

2M11.3020.8

Université de Montréal

Étude des propriétés atmosphériques de naines blanches chaudes riches en hélium

par

Patrick Dufour

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

Novembre, 2002



©Patrick Dufour, 2002

AVIS

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

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

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

NOTICE

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

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

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

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude des propriétés atmosphériques de naines blanches chaudes riches en hélium

présenté par:

Patrick Dufour

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Gilles Fontaine, président-rapporteur
François Wesemael, directeur de recherche
Paul Charbonneau, membre du jury

Mémoire accepté le: _____

Sommaire

Ce mémoire traite des propriétés atmosphériques des naines blanches chaudes riches en hélium. Nous avons vérifié, à l'aide du code d'atmosphère TLUSTY, que les effets hors-ETL sont négligeables et donc que les modèles ETL de Beauchamp (1995) sont appropriés pour étudier ces étoiles. Les effets de la paramétrisation de la convection ainsi que de l'abondance d'hydrogène incluse dans les modèles sont également étudiés. Une comparaison entre les modèles et les flux émergents de TLUSTY-SYNSPEC (un des codes couramment utilisé dans la communauté scientifique) et Beauchamp (1995) est effectuée. Nous procédons ensuite à l'analyse de quatre DB chaudes pour lesquelles nous avons des spectres dans le visible, la région $H\alpha$ et l'ultraviolet. Les propriétés atmosphériques (T_{eff} , $\log g$ et abondance chimique) sont déterminées pour les étoiles PG 0112+104, PG 1654+160, GD 358 et GD 190. Une attention particulière est apportée à PG 0112+104, étoile pour laquelle la couverture spectrale est la plus complète de notre échantillon.

Mots clefs:

étoiles: individuelle (GD 190, GD 358, PG 0112+104, PG 1654+160) — spectrophotométrie
— naines blanches

Abstract

This memoir is about the atmospheric properties of hot helium rich white dwarfs. We confirm, with the model atmosphere code TLUSTY, that the NLTE effects are negligible and thus the Beauchamp (1995) models are appropriate for the study of those stars. The effects of convective parametrisation and hydrogen abundance are also studied. We proceed with a comparison of the models and emergent fluxes between TLUSTY-SYNSPEC (codes often used in the scientific community) and Beauchamp (1995). Then we analyse four DB stars for which we have spectra in the visible, around $H\alpha$ and in the ultraviolet. The atmospheric properties (T_{eff} , $\log g$ and chemical abundances) are found for PG 0112+104, PG 1654+160, GD 358 and GD 190. We pay special attention to PG 0112+104, a star whose spectral coverage is the most complete in our sample.

Subject headings:

stars: individual (GD 190, GD 358, PG 0112+104, PG 1654+160) — spectrophotometry — white dwarfs

Table des matières

Sommaire	i
Abstract	ii
Table des matières	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	ix
1 Introduction	1
2 Modèles d'atmosphères et spectres synthétiques	5
2.1 Introduction	5
2.2 Traitement de la convection	6
2.3 Erreur dans le code SYNSPEC	6
2.4 Modèles TLUSTY	9
2.5 Effets hors-ETL	9
2.6 Effets de la convection	16
2.7 Effet de l'abondance d'hydrogène	21
3 Comparaison entre les codes TLUSTY-SYNSPEC et Beauchamp (1995)	27
4 Profil de la raie $L\alpha$	32
4.1 Profil naturel	32

4.2	Élargissement Doppler	33
4.3	Profil réel	33
4.4	Profil de Voigt	34
4.5	Profil d'absorption du milieu interstellaire	35
4.6	Profil observé	37
5	Observations	41
6	Analyse des spectres observés	48
6.1	Méthode d'analyse spectrale	48
6.2	Valeur limite de l'abondance d'hydrogène en fonction de la température	49
6.3	Spectres visibles	55
6.4	Distribution d'énergie	57
6.4.1	Rougisement	59
6.5	Raie $L\alpha$	63
6.6	Raies de carbone	66
6.7	Raie d'He II $\lambda 1640$	76
6.8	Résultats pour PG 0112+104	77
6.8.1	Pulsation de PG 0112+104	80
7	Conclusion	82
	Bibliographie	87
	Annexe	90

