse être le résultat d’une opacité moléculaire de MgH, bien que l’abondance doive être artificiellement multipliée par un facteur 20 afin de bien reproduire les observations. Il est également proposé que l’asymétrie est le résultat d’effet d’élargissement dans des conditions à haute pression, mais les calculs appropriés (tels que ceux présentés dans Allard et al., 2016) n’étaient pas disponibles à

l'époque.

Compte tenu des approximations grossières utilisées dans Dufour et al. (2006), ainsi que des progrès réalisés depuis au niveau de la modélisation des raies, une révision des conclusions s'avère nécessaire.

Dans un premier temps, notre nouvelle analyse est effectuée en conservant les paramètres atmosphériques (température effective et gravité de surface) de Dufour et al. (2006). Ces derniers, obtenus en combinant une analyse de la distribution d'énergie photométrique avec les mesures de la parallaxe, ne sont pas affectés significativement par les légers changements d'abondances obtenus plus loin (Dufour et al., 2007). Une structure thermodynamique est donc calculée pour ces paramètres atmosphériques. Des grilles de spectres synthétiques sont ensuite calculées pour chacun des éléments en supposant un champ magnétique constant de 650 kG. Nous débutons aussi avec un champ constant, géométrie la plus simple que nous pouvons modéliser, afin de réduire les temps de calcul pour les étapes préliminaires (voir section 4.4).

De plus, pour une géométrie dipolaire, l'amplitude du champ magnétique varie d'un facteur 2 entre le pôle et l'équateur, ce qui produirait un étalement des composantes  $\sigma$  qui n'est pas observé chez G165–7. Un dipôle décalé pourrait imiter un champ magnétique de surface constant, mais compte tenu de la résolution spectrale de nos observations et de la faible intensité du champ magnétique, il nous serait très difficile, voire impossible, de départager entre ces deux géométries. Puisque les calculs avec un champ constant permettent de réduire significativement les temps de calcul, nous utilisons cette géométrie en premier lieu.

Tableau 5.I : Abondances métalliques pour G165–7 déterminés par Dufour et al. (2006).

Élément	$\log(X/\text{He})$
H	$\sim -3$
Na	$-8.43$ (0.15)
Mg	$-6.88$ (0.15)
Ca	$-8.10$ (0.15)
Cr	$< -9.30$
Fe	$-6.96$ (0.15)

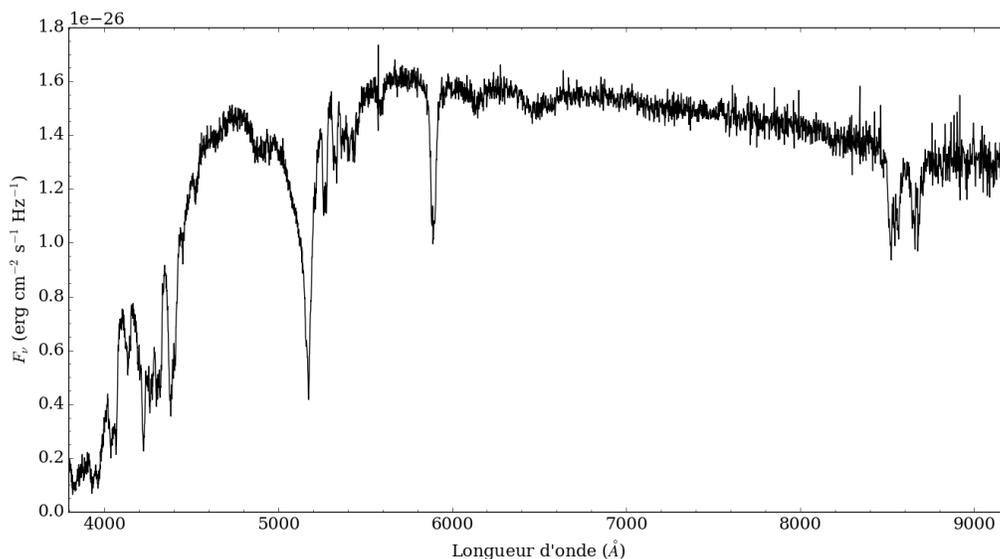


Figure 5.1 : Observations spectroscopiques de G165–7 dans l’optique, prises par le SDSS.

La méthode d’analyse et de détermination des abondances utilisée par la suite est identique à celle décrite dans Dufour et al. (2012). Les figures 5.2 et 5.3 montrent nos meilleurs ajustements pour une sélection de régions spectrales. Comme attendu, les ajustements obtenus à partir d’un traitement plus approprié de la séparation des raies en présence d’un champ magnétique procurent des résultats qui sont, qualitativement, bien supérieurs à ceux de Dufour et al. (2006) (voir leur figure 5). Quantitativement, les abondances obtenues ne sont pas significativement différentes de celles obtenues par Dufour et al. (2006) (de .1 à .25 dex, voir Tableau 5.II), ce qui est peu surprenant, puisque pour un champ magnétique aussi faible, l’approximation Zeeman tient la route pour la majorité des transitions.

Nous obtenons tout de même deux différences significatives par rapport à l’analyse de Dufour et al. (2006). Premièrement, l’asymétrie de la région près de 5150 Å est maintenant très bien reproduite. Ceci a été possible en incluant le nouveau traitement des raies de magnésium selon la description faite dans Allard et al. (2016). L’analyse de Dufour et al. (2006) expliquait l’asymétrie de cette raie par la présence de la molécule MgH, mais nécessitait une abondance 20 fois plus grande que la norme pour avoir une bonne correspondance avec l’aile bleue de la raie. Nos modèles montrent que nous n’avons pas besoin

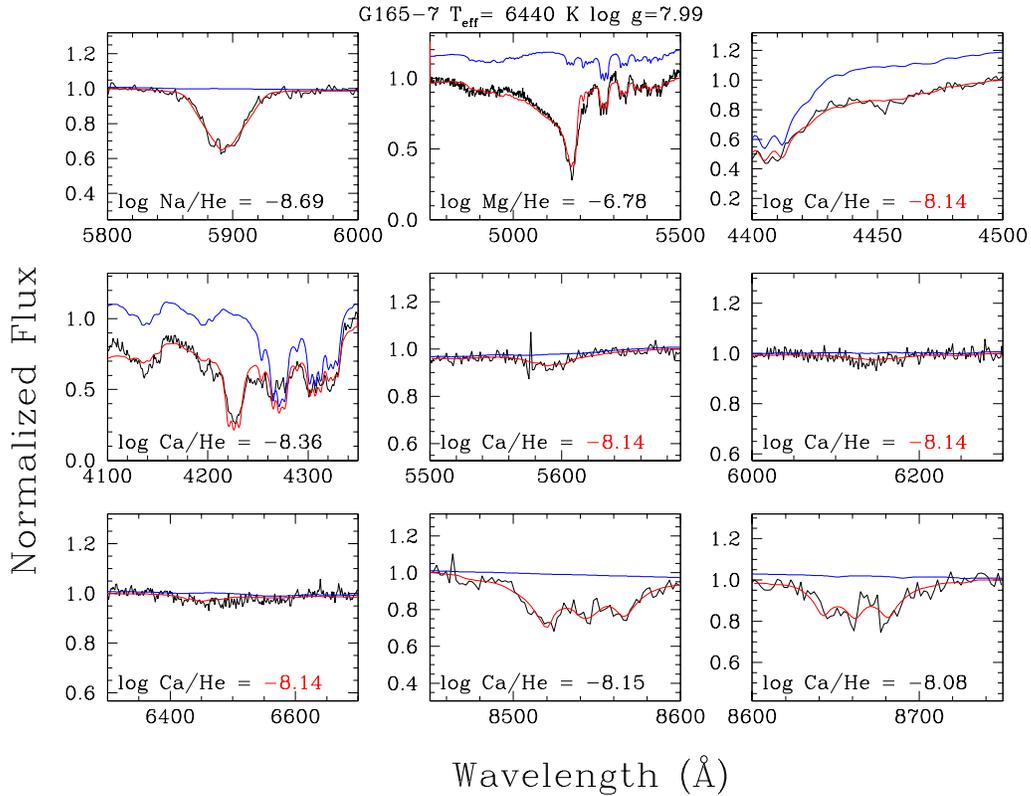


Figure 5.2 : Différentes raies métalliques observées dans le spectre de l'étoile G165-7. Les spectres en rouge sont les solutions optimales, et ceux en bleu sont les spectres où nous avons retiré l'opacité de l'élément en question. Les abondances écrites en noir sont les solutions optimales à cette raie particulière et celles écrites en rouge sont les valeurs forcées à la valeur moyenne des abondances optimales pour les autres raies de cet élément. Ceci est nécessaire en particulier pour certaines raies de calcium trop faibles pour obtenir de bons résultats.

d'inclure l'opacité du MgH pour bien reproduire les observations et ce, en gardant une abondance de magnésium très similaire à celle de départ.

La deuxième différence significative concerne l'interprétation de la légère dépression près de  $H\alpha$ . Cette dernière était expliquée par une légère quantité d'hydrogène ( $\log H/He = -3$ ) dans Dufour et al. (2006). En répétant l'analyse avec nos nouveaux modèles, nous arrivons à expliquer la dépression simplement avec du calcium, sans nécessité d'ajouter de l'hydrogène (dont la limite supérieure s'établit maintenant à  $\log H/He = -4$ ).

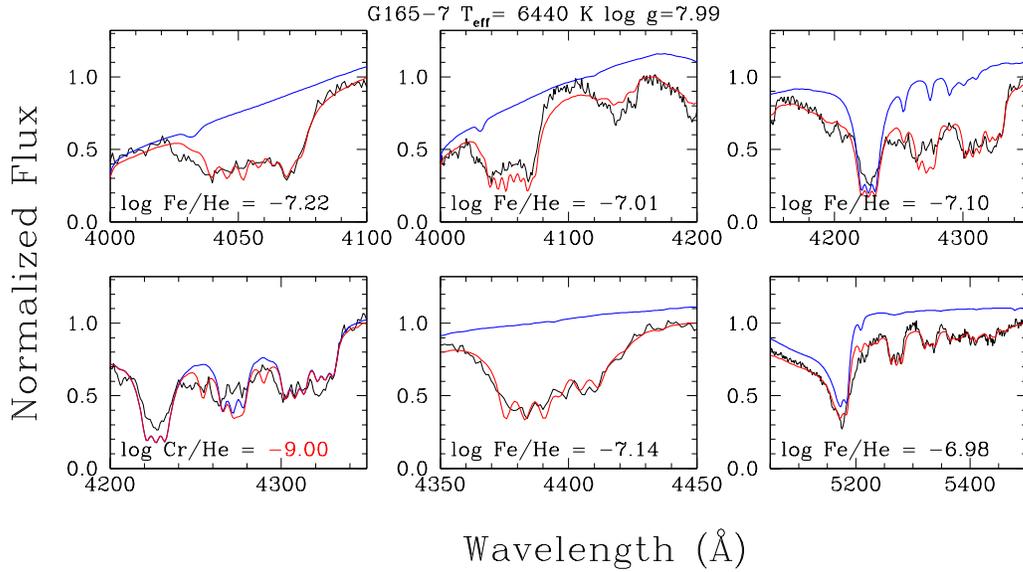


Figure 5.3 : Suite de la figure 5.2.