Liste des figures

2.1	Comparaison des flux émergents provenant de TLUSTY et SYNSPEC	8
2.2	Comparaison des flux émergents provenant de TLUSTY et SYNSPEC	8
2.3	Comparaison des flux émergents ETL et hors-ETL	11
2.4	Figure 3 de Provencal et al. (2000)	12
2.5	Figure 3 de Dreizler & Werner (1996)	13
2.6	Comparaison de spectres synthétiques ETL et hors-ETL	14
2.7	Stratification en température pour modèle ETL et hors-ETL	15
2.8	Profils $L\alpha$ pour des modèles ETL et hors-ETL	15
2.9	Fraction de flux transporté par la convection pour différentes températures effectives	18
2.10	Fraction de flux transporté par la convection pour différentes efficacités convec- tives	18
2.11	Stratification en température pour différentes efficacités convectives	19
2.12	Comparaison des flux émergents pour des modèles radiatifs et convectifs	19
2.13	Fraction de flux transporté par la convection pour différentes efficacités convec- tives	20
2.14	Comparaison de spectres synthétiques à partir de modèles radiatifs et convectifs	20
2.15	Profils $L\alpha$ pour des modèles radiatifs et convectifs	21
2.16	Comparaison des flux émergents pour différentes abondances d'hydrogène.	23
2.17	Fraction de flux transporté par convection pour différentes abondances d'hy- drogène	24
2.18	Stratification en température pour différentes abondances d'hydrogène	24

2.19	Densité électronique pour différentes abondances d'hydrogène	25
2.20	Fraction de la population totale pour $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -5.0$	25
2.21	Fraction de la population totale pour $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$	26
3.1	Comparaison des profils $L\alpha$ pour les modèles TLUSTY et Beauchamp	29
3.2	Comparaison des structures en température et pression pour des modèles TLUSTY et Beauchamp	30
3.3	Comparaison des profils $L\alpha$ pour des modèles Beauchamp	30
3.4	Comparaison des flux émergents pour des modèle TLUSTY et Beauchamp . . .	31
3.5	Comparaison des structures en température et pression pour les modèles de Beauchamp sans l'opacité des raies d'hélium.	31
4.1	Comparaison des profils $L\alpha$ interstellaires	36
4.2	Comparaison des profils de H I et D I	37
4.3	Profils $L\alpha$	39
4.4	Profils interstellaires	39
4.5	Combinaison des profil du milieu interstellaire avec les profils $L\alpha$	40
4.6	Comparaison des profils ETL et Hors-ETL combinés avec le profil du milieu interstellaire	40
5.1	Échantillon de spectres observés dans l'ultraviolet avec HST.	42
5.2	Échantillon de spectres observés dans l'ultraviolet avec IUE.	43
5.3	Échantillon de spectres centrés sur 1215 Å.	43
5.4	Échantillon de spectres centrés sur 1335 Å.	44
5.5	Échantillon de spectres observés dans le visible.	44
5.6	Échantillon de spectres observés dans le rouge.	45
5.7	Spectre GHRS de GD 358 centré sur 1640 Å.	45
5.8	Couverture spectrale de PG 0112+104	47
6.1	Comparaison de PG 0112+104 avec des spectres synthétiques à 28,000 K . . .	50
6.2	Comparaison de PG 0112+104 avec des spectres synthétiques à 28,000 K . . .	51

6.3	Spectres synthétiques avec et sans bruit	53
6.4	Spectres synthétiques avec et sans bruit	54
6.5	Limite sur la quantité d'hydrogène	55
6.6	Température effective déterminée à partir du spectre visible en fonction de l'abondance d'hydrogène incluse dans les modèles	56
6.7	Solutions dans le visible en utilisant l'abondance d'hydrogène à la limite de visibilité de $H\alpha$	57
6.8	Solution à partir de la distribution d'énergie pour PG 0112+104 et PG 1654+160	59
6.9	Solution à partir de la distribution d'énergie pour GD 358 et GD 190	59
6.10	Courbe d'extinction interstellaire de Seaton (1979)	61
6.11	Températures effectives obtenues en ajustant la distribution d'énergie de PG 0112+104 en fonction de $\log N(H)/N(He)$ pour différents dérougissements interstellaires	63
6.12	Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires avec PG 0112+104	65
6.13	Limite de visibilité de $L\alpha$ pour PG 0112+104.	66
6.14	Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires avec PG 1654+160	67
6.15	Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires avec GD 190	68
6.16	Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires avec GD 358	69
6.17	Comparaison des raies de carbone de GD 190 avec des spectres synthétiques . .	70
6.18	Comparaison des raies de carbone de GD 190 avec des spectres synthétiques . .	71
6.19	Comparaison des raies de carbone de GD 358 avec des spectres synthétiques . .	72
6.20	Comparaison des raies de carbone de GD 358 avec des spectres synthétiques . .	73
6.21	Comparaison des raies de carbone de PG 0112+104 avec des spectres synthétiques	74
6.22	Comparaison des raies de carbone de PG 0112+104 avec des spectres synthétiques	75
6.23	Spectres synthétiques et PG 0112+104 dans la région 1640 Å	77

6.24	Figure 2 de Provencal et al. (1996)	78
6.25	Spectres synthétiques et GD 358 dans la région 1640 Å	79
6.26	Régions permises dans le plan $T_{\text{eff}}\text{-log } N(\text{H})/N(\text{He})$ pour PG 0112+104	79
6.27	Courbe de lumière de PG 0112+104.	81
6.28	Spectre de Fourier de la courbe de lumière de PG 0112+104.	81

Liste des tableaux

2.1	Paramètres de la théorie de la longueur de mélange	6
4.1	Paramètres des transitions	38
5.1	Observations HST et IUE	46
7.1	Températures effectives, gravités et abondances d'hydrogène et de carbone.	83
7.2	Fraction de masse d'hydrogène	85

Chapitre 1

Introduction

Lorsqu'une étoile dont la masse initiale était inférieure à environ $8 M_{\odot}$ a épuisé ses réserves de carburant nucléaire en son centre, le noyau résiduel de carbone-oxygène n'arrive plus à contrebalancer le poids des couches externes et se contracte. L'étoile quitte alors la branche asymptotique des géantes et expulse ses couches externes, donnant ainsi naissance à une nébuleuse planétaire. La contraction du noyau est arrêtée lorsque la pression des électrons dégénérés est suffisante pour empêcher toute contraction subséquente. Le rémanent, de dimension planétaire avec une masse d'environ $0.6 M_{\odot}$, est appelé naine blanche. La densité moyenne et la gravité de surface d'un tel objet sont des ordres de grandeurs plus élevées que celles des étoiles naines. Ces paramètres, déterminés la première fois pour Sirius B en 1915, semblaient absurdes pour les astronomes de l'époque. Ce n'est qu'au milieu des années 1920, avec l'apparition des statistiques quantiques de Fermi-Dirac décrivant les propriétés du gaz d'électrons, que R.H. Fowler put démontrer qu'un gaz d'électrons dégénérés pouvait fournir une pression suffisante comme support gravitationnel.

En l'absence de source d'énergie provenant de la fusion nucléaire, une naine blanche libère son énergie thermique en se refroidissant à rayon à peu près constant pendant des milliards d'années. À la surface du noyau dégénéré se trouve une mince enveloppe non-dégénérée ($\sim 1\%$ de la masse de l'étoile) à travers laquelle s'échappe l'énergie thermique résiduelle de l'étoile. C'est cette enveloppe qui régule le taux de perte d'énergie (refroidissement) du noyau. La radiation qui s'échappe de l'étoile doit traverser cette mince couche opaque en surface et

reflète donc les conditions physiques de celle-ci.

Les naines blanches se séparent en deux groupes distincts selon la signature spectrale principale dans le visible. Les étoiles de type DA ont une signature spectroscopique associée aux raies d'hydrogène et représentent environ 80% de la population de naines blanches. Les étoiles de type non-DA, dont le spectre visible est dominé par des raies d'hélium, représentent l'autre 20%. On trouve des naines blanches de type DA tout le long de la séquence de refroidissement entre 120,000 K et 5,000 K. Les non-DA les plus chaudes, ne montrant que de l'hélium ionisé dans leurs spectres, sont classifiées DO et sont trouvées entre 120,000 et 45,000 K. Les non-DA un peu plus froides, qui ne montrent que des raies d'hélium neutre, sont classées DB. Les DB les plus chaudes ont une température effective d'environ 30,000 K alors que les plus froides ont $\sim 13,000$ K, température pour laquelle l'atome d'hélium n'est plus suffisamment excité pour que les raies dans le visible apparaissent. Aucune naine blanche avec atmosphère riche en hélium et une température effective entre 30,000 et 45,000 K n'a encore été trouvée (Wesemael et al. 1985; Liebert et al. 1986; Thejll et al. 1991). Cet intervalle est appelé la brèche des DB. La transition DO \rightarrow DB devrait se produire théoriquement autour de 40,000 K, mais ne semble pas se produire tel quel. Afin d'expliquer l'absence de naines blanches riches en hélium dans la brèche des DB, divers mécanismes, qui transforment une DO en DA à 45,000 K et lui permettent ensuite de redevenir une naine blanche avec signature spectrale de DB à 30,000 K, ont été proposés (Liebert et al. 1987; MacDonald & Vennes 1991; Fontaine & Wesemael 1997). Ce projet a pour but d'étudier les propriétés atmosphériques de naines blanches chaudes de type DB. Celles-ci pourraient donc avoir récemment effectué la transition DA \rightarrow DB. PG 0112+104, la DB la plus chaude connue à ce jour, vient tout juste de redevenir une DB et sa température effective définit la borne inférieure de la brèche des DB.