Pour conclure, cet exercice nous a permis de montrer que les nouvelles sous-routines de calcul de séparations des raies en régime Paschen-Back fonctionnent bien et que nous pouvons avoir confiance en nos méthodes et résultats d'analyse. Dans les chapitres suivants, nous utiliserons nos nouveaux outils pour analyser des naines blanches polluées en éléments lourds avec des champs magnétiques beaucoup plus intenses.

### 5.2.1 Convection

La convection dans les atmosphères stellaires est un mécanisme important dans le transfert d'énergie. Ce mécanisme brasse la matière en prenant celle à la base chaude de l'atmosphère et en la montant vers la surface plus froide, en un mouvement généralement radial. La présence de convection dans une atmosphère change la structure interne de celle-ci. Nous pouvons voir ces changements dans le gradient de température et de pression, ce qui mène à des spectres très différents que lorsque nous considérons uniquement le transfert radiatif.

Évidemment, la matière dans les atmosphères stellaires est à l'état de plasma, soit un mélange d'électrons libres, d'atomes ionisés (ions) et de particules neutres. Comme

Tableau 5.II : Paramètres atmosphériques de G165–7

Paramètre	Valeur
$T_{\text{eff}}$ (K)	6440 (210)
$\log g$	7.99 (0.29)
$\bar{B}$ (kG)	$\sim 650$
Élément	$\log(X/\text{He})$
H	$< -4$
Na	$-8.7(0.1)$
Mg	$-6.8(0.1)$
Ca	$-8.2(0.1)$
Cr	$< -9.0$
Fe	$-7.08(0.08)$

mentionné plus haut, la présence d’un champ électromagnétique affecte le mouvement des particules chargées. Donc ici aussi, les particules chargées tendent à suivre les lignes de champ magnétique. Il est ainsi possible qu’un champ magnétique assez intense, avec des lignes de champ parallèles à la surface de l’étoile (perpendiculaire à l’axe radial), empêche le mouvement convectif. C’est d’ailleurs ce que Tremblay et al. (2015) ont étudié dans des modélisations magnétohydrodynamiques tridimensionnelles. Dans cet article, il est démontré qu’un champ magnétique aussi faible que 50 kG peut réduire grandement l’efficacité de la convection. Les résultats présentés montrent que, en présence d’un champ magnétique freinant la convection, les modèles d’atmosphères convectifs (standards) peuvent surestimer la température effective et la gravité de surface des étoiles. Nous avons donc fait quelques modèles avec et sans convection afin de tenter de reproduire les observations de l’étoile G165–7 (section suivante) et, au prochain chapitre, J2105+0900 (Liebert et al., 2007, section 6.3) dans les deux situations.

### 5.2.2 Modèles radiatifs pour G165–7

Afin de vérifier si les champs magnétiques peuvent effectivement détruire les mouvements convectifs dans les atmosphères de naines blanches, nous comparons nos différents modèles avec et sans convection. Nous pouvons nous attendre à ce qu’une atmosphère purement radiative ait une plus grande pression dans la photosphère, donc à ce qu’elle

mène à des profils de raies plus larges que pour une atmosphère convective standard. Nous regardons aussi la distribution globale du flux par l'analyse photométrique afin de voir si un tel changement est cohérent avec les différentes mesures disponibles.

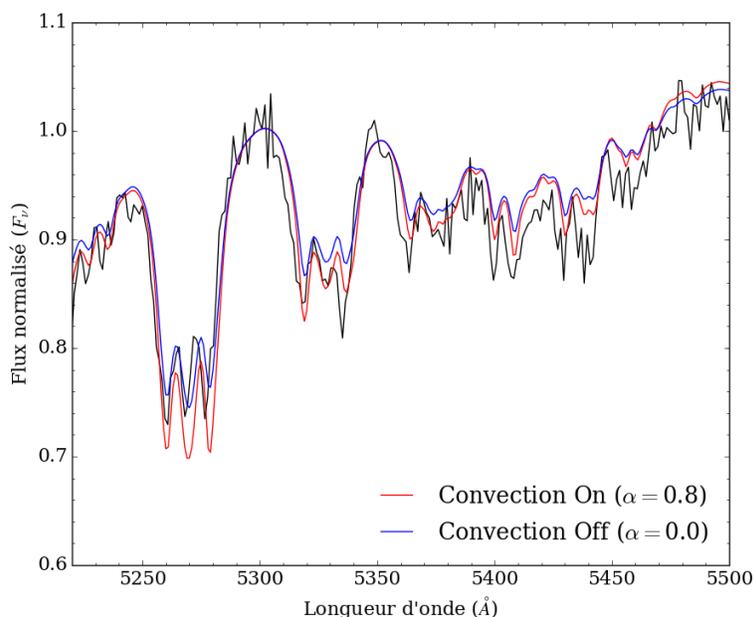


Figure 5.4 : Exemple de raies métallique (ici du fer) pour comparer entre les modèles radiatif et standard (convectif) pour l'étoile G165-7.

Cependant, nous ne discernons aucune différence majeure, tant au niveau des profils de raie que dans la distribution d'énergie, lorsque nous éliminons artificiellement la convection lors du calcul du modèle d'atmosphère (figure 5.4). Ceci n'est pas surprenant puisque pour une étoile riche en hélium la zone de convection se développe relativement profondément, et par conséquent, la zone de formation des raies (et du continu) est très peu affecté par le changement de gradient de température découlant du mélange convectif, comme le démontre cette étude. Nous verrons au prochain chapitre que la situation en est tout autre dans le cas d'une atmosphère riche en hydrogène.

## CHAPITRE 6

### J2105+0900

Ce chapitre est consacré à l'étoile J2105+0900, une naine blanche magnétique froide contaminée par des éléments lourds qui a été découverte dans le *Bok high proper motion survey* (Liebert et al., 2007; Munn et al., 2014). Faute de modèle approprié, cette étoile n'avait jamais été analysée en détail (une analyse très préliminaire avait été présentée dans un compte-rendu de conférence, Dufour et al., 2015). Nous effectuons donc ici, à l'aide de nos nouveaux outils, la première analyse complète de cet objet.

#### 6.1 Composition et température effective

Nous commençons par une analyse de la distribution d'énergie telle que donnée par la photométrie dans les bandes *ugriz* et *JH* (table 6.I). Pour une étoile froide ne montrant aucune raie d'hydrogène ou d'hélium, il n'est pas possible à priori de déterminer quel est l'élément dominant à la photosphère (Bergeron et al., 1997). Il y a cependant des différences notables entre les étoiles dominées par l'hydrogène et celles dominées par l'hélium au niveau de la photométrie dans l'infrarouge. En effet, pour les étoiles riches en hydrogène, l'opacité due à l'absorption par les collisions de la molécule  $H_2$  (*collision induced absorption*, CIA) devient importante et est facilement identifiable à partir de la réduction de flux dans les bandes *H* et *K*.

Tableau 6.I : Données photométriques de l'étoile J2105+0900

Bande	Magnitude
<i>u</i>	24.13 (0.67)
<i>g</i>	20.51 (0.03)
<i>r</i>	19.64 (0.02)
<i>i</i>	19.27 (0.03)
<i>z</i>	19.19 (0.07)
<i>J</i>	18.12 (0.02)
<i>H</i>	17.77 (0.08)

Les figures 6.1 et 6.2 montrent le meilleur ajustement obtenu à partir de grilles de modèles d'hydrogène et d'hélium pur respectivement (nous supposons la valeur canonique de  $\log g = 8.0$  à cette étape). Bien que les éléments lourds ne soient pas inclus à ce stade, cette expérience semble démontrer que les modèles riches en hydrogène ne sont pas compatibles avec les observations photométriques dans la bande  $H$ . En effet, à basse température, l'opacité de la CIA est importante dans cette bande. Une atmosphère dominée par l'hélium permet une bien meilleure correspondance (à l'exception de la bande  $z$ , possiblement à cause de la présence d'opacité provenant d'éléments lourds).

Ceci suggère donc que nous devons continuer notre analyse en utilisant des modèles d'atmosphère de naines blanches de type DZ, soit une atmosphère dominée par l'hélium montrant des traces d'éléments lourds.

Les spectres de cette étoile montrent plusieurs raies d'absorption provenant d'éléments lourds. En particulier, le multiplet du sodium, près de  $5900 \text{ \AA}$ , est bien séparé en trois composantes, indiquant un champ magnétique très intense. L'analyse préliminaire de Dufour et al. (2015) donne une valeur moyenne du champ de  $9.6 \text{ MG}$ , valeur que nous utilisons pour les étapes subséquentes.

Nous construisons ensuite une grille de spectres synthétiques dans le but de reproduire les raies de sodium. Cette dernière couvre un espace des paramètres allant de  $\log g = 7$  à  $9$ ,  $T_{\text{eff}} = 4000$  à  $7000 \text{ K}$  et une abondance de calcium de  $\log \text{Ca/He} = -8.0$  à  $-5.0$  (la fraction des autres éléments lourds par rapport au calcium est fixée à la valeur retrouvée dans les météorites de type chondrite, une très bonne approximation pour la plupart des naines blanches contaminées par des débris planétaires). Dans une première étape, nous supposons un champ magnétique constant à la surface de  $9.6 \text{ MG}$  (une géométrie dipolaire sera utilisée à la section suivante). Nous optimisons ensuite l'abondance de sodium par une méthode standard de minimisation du  $\chi^2$ .