De plus, certaines DB sont variables (étoiles de type V777 Her). Ces étoiles variables, analogues des naines blanches variables riches en hydrogène de type ZZ Ceti, sont des oscillateurs non-radiaux dont les pulsations sont engendrées par le mécanisme $\kappa - \gamma$ qui opère à la base de la zone de convection. On retrouve les V777 Her dans une bande d'instabilité en température large d'environ 3,000 K. La position exacte de cette bande dans la séquence de refroidissement n'est pas très bien connue et dépend de l'efficacité convective adoptée dans

l'enveloppe ainsi que de l'abondance d'hydrogène incluse dans les modèles. Une bonne connaissance des températures effectives des DB les plus chaudes nous permettrait de mieux définir les frontières de la bande d'instabilité.

Les propriétés atmosphériques des DB sont généralement moins bien comprises que celles des DA. La raison principale est la plus grande incertitude liée au traitement des opacités de l'atome d'hélium. Les problèmes liés au traitement de la convection contribuent également à rendre l'étude des DB plus ardue. De plus, dans le cas des DB chaudes, l'abondance d'hydrogène est un paramètre crucial. En effet, la valeur de T_{eff} déterminée à partir du spectre visible dépend de l'abondance trace d'hydrogène incluse dans le modèle (Beauchamp et al. 1999). Celle-ci est obtenue facilement lorsque l'atmosphère est suffisamment transparente pour que les raies Balmer de l'hydrogène apparaissent. Or ceci n'est plus possible pour les DB chaudes. De faibles quantités d'hydrogène peuvent être présentes dans ces atmosphères sans que les traces en soient détectables. Puisque la valeur de la température effective dérivée du spectre visible dépend de la quantité d'hydrogène (non observable) introduite dans le modèle, il devient primordial de pouvoir contraindre l'abondance d'hydrogène. Pour les étoiles chaudes, les ajustements au spectre visible obtenus avec des modèles avec traces d'hydrogène sont en général quelques milliers de degrés plus froids que ceux obtenus avec des modèles d'hélium pur. Il a été montré que la température effective des DB dérivée à partir du spectre ultraviolet correspond dans la plupart des cas à la valeur obtenue à partir du visible pour un modèle d'hélium pur. Cependant, pour plusieurs étoiles chaudes, les valeurs de $T_{\text{eff}}^{\text{UV}}$ et $T_{\text{eff}}^{\text{vis}}$ ne concordent pas. Il est probable que ces différences sont liées à la présence de traces d'hydrogène trop faibles pour être détectées dans les spectres bleus traditionnels ($3800 \leq \lambda \leq 5000$ Å). Nous devons donc contraindre l'abondance d'hydrogène photosphérique à partir d'observations dans l'ultraviolet ou autour de $H\alpha$ afin de réconcilier ces valeurs. Pour ce faire, les ailes de la raie $L\alpha$ seront utiles puisque la forme de celles-ci est fortement dépendante de la quantité d'hydrogène et est potentiellement observable pour de faibles abondances dans les étoiles chaudes.

La grande gravité de surface des naines blanches est responsable de la grande pureté de leurs atmosphères. Le tri gravitationnel fait en sorte que les éléments les plus lourds coulent

rapidement alors que les plus légers vont flotter en surface. Néanmoins, certaines DB montrent des raies de carbone dans l'ultraviolet. L'origine de ce carbone (dragage convectif, accréation en provenance du milieu interstellaire, ou autre) est encore incertaine. L'analyse des abondances de carbone le long de la séquence de refroidissement devrait permettre de contraindre l'efficacité de plusieurs de ces mécanismes.

En résumé, afin d'expliquer l'origine des différentes familles de naines blanches, il nous faut un portrait complet des propriétés physiques (température effective, composition de surface, $\log g$) de ces étoiles. Ces paramètres physiques sont obtenus en comparant directement le spectre observé avec une grille de spectres synthétiques paramétrisés par T_{eff} , $\log g$, la composition chimique et l'efficacité convective. Ces spectres synthétiques sont obtenus à partir de deux codes de modèles d'atmosphères: i) le programme public TLUSTY (accompagné du programme de génération de spectres synthétiques SYNSPEC) écrit par Hubeny et Lanz, ii) les modèles d'atmosphères de Beauchamp (1995).

Chapitre 2

Modèles d'atmosphères et spectres synthétiques

2.1 Introduction

Le terme “modèle d’atmosphère” est utilisé pour spécifier les conditions thermodynamiques en fonction de la profondeur dans l’atmosphère. La structure de l’atmosphère est obtenue en solutionnant les équations fondamentales de la théorie des atmosphères stellaires, i.e. l’équation de transfert radiatif, l’équation d’équilibre hydrostatique, l’équation d’équilibre radiatif, l’équation d’état du plasma ainsi que, à l’ETL, les équations de Saha et Boltzmann. Les paramètres qui en ressortent sont habituellement la température, la densité électronique, la masse volumique ainsi que les populations en fonction de la profondeur optique, et ce pour une combinaison de paramètres d’entrée (T_{eff} , $\log g$, composition chimique). Le terme “spectre synthétique” désigne le flux émergent que l’on obtient à partir de la solution formelle et non-itérative de l’équation de transfert une fois que la structure thermodynamique est déterminée.

Dans ce chapitre, nous discuterons de l’importance des effets hors-ETL et de la convection sur les modèles d’atmosphères et les spectres synthétiques calculés respectivement avec TLUSTY (version 198) et SYNSPEC (version 43). Les modèles TLUSTY sont calculés en supposant une atmosphère statique, homogène, à plans parallèles et en équilibre hydrostatique. L’inclusion de la convection se fait via la théorie de la longueur de mélange (chapitre

2.2). Ce code permet également d'inclure les effets hors-ETL. Une description plus détaillée du code est donnée par Hubeny (1988) et Hubeny et al. (1994).

2.2 Traitement de la convection

La description du flux convectif est donnée par la théorie de longueur de mélange standard de Böhm-Vitense (1958), décrite également dans Mihalas (1978). Nous utilisons cependant une version qui permet de paramétrer vitesse convective, flux convectif et efficacité convective en fonction de trois paramètres traditionnels a , b et c .

Les paramètres a , b et c couramment utilisés pour les modèles d'enveloppes et d'atmosphères de naines blanches (Fontaine et al. 1981) sont présentés au Tableau suivant:

TABLEAU 2.1 – Paramètres de la théorie de la longueur de mélange

Paramétrisation	ℓ/H	a	b	c
Mihalas	X	.125	.5	16
ML1	1	.125	.5	24
ML2	1	1	2	16
ML3	2	1	2	16

Les paramètres utilisés dans le code TLUSTY sont ceux de Mihalas (1978). Afin de décrire correctement la convection pour les naines blanches, des modifications mineures à la sous-routine de convection (CONVEC) ont été apportées. Le changement de ces paramètres conduit à des différences qualitatives appréciables de l'efficacité convective. Les modèles de Beauchamp utilisent la paramétrisation ML2 avec $\ell/H = 1.25$, valeur de la longueur de mélange donnant, dans son analyse, la meilleure cohérence interne entre les températures effectives déterminées par le spectre visible et la distribution d'énergie IUE des DB (Beauchamp et al. 1999).

2.3 Erreur dans le code SYNSPEC

Des incohérences entre les flux du continu produits par les codes TLUSTY et SYNSPEC ont été constatées pour certains modèles dont la composition chimique est dominée par l'hélium. En comparant le flux calculé par TLUSTY avec celui de SYNSPEC (voir figure 2.1)

pour une même température effective (25,000 K), on constate que les flux du continu sont différents. La température effective impose que la valeur de l'intégrale sous la courbe de H_ν soit donné par la relation suivante:

$$\int_0^\infty H_\nu(0) d\nu = \frac{\sigma}{4\pi} T_{\text{eff}}^4 \quad (2.1)$$

On peut donc calculer la température effective associée à ces deux spectres à partir d'une intégration numérique. On a ainsi constaté que le spectre calculé par SYNSPEC était incohérent avec la température imposée.