Nous constatons rapidement qu'avec une gravité de surface  $\log g = 8.0$  et pour la température effective obtenue à partir de l'analyse photométrique avec une atmosphère d'hélium pur, il n'est pas possible de reproduire les observations spectroscopiques (voir trait rouge à la figure 6.3). En effet, les raies prédites par nos modèles sont beaucoup

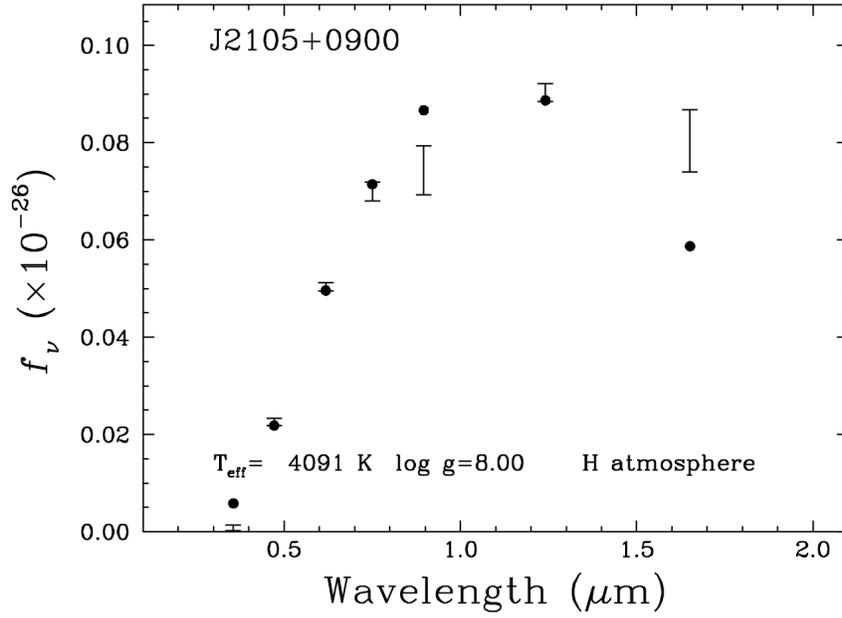


Figure 6.1 : Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère d'hydrogène pur. Les points représentent notre meilleure correspondance aux observations (traits avec barres d'erreurs).

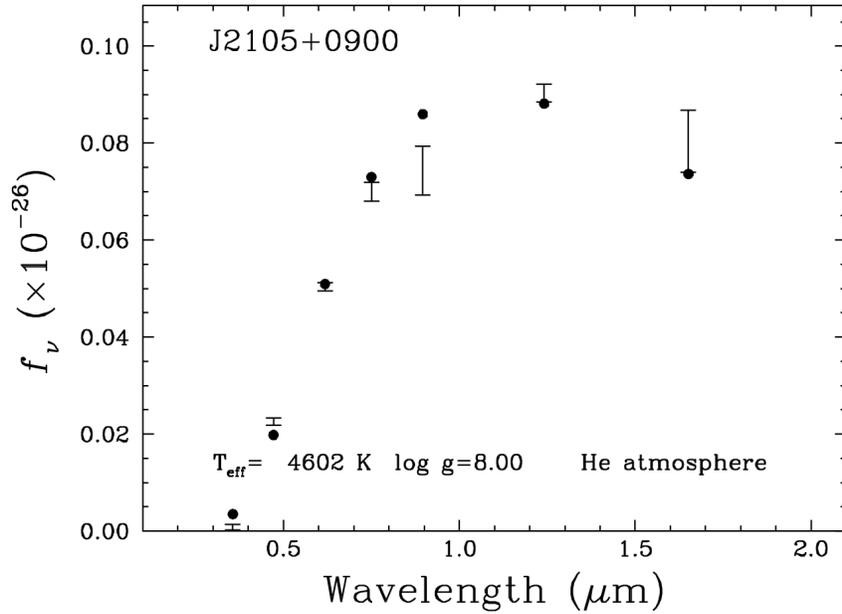


Figure 6.2 : Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère d'hélium pur.

trop larges. Dans ce régime, la largeur des raies dépend essentiellement de la pression à la photosphère. Cette dernière est beaucoup plus élevée pour les étoiles riches en hélium,

étant donné la plus faible opacité de cet élément (bref, les photons parviennent de régions beaucoup plus profondes que dans le cas d'une étoile riche en hydrogène). Afin de réduire la pression dans la région de formation des raies, nous explorons l'espace des paramètres afin de voir si un petit changement dans nos solutions ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ) pourrait permettre un meilleur ajustement.

Nous remarquons qu'un changement de température de  $\pm 500$  K (un plus grand écart ne serait plus compatible avec les mesures photométriques) affecte la profondeur des raies, mais change très peu leur largeur. Une diminution de la gravité de surface permet également de réduire la pression à la photosphère, donc d'amincir le profil des raies. Cependant, la gravité de surface devrait être réduite à  $\log g = 5$  (jumelé avec une légère modification de l'abondance des éléments lourds) afin d'obtenir une largeur de raie convenable. La température effective est ici maintenue à 4500 K, une approximation sans conséquences puisque la distribution d'énergie est peu sensible aux variations de l'abondance et à la gravité de surface.

Une gravité de surface aussi faible nous semble très peu probable pour une naine blanche (et ce encore plus lorsque nous considérons la tendance des naines blanches magnétiques à avoir une masse plus grande que la moyenne, Ferrario et al., 2015). Il nous apparaît aussi peu probable que cette étoile soit un objet étrange de type sous-naine étant donné l'intensité du champ magnétique de surface. Cette possibilité pourra être définitivement exclue lorsqu'une mesure de la parallaxe sera disponible (*GAIA*).

Face à ce constat, nous avons dû remettre en question notre hypothèse que cette étoile était riche en hélium. Pouvons-nous vraiment exclure une atmosphère riche en hydrogène en se basant uniquement sur l'absence de dépression près de la bande  $H$ ? Se peut-il que la présence de métaux ait une influence qui n'était pas suspectée (Gianninas et al., 2014, n'avait pas trouvé d'effet, mais c'était pour une étoile beaucoup plus chaude)? Afin d'en être certains, nous avons calculé une grille de modèles d'atmosphère riche en hydrogène, mais en incluant cette fois des traces d'éléments lourds. Cet exercice nous a permis de réaliser que dans ce régime de température, la présence de métaux affectait de façon significative la structure thermodynamique des modèles de sorte que l'absorption par la

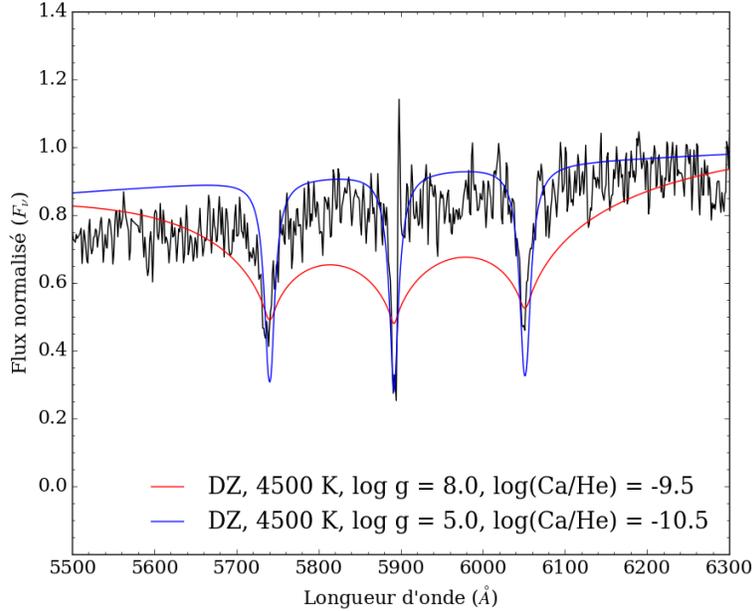


Figure 6.3 : Comparaison entre les prédictions théoriques de spectres synthétiques à partir de modèles riches en hélium pour une gravité standard de  $\log g = 8.0$  (trait rouge) et pour  $\log g = 5.0$  (trait bleu).

CIA est maintenant pratiquement négligeable dans ces conditions. En incluant les éléments lourds, il est maintenant possible de reproduire les observations photométriques avec des modèles riches en hydrogène (figure 6.4).

Cependant, l'analyse de la composition chimique basée sur ce dernier modèle mène tout de même à des profils de raies du sodium beaucoup trop larges (trait rouge sur la figure 6.5), indiquant que la pression dans la région de formation des raies est toujours trop élevée. Une légère diminution de la gravité de surface à  $\log g = 7.5$  nous permet d'obtenir une solution qui est à la fois compatible avec la photométrie et la spectroscopie (voir figure 6.5 et 6.6). Notons ici qu'un léger changement de température (quelques centaines de degrés) peut être compensé par un changement de gravité de surface et d'abondance (quelques dixièmes de dex) tout en conservant un ajustement acceptable à la photométrie. Une mesure de la parallaxe permettra éventuellement de lever cette dégénérescence, puisqu'elle nous permet de calculer le rayon de l'étoile, et nous pouvons déterminer la masse par la relation masse-rayon.

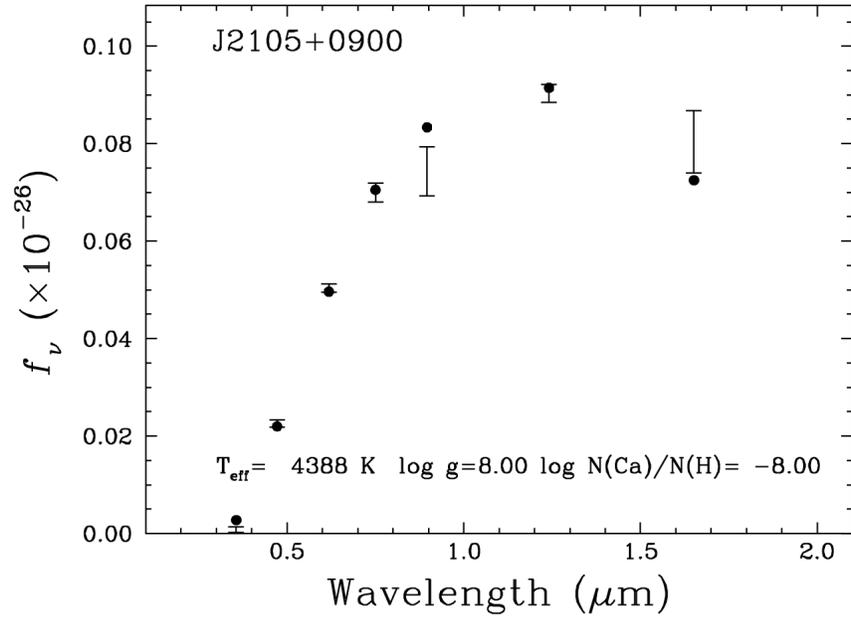


Figure 6.4 : Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère riche en hydrogène incluant des traces d'éléments lourds.

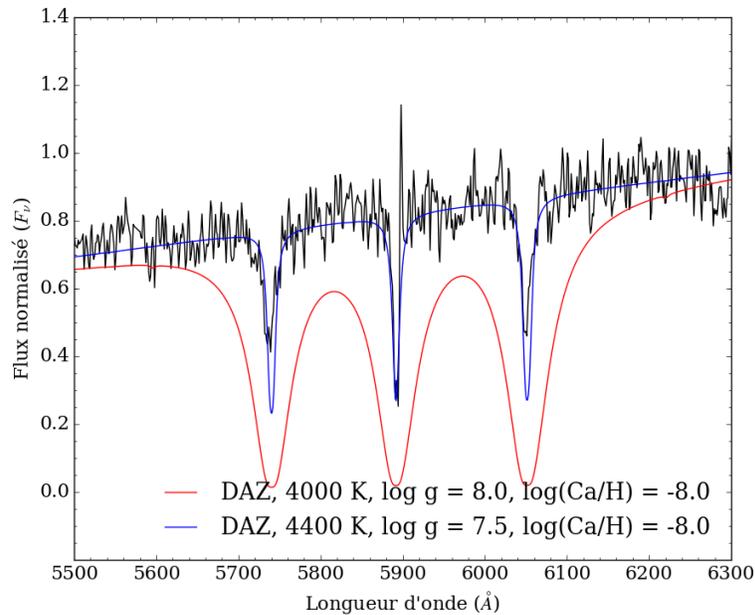


Figure 6.5 : Comparaison entre les prédictions théoriques de spectres synthétiques à partir de modèles riches en hydrogène pour une gravité standard de  $\log g = 8.0$  (trait rouge) et pour  $\log g = 7.5$  (trait bleu).

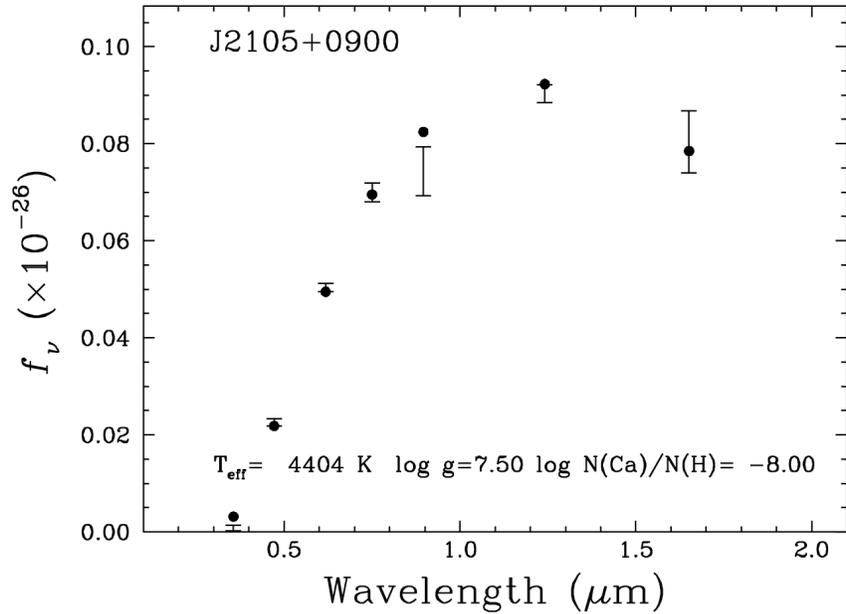


Figure 6.6 : Analyse photométrique de l'étoile J2105+0900 à partir de modèle d'atmosphère riche en hydrogène incluant des traces d'éléments lourds, mais pour une gravité de surface  $\log g = 7.5$ .

La figure 6.7 montre notre solution pour l'ensemble du spectre. L'abondance des éléments autres que le sodium (en particulier le calcium, le magnésium et le fer) n'ont pas été ajustés à ce stade (l'ajustement de ces éléments sera effectué dans une publication subséquente). C'est la raison pour laquelle certaines raies prédites ne se retrouvent pas dans le spectre observé, en particulier celles du fer autour de 4400 et 4500 Å. Il est possible que l'objet ayant été accrété par cette naine blanche fut légèrement plus pauvre en fer que la composition typique des chondrites, ou encore que le processus d'accrétion soit terminé et que le fer, dont le temps de diffusion est plus court, ait davantage diffusé sous la photosphère par rapport aux autres éléments.

En conclusion, l'analyse photométrique/spectroscopique de J2105+0900 à partir de modèles riches en hydrogène mène à des résultats beaucoup plus satisfaisants que ce qu'il est possible d'obtenir à partir de modèles riche en hélium, mais la confirmation de la masse et de la composition chimique de cet objet nécessitera une mesure de la parallaxe.

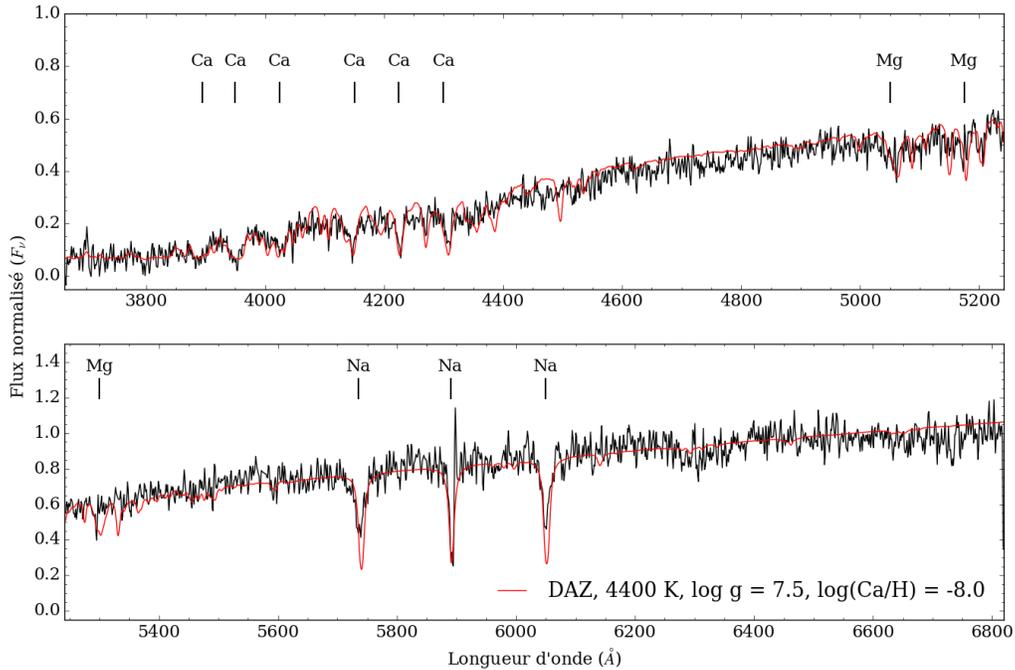


Figure 6.7 : Spectre synthétique (rouge) couvrant l'entièreté du spectre observé (noir). La plupart des raies observées sont bien reproduites, à l'exception de quelques unes autour de 4500 Å. Le champ magnétique utilisé est un champ constant de 9.6 MG. Les raies les plus fortes sont identifiées.

## 6.2 Structure et géométrie du champ magnétique

En examinant attentivement notre ajustement aux raies de sodium (trait bleu à la figure 6.5), nous remarquons que la composante  $\pi$  est bien reproduite alors que les composantes  $\sigma$  sont légèrement trop profondes. Puisque l'intensité relative des composantes  $\pi$  et  $\sigma$  est sensible au choix de géométrie du champ magnétique, il est possible, en principe, de contraindre celle-ci à partir des observations. Puisque l'analyse ci-dessus reposait sur un champ constant de 9.6 MG sur l'ensemble de la surface de l'étoile, nous tentons ici de trouver un meilleur ajustement à partir de calculs de spectres synthétiques incluant une géométrie dipolaire du champ magnétique.

Pour les paramètres atmosphériques trouvés précédemment, nous calculons une grille de spectres synthétiques avec des valeurs du dipôle magnétique variant entre 18 et 22 MG,

Tableau 6.II : Valeurs finales des paramètres de l'étoile J2105+0900.

Paramètre	Valeur
Type spectral	DAZ <sup>1</sup>
$T_{\text{eff}}$ (K)	4404 (100)
$\log g$	7.5 (0.2)
$\bar{B}$ (MG)	9.6 (0.1)
$\log(\text{Ca}/\text{H})$	-8.0 (0.5)

<sup>1</sup> En fait, le type spectral devrait être DZ, puisque nous n'observons pas de raies d'hydrogène, mais afin de différencier nos solutions riches en hélium avec celles riches en hydrogène, nous utilisons le type DAZ ici et dans le reste du chapitre.

une inclinaison variant entre 0 et 90° et un décalage selon l'axe  $z$  variant entre -0.3 et +0.1  $R_*$ .

Étant donné que les composantes  $\sigma$  sont assez bien définies et non pas étendues (contrairement au spectre avec une géométrie dipolaire à la figure 3.1), l'intensité du champ magnétique doit nécessairement très peu varier à la surface de l'étoile. Il est possible d'obtenir ceci en effectuant un décalage négatif (selon l'axe  $-z$ ) d'un dipôle incliné (changer seulement l'angle d'inclinaison d'un dipôle centré ne permet pas d'obtenir le résultat recherché). En utilisant une méthode standard de minimisation du  $\chi^2$  (méthode non linéaire des moindres carrés de Levenberg-Marquardt, mentionnée au chapitre 3), nous trouvons que la meilleure géométrie, dans le cadre d'un modèle de dipôle décalé, est celle dont le spectre est présenté à la figure 6.8 (table 6.III).

Cette géométrie permet de mieux reproduire les observations qu'un champ magnétique constant. Une telle géométrie n'est cependant pas très réaliste d'un point de vue physique, ce qui indique que nous sommes probablement en présence d'une géométrie beaucoup plus

Tableau 6.III : Paramètres décrivant la géométrie du champ magnétique dipolaire de J2105+0900

Paramètre	Valeur
$B_P$ (MG)	18.7 (0.2)
$i$ (°)	0 <sup>1</sup>
$a_z$ ( $R_*$ )	-0.24 (0.02)

<sup>1</sup> Valeur fixée, sans incertitude.

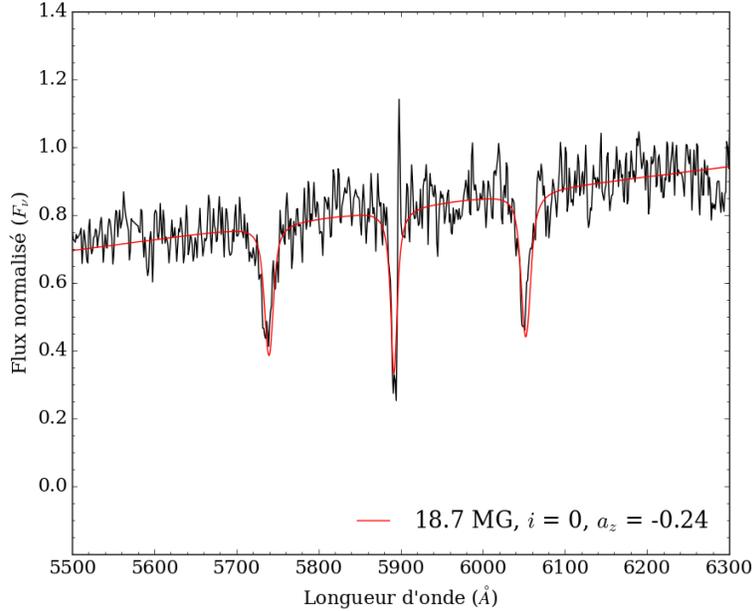


Figure 6.8 : Meilleure correspondance du spectre avec une géométrie dipolaire et les paramètres atmosphériques de la table 6.II. Ici, les composantes  $\sigma$  sont beaucoup mieux reproduites qu’avec un champ magnétique de surface constant.

complexe (par exemple, quadrupôle, octupôle, etc.). Des observations spectropolarimétriques résolues dans le temps pourraient, en théorie, permettre d’élucider la structure du champ magnétique. Cependant, cette étoile étant de magnitude  $g = 20.51$ , de telles observations ne devraient malheureusement pas être disponibles dans un avenir rapproché.