Une revue des sous-routines du code nous a permis d'identifier le problème. Il provient d'un mauvais calcul de certaines quantités lorsque l'hydrogène n'est pas l'atome de référence (i.e. IATREF est différent de 1). Le mauvais calcul provient du fait que les variables YTOT et WMY (sous-routine STATEO) ne sont pas réinitialisées lorsqu'un atome autre que l'hydrogène est l'atome de référence. Cela a pour effet de changer d'un facteur deux les populations de tous les niveaux considérés dans le modèle.

La figure 2.2 montre le résultat du calcul de SYNSPEC après avoir fait la correction qui s'imposait. On trouve alors que le flux est compatible avec une température effective de 25,000 K, tel que désiré.

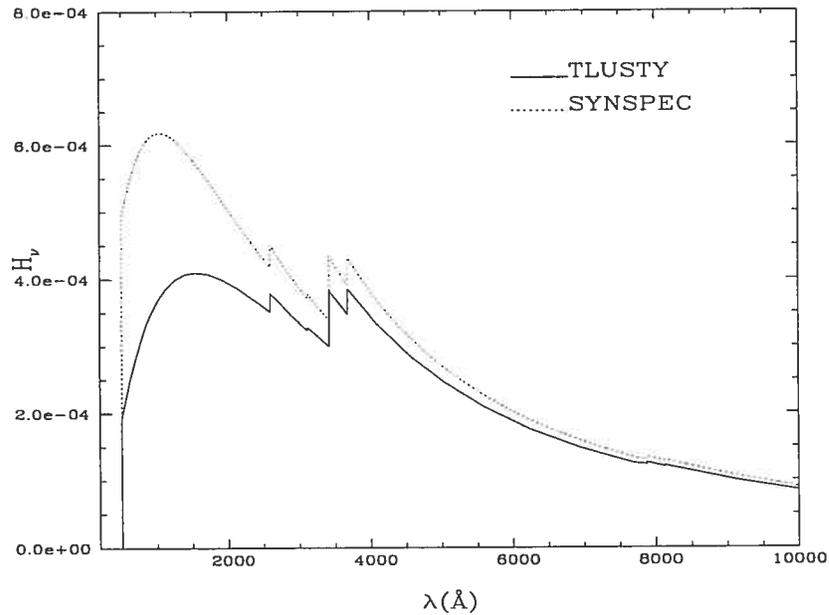


FIGURE 2.1 – Flux émergent provenant de TLUSTY et SYNSPEC avant correction pour 25,000 K, $\log g=8.0$ et $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-5.0$. Les températures effectives correspondantes à l'intégrale sous la courbe sont respectivement 25,035 et 28,468 K.

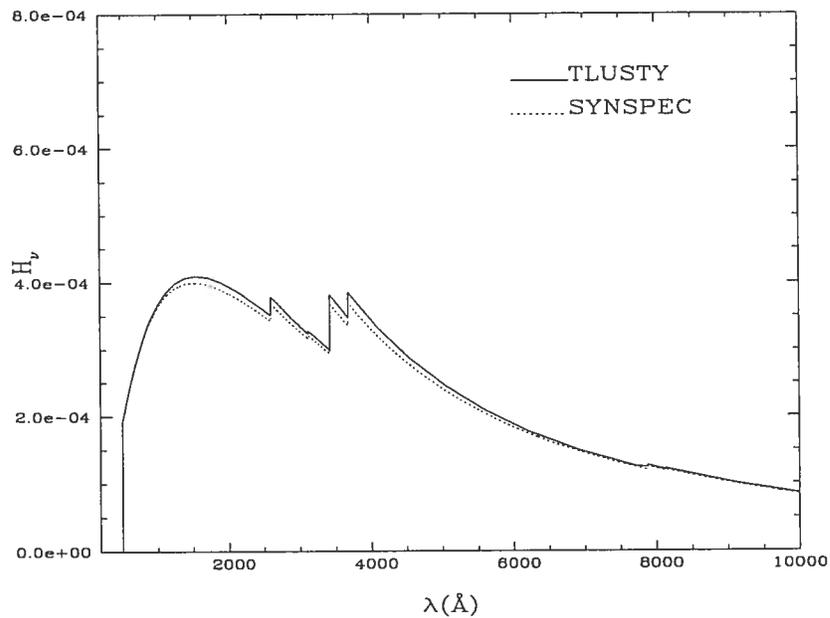


FIGURE 2.2 – Flux émergent provenant de TLUSTY et SYNSPEC après correction pour 25,000 K, $\log g=8.0$ et $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-5.0$. Les températures effectives correspondantes à l'intégrale sous la courbe sont respectivement 25,035 et 24,944 K.