### 6.3 Inhibition de la convection ?

Comme discuté à la section 5.2.1, un champ magnétique de plusieurs MG devrait, en principe, affecter significativement le mouvement des particules chargées. Dans ces circonstances, l’efficacité du transport d’énergie par convection devrait être fortement diminuée. Des simulations magnétohydrodynamiques récemment effectuées par Tremblay et al. (2015) suggèrent même que pour un champ magnétique aussi peu élevé que 50 kG, les mouvements convectifs seraient complètement inhibés. L’absence de transport d’énergie par convection a évidemment un impact significatif sur la structure en pression et en température de la photosphère. Par conséquent, des spectres synthétiques obtenus à partir

de modèles radiatifs pourraient être très différents de ceux obtenus en traitant la convection de façon conventionnelle. Dans cette section, nous déterminerons les conséquences sur la détermination des paramètres atmosphériques d'une analyse effectuée à partir de modèles où nous avons artificiellement arrêté la convection. Notons que l'absence de convection n'affecte pas de façon significative la distribution d'énergie de l'étoile (qui demeure celle d'un corps noir en première approximation), de sorte que la température photométrique reste pratiquement la même lorsque nous éteignons la convection.

Une telle analyse nous permet, encore une fois, d'exclure la solution d'une atmosphère riche en hélium. En effet, la reproduction de la largeur des raies de sodium nécessite une diminution de la gravité de surface par plus de 3 ordres de grandeur.

Dans le cas d'une analyse à partir de modèles riches en hydrogène, nous remarquons que les modèles radiatifs ont une pression beaucoup plus élevée par rapport aux modèles convectifs (figure 6.9). Par conséquent, l'opacité moléculaire CIA  $\gamma$  est beaucoup plus importante. La figure 6.10 montre que les modèles radiatifs ne parviennent pas à reproduire la distribution d'énergie dans la bande  $H$ . De plus, l'augmentation de la pression élargit significativement le profil des raies (figure 6.11), de sorte qu'une diminution significative de la gravité de surface (1 dex) devient nécessaire pour «amincir» les raies.

La gravité de surface déterminée à partir de modèles convectifs pour cette étoile étant déjà relativement faible pour une étoile magnétique ( $\log g = 7.5$ ), une diminution à  $\log g = 6.5$  nous apparaît peu réaliste. En effet, nous ne connaissons pas de naines blanches aussi peu massives ayant un aussi grand champ magnétique (de plus, la tendance est que les étoiles fortement magnétiques sont généralement plus massives), quoiqu'il soit possible que nous soyons en présence d'un objet hors norme (encore une fois, une mesure de la parallaxe éliminerait cette incertitude).

Dans l'hypothèse où cette naine blanche ne soit pas un objet extrêmement exotique, nous devons conclure qu'il n'est pas possible d'obtenir un ajustement qui satisfasse à la fois les données spectroscopiques et photométriques dans le cadre de modèles radiatifs.

Ce comportement est différent de celui observé pour l'étoile G165-7 (chapitre 5) où aucun changements significatifs n'avait été trouvé. Cette dernière est une étoile riche en

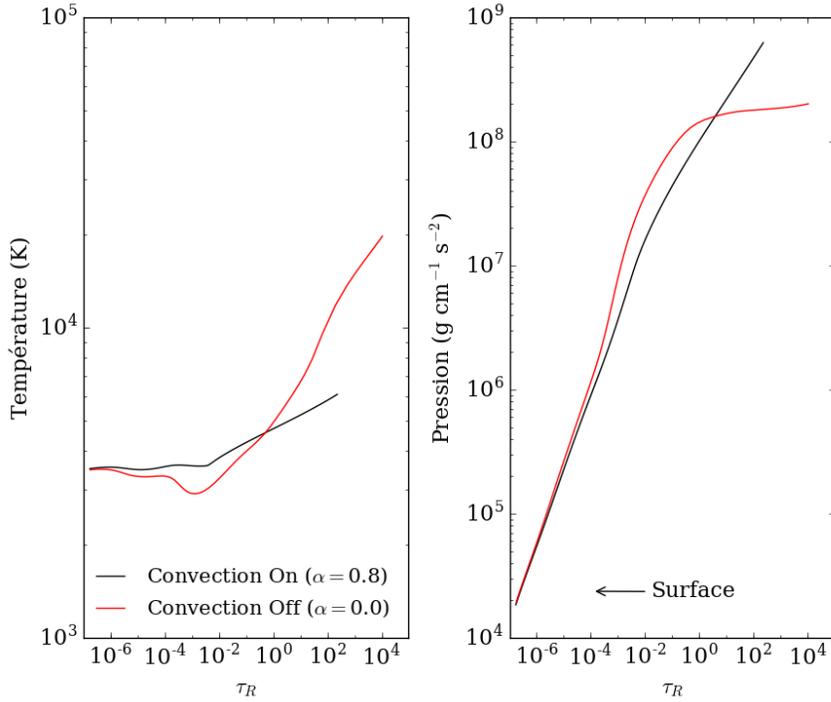


Figure 6.9 : Structures en température et en pression pour des atmosphères convective et radiative, pour J2105 (paramètres atmosphériques de la table 6.II).

hélium légèrement plus chaude. Ces différences viennent du fait que la zone de convection ne se forme pas au même endroit pour les étoiles riches en hydrogène et celles riche en hélium. Puisque les zones de convection sont créées par des zones d’ionisation partielle et que l’hydrogène est plus facilement ionisé que l’hélium, la zone convective se forme plus profondément dans l’atmosphère des étoiles de type DB et DZ, puisqu’une température plus élevée est nécessaire pour l’ionisation. Comme les raies sont formées plus en surface, donc plus haut que la zone convective, nous ne voyons pas de différences significatives lors de l’analyse spectroscopique de G165–7. Ce n’est pas le cas pour les atmosphères d’hydrogène (comme J2105), où la zone convective est plus haute et atteint la région de formation des raies, affectant donc grandement leur profil.

Pour conclure, nous constatons que nous devons inclure le transport d’énergie par convection pour réussir à reproduire simultanément les données spectroscopiques et photométriques de J2105+0900. Cependant, un champ magnétique de surface (près de 10

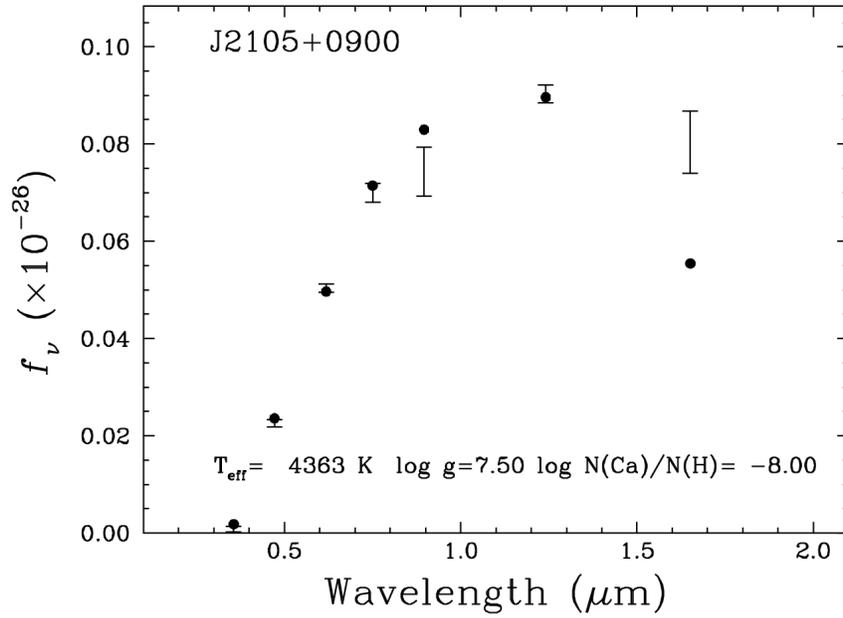


Figure 6.10 : Analyse photométrique pour une atmosphère radiative. Nous voyons immédiatement que la bande *H* ne correspond pas avec les observations.

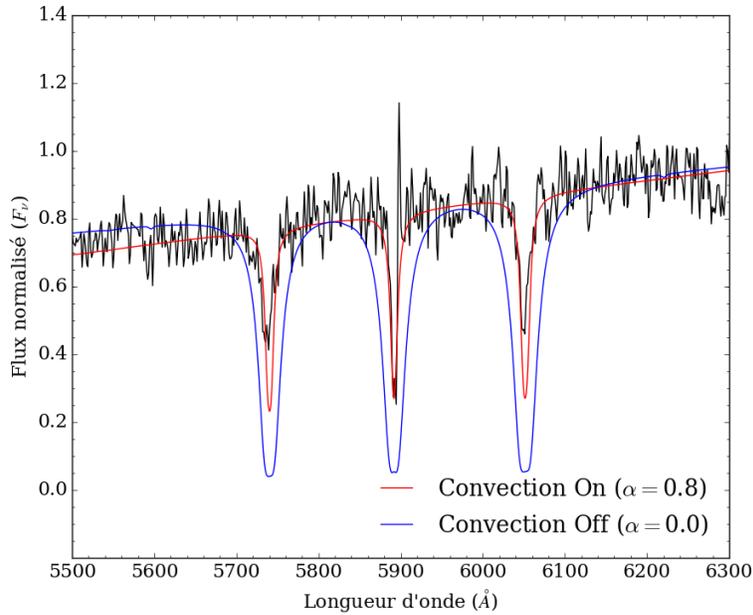


Figure 6.11 : Modèles convectif et radiatif, avec les mêmes paramètres atmosphériques (donnés à la table 6.II).

MG) est plus de deux ordres de grandeur plus élevé que la valeur critique pour laquelle la convection est complètement inhibée selon Tremblay et al. (2015). Notons que Lecavalier-

Hurtubise & Bergeron (2017) trouvent également que les modèles radiatifs ne permettent pas d'obtenir des solutions acceptables dans le cas d'étoiles de type DA (hydrogène pur) magnétiques, ce qui laisse croire que contrairement à ce qu'affirme Tremblay et al. (2015), la présence d'un champ magnétique n'affecte pas drastiquement le transport d'énergie par convection à la surface.

## CHAPITRE 7

### ÉTOILE LHS 2534

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'étoile LHS 2534 (figure 7.1), la première naine blanche magnétique montrant des éléments lourds (type spectral DZ) à avoir été découverte Reid et al. (2001). À partir de la séparation des raies de sodium, de magnésium et de calcium, Reid et al. (2001) estiment un champ magnétique moyen en surface de 1.92 MG (approximation Zeeman). Une température effective d'environ 6000 K est également estimée à partir de la comparaison entre les données photométriques (table 7.I) et des modèles d'atmosphère d'hélium pur, le seul outil disponible à l'époque. Nous déterminons ici pour la première fois les paramètres atmosphériques de cette étoile à partir de modèles d'atmosphère magnétique qui incluent l'opacité des éléments lourds avec la séparation des composantes calculée en régime Paschen-Back.

#### 7.1 Analyse photométrique et spectroscopique

Dans un premier temps, nous estimons une nouvelle fois la température effective de cette étoile à partir de modèles riches en hélium incluant les éléments lourds (l'absence de raies d'hydrogène nous permet d'exclure la solution riche en hydrogène). Ces derniers sont importants puisqu'il a été démontré que l'analyse à partir de modèle d'hélium pur surestimait la température effective (Dufour et al., 2005, 2007). Nous effectuons cette ana-

Tableau 7.I : Données photométriques de l'étoile LHS 2534

Bande	Magnitude
<i>u</i>	20.85 (0.07)
<i>g</i>	18.32 (0.007)
<i>r</i>	17.734 (0.006)
<i>i</i>	17.542 (0.007)
<i>z</i>	17.504 (0.017)
<i>J</i>	16.736 (0.155)
<i>H</i>	16.695 (0.283)

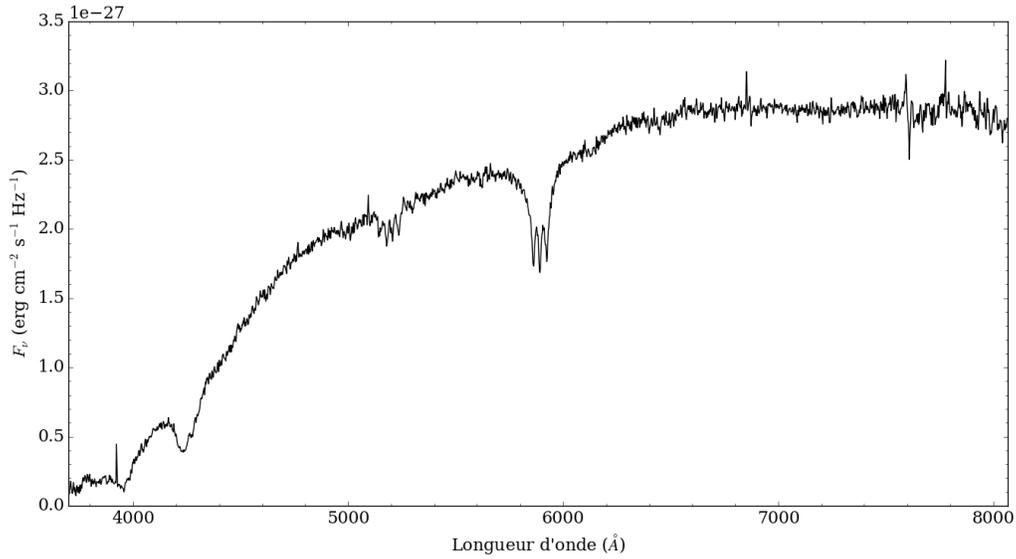


Figure 7.1 : Observations spectroscopiques de LHS 2534 dans l’optique, prises par le SDSS.

lyse pour la valeur typique de la gravité de surface d’une naine blanche,  $\log g = 8$  (la température photométrique est peu sensible à la gravité de surface). La figure 7.2 montre notre meilleur ajustement pour une abondance de métaux reproduisant approximativement la largeur équivalente du triplet de sodium (la proportion relative entre les différents éléments lourds est celle trouvée dans les météorites de type chondrite, comme pour les étoiles précédentes). Comme attendu, nous trouvons une température effective significativement inférieure à celle estimée à partir de modèle d’hélium pur.

Nous utilisons ensuite la structure thermodynamique d’un modèle ayant ces paramètres pour calculer un ensemble de grilles de spectres synthétiques pour différentes géométries et valeurs de dipôle magnétique. Nous nous concentrons principalement sur le doublet du sodium près de  $5890 \text{ \AA}$  (qui devient en fait un triplet pour un champ magnétique aussi élevé) puisque c’est la transition la plus profonde trouvée dans le spectre de cette étoile. Le meilleur ajustement que nous avons pu obtenir dans ces conditions est présenté à la figure 7.3 (il est toutefois possible d’obtenir des solutions très similaires pour d’autres valeurs de l’inclinaison  $i$  en compensant par un changement approprié de  $B_p$  et  $a_z$ ). Un dipôle incliné à  $45^\circ$  avec un décalage  $a_z = -0.30 R_*$  et une intensité de 4.2 MG au pôle produit une intensité de champ magnétique pratiquement constante à la surface de l’étoile. La

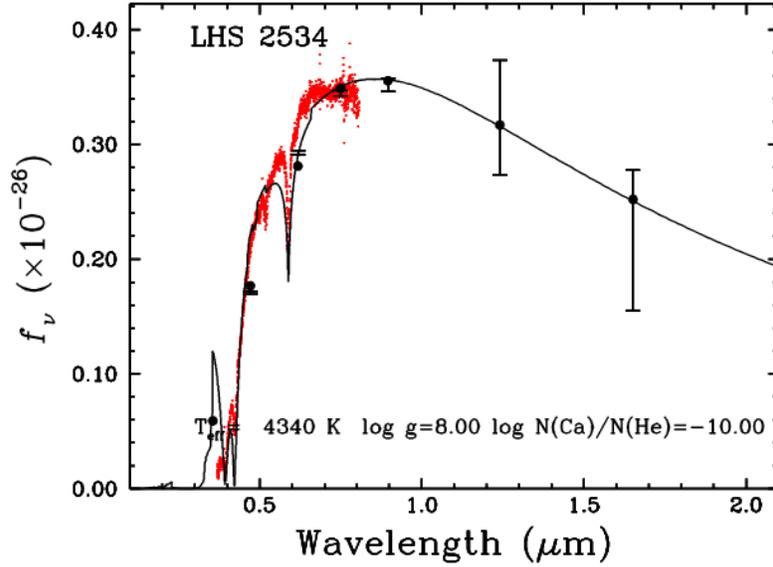


Figure 7.2 : Analyse photométrique de l'étoile LHS 2534 dans les bandes *ugriz* et *JH*. Les points rouges proviennent de données fournies lors de communications privées avec I. N. Reid.

figure 7.4 montre un histogramme de la distribution de l'intensité du champ magnétique pour l'ensemble des éléments de surface sur l'hémisphère visible. On voit clairement qu'un champ magnétique d'environ 2 MG domine à la surface de l'étoile pour cette géométrie, ce qui est très près de la valeur estimée par Reid et al. (2001).

Cependant, nous pouvons voir que ce modèle ne reproduit pas du tout la profondeur des trois composantes observées. Clairement, les composantes spectrales semblent trop élargies, possiblement une conséquence d'une pression gazeuse trop élevée dans la région de formation des raies dans notre modèle. Cependant, dans ce cas particulier, il n'est pas possible d'obtenir un meilleur ajustement simplement en diminuant la gravité de surface (ce qui permet de réduire la pression), car la forme du profil des raies est alors très mal reproduite.

Dans une seconde étape, nous avons exploré l'espace des paramètres afin de trouver une meilleure correspondance avec le profil des raies de sodium, sans se soucier de l'accord avec les données photométriques. La figure 7.5 montre qu'il est possible d'obtenir un ajustement convenable, mais seulement pour une température effective beaucoup plus élevée (6000 K,

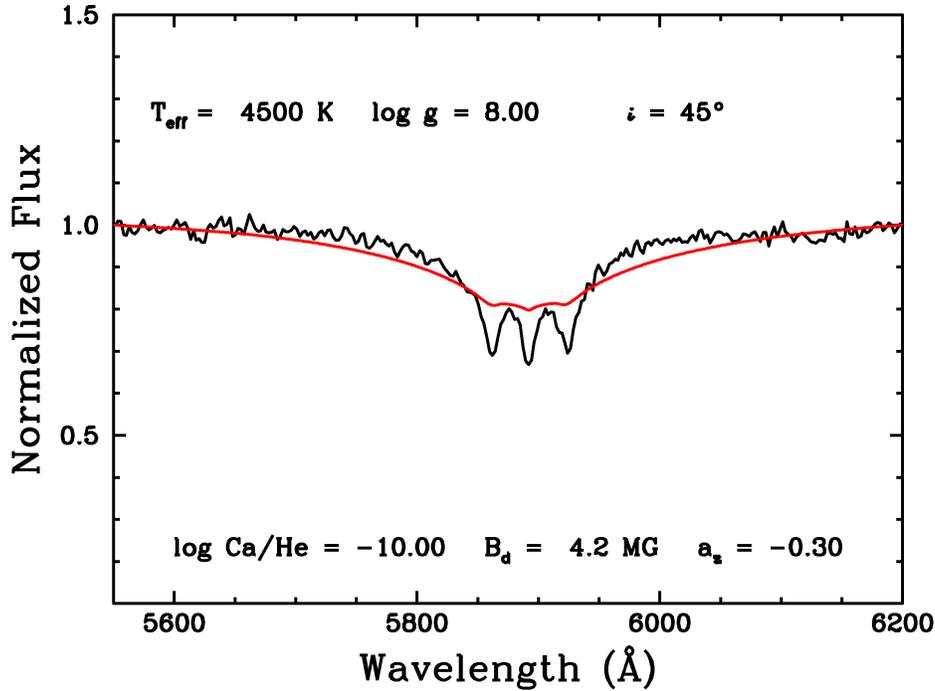


Figure 7.3 : Spectre synthétique superposé aux observations, pour une température similaire à celle trouvée par analyse photométrique (figure 7.2). Ici, le profil des raies du multiplet de sodium (Na D) ne correspond pas du tout. La géométrie utilisée ici donne une intensité pratiquement constante à la surface visible de l'étoile.

soit la même valeur que celle obtenue par Reid et al., 2001, par pure coïncidence).