2.4 Modèles TLUSTY

Le calcul direct d'un modèle hors-ETL convectif avec TLUSTY n'est pas possible. L'inclusion de la convection rend la convergence très difficile et plus l'efficacité convective est grande, plus la convergence est difficile. Il nous a été impossible de faire converger un modèle convectif avec la paramétrisation ML2 pour une température inférieure à 27,000 K. À température plus élevée, même si l'efficacité convective est moindre, la convergence directe des modèles n'est pas possible. Pour y arriver, il faut fixer le paramètre IACC à un grand nombre (100). Cela a pour effet d'appeler la sous-routine d'accélération ACCEL2 après 100 itérations au lieu de la valeur par défaut de 7 itérations. C'est cette sous-routine qui cause la non-convergence, donc fixer IACC à 100 laisse suffisamment d'itérations pour converger. La procédure à suivre pour calculer un modèle hors-ETL convectif à l'aide de TLUSTY est d'abord de faire le calcul radiatif ETL et se servir de celui-ci comme modèle de départ pour le calcul d'un modèle ETL faiblement convectif. On se sert ensuite de celui-ci comme modèle de départ pour le calcul avec une efficacité convective plus élevée. On répète la procédure jusqu'à ce qu'on obtienne l'efficacité convective désirée. Le modèle hors-ETL convectif est finalement calculé à la dernière étape.

Les modèles calculés pour ce travail incluent explicitement l'hélium, avec des traces d'hydrogène et de carbone. Neuf niveaux sont inclus pour l'hydrogène neutre, 14 pour l'hélium neutre et ionisé, 14 pour le carbone neutre et 17 pour le carbone ionisé. Les fichiers contenant les informations sur ces atomes proviennent du site web <http://tlusty.gsfc.nasa.gov>.

2.5 Effets hors-ETL

L'équilibre thermodynamique local est habituellement utilisé dans les modèles d'atmosphères de naines blanches étant donné leurs grandes gravités de surface. Lorsque l'équilibre thermodynamique local n'est plus valide, les populations ne peuvent plus être déterminées par l'équation de Saha-Boltzmann. Les populations sont alors déterminées par un calcul d'équilibre statistique qui considère tous les processus physiques pouvant peupler et dépeupler les niveaux atomiques. Comment détermine-t-on que l'ETL est valide? On s'attend à ce que les effets hors-ETL deviennent importants lorsque les taux radiatifs dominent les taux collisionnels.

Ces conditions sont habituellement présentes pour les hautes températures (champ de radiation plus important) et les faibles densités (moins de collisions élastiques). Conséquemment, on s'attend à ce que l'écart entre les flux ETL et hors-ETL soit particulièrement important à des longueurs d'ondes où l'opacité est grande (ultraviolet extrême et au coeur des raies fortes) car le spectre est alors formé plus haut dans l'atmosphère, là où la densité est plus faible. Mais pour en être certain, la comparaison entre les modèles ETL et hors-ETL doit être effectuée.

“LTE is a purely ad hoc assumption, which can be justified in the operational sense only when it agrees with the results of non-LTE (NLTE) calculations. In order to make this comparison, there must be NLTE models.” (Auer & Mihalas 1969)

Des traces d'éléments lourds peuvent aussi être incluses dans le calcul du spectre synthétique, en supposant que la structure atmosphérique précédemment calculée n'est pas affectée par leur présence. Lanz & Hubeny (1995) ont montré que pour des étoiles chaudes riches en hydrogène, des traces d'éléments lourds peuvent absorber le flux ultraviolet extrême et le redistribuer aux plus grandes longueurs d'onde, affectant ainsi la structure thermodynamique de la photosphère. Dans ce cas, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local n'est plus justifiée et il faut alors inclure les éléments lourds dans le calcul d'atmosphère. Dans le cas des naines blanches de type DB, le flux ultraviolet extrême est pratiquement nul à cause du saut d'ionisation de l'hélium neutre à 504 Å. La figure 2.3 montre que les effets hors-ETL ont peu d'influence sur la distribution en énergie des DB avec traces d'hydrogène et de carbone. La température et les abondances d'hydrogène et de carbone sont les mêmes que pour la figure 3 de Provencal et al. (2000) (fig. 2.4). Ce résultat est en accord avec ce qui est attendu selon Dreizler & Werner (1996). En effet, leur figure 3 (fig.2.5) montre qu'à 40,000 K, les effets hors-ETL disparaissent complètement, justifiant l'utilisation des modèles ETL pour l'analyse des naines blanches de type DB. La figure 2.6 montre notre version des spectres visibles ETL et hors-ETL calculés avec TLUSTY-SYNSPEC. Nous ne comprenons donc pas le résultat présenté à la figure 3 de Provencal et al. (2000) qui montre que le flux UV est redistribué aux plus grandes longueurs d'ondes lorsque les effets hors-ETL sont inclus. Notons cependant que si on inclut une abondance très élevée d'hydrogène ou de carbone ($\log N/N(\text{He})=-3.0$), alors