Tout comme dans le cas de J2105+0900 (chapitre 6), les composantes  $\sigma$  n'ont pas la même profondeur que la composante  $\pi$  (voir figure 7.3). Ceci est la signature de l'intensité variable du champ magnétique à la surface de l'étoile. Bien qu'un dipôle décentré avec les paramètres indiqués à la Table 7.II permet de reproduire de façon satisfaisante les observations spectroscopiques, une telle géométrie nous apparait peu probable d'un point de vue physique. Tout comme dans le cas de J2105+0900, la géométrie du champ magnétique de LHS 2534 est probablement beaucoup plus complexe qu'un simple dipôle. L'intensité moyenne doit tout de même être près de 2 MG avec de légères variations afin d'à la

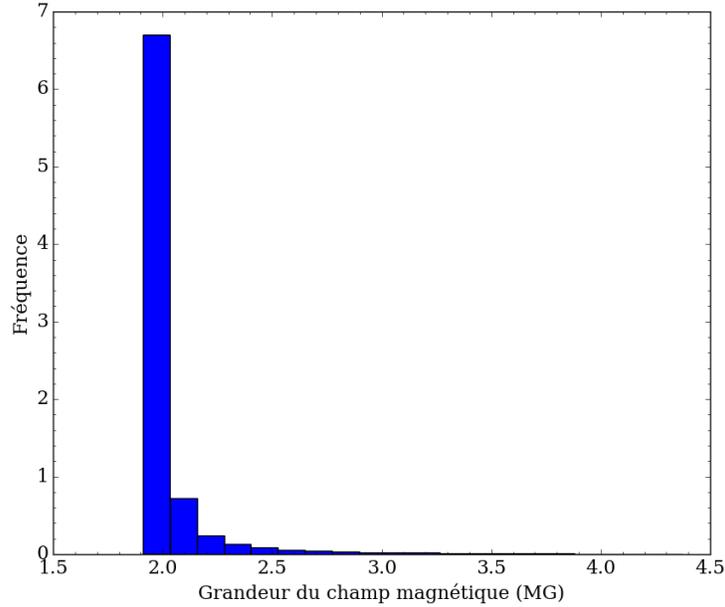


Figure 7.4 : Histogramme normalisé de l'intensité du champ magnétique à la surface visible d'une étoile, avec la géométrie utilisée pour LHS 2534 (table 7.II).

fois reproduire la profondeur relative des raies et éviter un trop grand élargissement des composantes  $\sigma$ . La détermination de la géométrie exacte du champ magnétique de LHS 2534 nécessiterait des observations spectropolarimétriques résolues dans le temps. Malheureusement, tout comme dans le cas de J2105+0900, de telles observations ne pourront probablement pas être obtenues dans un avenir rapproché pour un objet si peu lumineux (magnitude  $g = 18.32$ ).

La solution spectroscopique que nous avons déterminée nécessite cependant une température effective qui est en désaccord complet avec les données photométriques (voir figure

Tableau 7.II : Paramètres de la géométrie du champ magnétique dipolaire de LHS 2534

Paramètre	Valeur
$B_p$ (MG)	4.2 (0.1)
$i$ ( $^\circ$ )	45 <sup>1</sup>
$a_z$ ( $R_*$ )	-0.30 (0.02)

<sup>1</sup> Valeur fixée, sans incertitude.

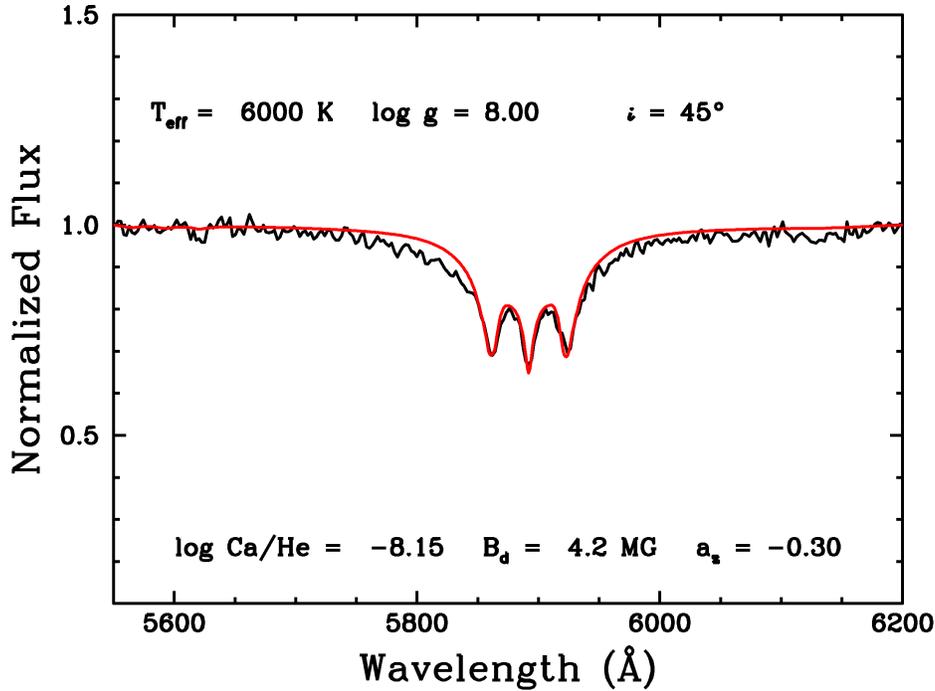


Figure 7.5 : Meilleure correspondance au profil du multiplet de sodium de LHS 2534, en utilisant une température et une abondance de métaux autres que celles obtenues précédemment.

7.6). En effet, le pic d'émission du spectre synthétique à 6000 K est beaucoup trop vers le bleu et l'ajustement aux points photométriques est très mauvais et doit certainement être rejeté.

Cette incohérence entre la photométrie et la spectroscopie demeure inexplicée. Il est possible que la présence d'un intense champ magnétique affecte significativement les mouvements convectifs, tel que suggéré par Tremblay et al. (2015) (les analyses des chapitres précédents suggèrent que ce n'est pas le cas, mais LHS 2534 semble être plus froide que G165-7). Afin de vérifier si c'est le cas, nous avons tenté, comme dans les chapitres précédents, de modéliser cette étoile à partir de modèles radiatifs. Cependant, lorsque la convection est retirée artificiellement, les paramètres atmosphériques restent sensiblement

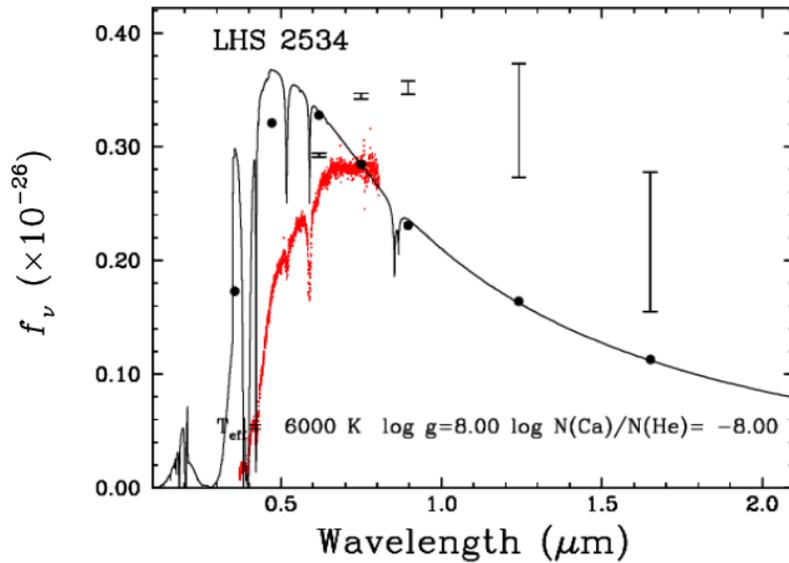


Figure 7.6 : Analyse photométrique de LHS 2534 en utilisant les paramètres obtenus à la figure 7.5. On voit que le spectre synthétique ne correspond pas du tout avec les observations.

les mêmes. Ceci s'explique essentiellement par le fait que, tout comme dans le cas de G165-7, la zone de convection se développe plus profondément que la région de formation des raies spectrales. Il semble donc que le changement de structure possiblement imposé par la présence d'un intense champ magnétique n'a pas d'effet significatif dans le cas d'une atmosphère dominée par l'hélium (contrairement aux atmosphères riches en hydrogène, voir chapitre 6). Cette incohérence entre les solutions spectroscopique et photométrique ne peut pas être résolue en effectuant une analyse à partir de modèles purement radiatifs.

Ceci suggère donc qu'il y a une lacune encore inconnue dans le cadre théorique utilisé pour l'analyse de ces naines blanches magnétiques. Il est fort possible que la structure thermodynamique d'une étoile magnétique ne soit pas simplement celle obtenue à partir de modèles radiatifs, l'approche naïve couramment préconisée lors de l'analyse de naines blanches magnétiques (Jordan, 1992). La détermination de la structure thermodynamique d'une naine blanche fortement magnétisée mérite certainement une étude plus approfondie, mais ceci représente une tâche complexe qui dépasse largement la portée de l'étude exploratoire présentée dans ce mémoire.

## CHAPITRE 8

### CONCLUSION

Le but de ce travail était de développer un nouvel outil de modélisation d'étoiles naines blanches avec éléments lourds, en présence d'un champ magnétique. Les études précédentes utilisaient des approximations telles que le traitement uniquement par l'effet Zeeman, et un champ magnétique constant (sans géométrie). Nous analysons donc pour la première fois des étoiles naines blanches avec un champ magnétique intense et des éléments lourds, du carbone jusqu'au cuivre, avec des géométries arbitraires.

Nous avons introduit dans un premier temps la théorie derrière la séparation des raies spectrales, soit la mécanique quantique des niveaux d'énergies des atomes dans un champ magnétique. Nous avons décrit l'approximation de l'effet Zeeman que la majorité des analyses dans la littérature utilisent, valide pour des champs magnétiques faibles, ainsi que l'effet Paschen-Back pour les champs magnétiques de forte intensité.

Nous avons expliqué comment la géométrie d'un champ magnétique peut affecter les spectres d'étoiles et comment nous modélisons ces géométries à l'aide de notre code de modèles d'atmosphère. Les différences entre la géométrie dipolaire et un champ constant qu'il est possible d'observer dans un spectre ont été décrites et ont été utilisées pour contraindre la géométrie des étoiles étudiées. De plus, la première version de notre code de modèle d'atmosphère traitait uniquement le carbone neutre et ionisé une fois (C I et C II) et quelques multiplets importants (Ca HK, Na D, etc.) qui avaient été implémentés à la main. Notre généralisation du code pour le traitement des éléments lourds du carbone jusqu'au cuivre nous a permis de considérer l'ensemble des raies, ajoutant plusieurs milliers de composantes à nos spectres synthétiques.

La première étoile que nous avons analysée dans ce mémoire est G165-7, une étoile de type DZ découverte par Hintzen & Strittmatter (1974) et jusqu'à maintenant jamais modélisée hors de l'approximation Zeeman. En gardant les paramètres atmosphériques de Dufour et al. (2006) comme base pour nos travaux, nous avons refait l'analyse de

l'abondance de métaux et avons trouvé de nouvelles valeurs qui, bien que différentes, ne sont pas si éloignées des précédentes (table 5.II). Ces nouvelles abondances donnent de bien meilleures correspondances avec le spectre observé, comme le montre la multitude de raies métalliques des figures 5.2 et 5.3, en grande partie grâce aux nouvelles listes et le traitement en régime Paschen-Back. Un obstacle rencontré en cours de route a été la raie de magnésium autour de  $5200 \text{ \AA}$ , dont le profil asymétrique n'était pas bien reproduit par nos modèles préliminaires. L'ajout des profils de Allard et al. (2016) (qui traitent certaines raies de calcium, magnésium et sodium avec des effets de haute pression) à nos calculs a corrigé ce problème, puisque G165–7 est une étoile relativement froide. Avec ce profil asymétrique, nous n'avons pas eu besoin d'inclure l'opacité de la molécule de MgH, ni d'augmenter artificiellement son abondance, comme cela a été fait par Dufour et al. (2006). L'étude de l'effet du champ magnétique sur la convection a montré qu'une atmosphère purement radiative reproduit bien les observations de cette étoile, en changeant légèrement les différents paramètres atmosphériques.

J2105+0900 est la deuxième étoile que nous avons étudiée. Nous avons d'abord déterminé si son atmosphère était dominée par l'hydrogène ou par l'hélium, puis évalué sa température effective et gravité de surface. Nous avons obtenu, après une longue exploration dans l'espace des paramètres, que J2105 possède une atmosphère dominée par l'hydrogène avec des traces d'éléments lourds, une température effective de 4404 K et une gravité de surface  $\log g$  de 7.5, et est donc une étoile très froide avec une faible masse. Nous avons aussi déterminé l'abondance des métaux dans l'atmosphère de cette étoile, avec un  $\log \text{Ca}/\text{H} = -8.0$  et les autres éléments avec un ratio tel qu'observé dans les météorites de type chondrite. Nous avons ainsi obtenu une excellente correspondance au spectre (figure 6.7), pour les raies les plus importantes, soit celles du calcium, magnésium et sodium. Le fait de garder le ratio de ces éléments prédit aussi des raies qui ne sont pas observées, telles que certaines du fer, donc un ajustement plus poussé est de mise. Nous avons montré que l'utilisation de modèles d'atmosphère purement radiatif ne permettait plus d'obtenir une bonne correspondance avec les observations spectroscopiques, rendant ainsi incohérentes les analyses photométrique et spectroscopique. Ceci est en accord avec

les résultats obtenus par Lecavalier-Hurtubise & Bergeron (2017) pour les étoiles de type DA, mais en contradiction avec le résultat obtenu pour G165–7. Nous expliquons les différences entre J2105 et G165–7 par le fait que leur atmosphère respective n’est pas dominée par le même élément (J2105 est riche en hydrogène, et G165–7 en hélium). En effet, la zone de convection est située beaucoup plus profondément pour une étoile dominée par l’hélium ce qui fait en sorte que la région de formation des raies est beaucoup moins affectée par le changement de structure de l’atmosphère que celle d’une étoile dominée par l’hydrogène. Le flux émergent de modèles radiatifs riche en hélium n’est donc pas significativement différent de celui provenant des modèles convectifs traditionnels.

La dernière étoile analysée dans ce mémoire est LHS 2534, découverte par Reid et al. (2001). Nous avons tenté de déterminer la température effective et gravité de surface par la photométrie *ugriz* et *JH* ; notre solution est présentée à la figure 7.2 ( $T_{\text{eff}} = 4340$  K,  $\log g = 8.0$ ). Cependant, l’analyse spectroscopique du multiplet Na D nous montre que les profils de raies sont trop larges (ou pas suffisamment profonde, à cause des larges ailes des raies) à cette température et ne sont pas cohérentes avec les résultats de l’analyse photométrique. Lorsque nous tentons d’obtenir les paramètres qui donnent les meilleurs résultats avec la spectroscopie, la photométrie ne correspond plus. Cette incohérence est probablement la signature d’un effet encore insoupçonné du champ magnétique sur la structure thermodynamique des modèles d’atmosphère. Des études plus approfondies seront nécessaire afin d’éclaircir ce mystère. Le champ magnétique qui a été utilisé pour l’analyse spectroscopique était de géométrie dipolaire, mais avec des paramètres si extrêmes (principalement de décalage sur l’axe  $z$ , voir table 7.II) que l’intensité à la surface était pratiquement constante. L’intensité moyenne de cette géométrie est de 2.00 MG (figure 7.4), indiscernable du 1.92 MG à champ constant que Reid et al. (2001) avaient estimé. Ceci peut être relié à la géométrie plus complexe qu’un dipôle (soit un quadrupôle ou octupôle) du champ magnétique.

Pour conclure, à l’aide d’un tout nouvel outil permettant de modéliser le spectre de naines blanches fortement magnétiques montrant des éléments lourds, nous avons effectué les premières analyses détaillées d’étoiles de ce genre. Ces analyses exploratoires ont permis

de mettre en lumière certaines incohérences qui laissent croire que nous ne comprenons pas encore parfaitement les mécanismes de transport d'énergie par convection en présence d'un champ magnétique intense. Cette étude nous a également permis de constater qu'un intense champ magnétique affecte probablement la structure thermodynamique de l'atmosphère d'une manière qui n'est pas encore comprise à ce jour. Des études plus approfondies, qui incluent l'effet de l'inclusion des moments quadripolaire et octupolaire du champ magnétique et qui seront entamées lors de ma thèse de doctorat, seront nécessaires afin de résoudre ces incohérences.

## BIBLIOGRAPHIE

- Achilleos, N., & Wickramasinghe, D. T. 1989, *ApJ*, 346, 444
- Allard, N. F., Guillon, G., Alekseev, V. A., & Kielkopf, J. F. 2016, *A&A*, 593, A13
- Angel, J. R. P., & Landstreet, J. D. 1971, *ApJ*, 164, L15
- Angel, J. R. P., Liebert, J., & Stockman, H. S. 1985, *ApJ*, 292, 260
- Bergeron, P., Ruiz, M. T., & Leggett, S. K. 1997, *ApJS*, 108, 339
- Bergeron, P., Saffer, R. A., & Liebert, J. 1992, *ApJ*, 394, 228
- Dufour, P., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*, 627, 404
- Dufour, P., Bergeron, P., Schmidt, G. D., et al. 2006, *ApJ*, 651, 1112
- Dufour, P., Kilic, M., Fontaine, G., et al. 2012, *ApJ*, 749, 6
- Dufour, P., Bergeron, P., Liebert, J., et al. 2007, *ApJ*, 663, 1291
- Dufour, P., Jordan, S., Blouin, S., et al. 2015, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 493, 19th European Workshop on White Dwarfs, ed. P. Dufour, P. Bergeron, & G. Fontaine, 37
- Farihi, J., Dufour, P., Napiwotzki, R., & Koester, D. 2011, *MNRAS*, 413, 2559
- Ferrario, L., de Martino, D., & Gänsicke, B. T. 2015, *Space Sci. Rev.*, 191, 111
- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *PASP*, 113, 409
- Gianninas, A., Hermes, J. J., Brown, W. R., et al. 2014, *ApJ*, 781, 104
- Greenstein, J. L., Henry, R. J. W., & Oconnell, R. F. 1985, *ApJ*, 289, L25
- Greenstein, J. L., & Matthews, M. S. 1957, *ApJ*, 126, 14
- Griffiths, D. 2005, *Introduction to quantum mechanics*, 2nd edn. (Pearson Prentice Hall)

- Hintzen, P., & Strittmatter, P. A. 1974, *ApJ*, 193, L111
- Hollands, M. A., Gänsicke, B. T., & Koester, D. 2015, *MNRAS*, 450, 681
- Jordan, S. 1992, *A&A*, 265, 570
- Jordan, S., Schmelcher, P., Becken, W., & Schweizer, W. 1998, *A&A*, 336, L33
- Jura, M., & Young, E. D. 2014, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 42, 45
- Kemic, S. B. 1975, *Ap&SS*, 36, 459
- Kemp, J. C. 1970, *ApJ*, 162, L69
- Kramida, A., Yu. Ralchenko, Reader, J., & and NIST ASD Team. 2015, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.3), [Online]. Available : <http://physics.nist.gov/asd> [2017, April 26]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- Kuiper, G. P. 1934, *PASP*, 46, 287
- Külebi, B., Jordan, S., Euchner, F., Gänsicke, B. T., & Hirsch, H. 2009, *A&A*, 506, 1341
- Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, *A&AS*, 138, 119
- Landi Degl’Innocenti, E., & Landolfi, M., eds. 2004, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 307, Polarization in Spectral Lines
- Landstreet, J. D. 2009, in *EAS Publications Series*, Vol. 39, *EAS Publications Series*, ed. C. Neiner & J.-P. Zahn, 1–20
- Landstreet, J. D., & Angel, J. R. P. 1971, *ApJ*, 165, L67
- Lecavalier-Hurtubise, É., & Bergeron, P. 2017, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 509, 20th European White Dwarf Workshop, ed. P.-E. Tremblay, B. Gänsicke, & T. Marsh, 169

- Liebert, J., Kilic, M., Williams, K. A., et al. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 372, 15th European Workshop on White Dwarfs, ed. R. Napiwotzki & M. R. Burleigh, 129
- Minkowski, R. 1938, *Annual Report Mount Wilson Obs.*, 1, 38
- Munn, J. A., Harris, H. C., von Hippel, T., et al. 2014, *AJ*, 148, 132
- Parker, E. N. 1955, *ApJ*, 121, 491
- Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S. 1995, *A&AS*, 112, 525
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN : the art of scientific computing*, 2nd edn. (Cambridge England New York, NY, USA : Cambridge University Press)
- Reid, I. N., Liebert, J., & Schmidt, G. D. 2001, *ApJ*, 550, L61
- Rolland, B. 2014, Master's thesis
- Swedlund, J. B., Wolstencroft, R. D., Michalsky, Jr., J. J., & Kemp, J. C. 1974, *ApJ*, 187, L121
- Tremblay, P.-E., Fontaine, G., Freytag, B., et al. 2015, *ApJ*, 812, 19
- Wickramasinghe, D. T., & Ferrario, L. 1988, *ApJ*, 327, 222
- Wickramasinghe, D. T., Schmidt, G., Ferrario, L., & Vennes, S. 2002, *MNRAS*, 332, 29
- Wijnen, F. J. P., Wiegers, S. A. J., van Velsen, J. M. H., et al. 2016, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1
- Williams, K. A., Winget, D. E., Montgomery, M. H., et al. 2013, *ApJ*, 769, 123
- Zuckerman, B., Koester, D., Dufour, P., et al. 2011, *ApJ*, 739, 101