une petite différence, beaucoup moins prononcée que dans Provencal et al. (2000), commence à apparaître entre les flux ETL et hors-ETL.

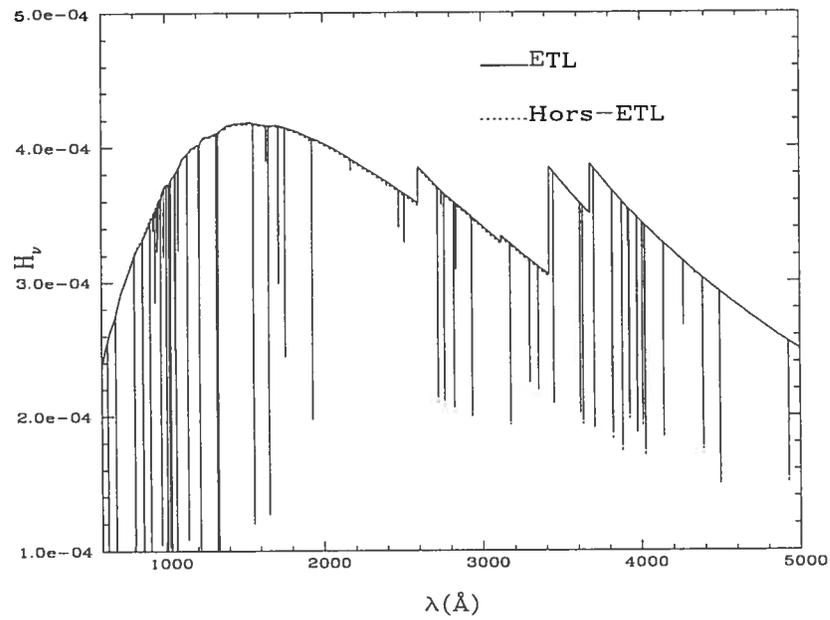


FIGURE 2.3 – Comparaison des flux émergents (TLUSTY) pour des modèles ETL et hors-ETL à 25,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(C)/N(He)=\log N(H)/N(He)=-5.0$.

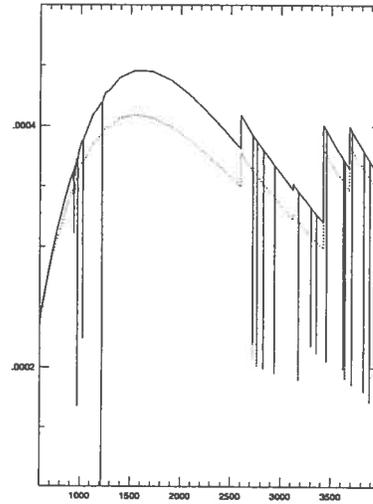


FIG. 3.—Comparison between LTE (solid line) and NLTE (dashed line) models of 25,000 K DB white dwarfs with $\log g = 8.0$, $\log (H/He) = -5$, $\log (C/He) = -5$, and ML2 convection. NLTE effects are important in the wavelength range we are considering.

FIGURE 2.4 – Figure 3 de Provencal et al. (2000)

Des effets hors-ETL importants sont attendus aux coeurs des raies fortes étant donné qu'elles sont formées plus haut dans l'atmosphère, à des endroits où la densité est plus faible, endroits qui sont donc plus propices à l'apparition des effets hors-ETL. La raie $L\alpha$ est la raie la plus propice à subir un tel changement. En comparant les structures en température des modèles ETL et hors-ETL à 30,000 K (figure 2.7), on remarque une augmentation de la

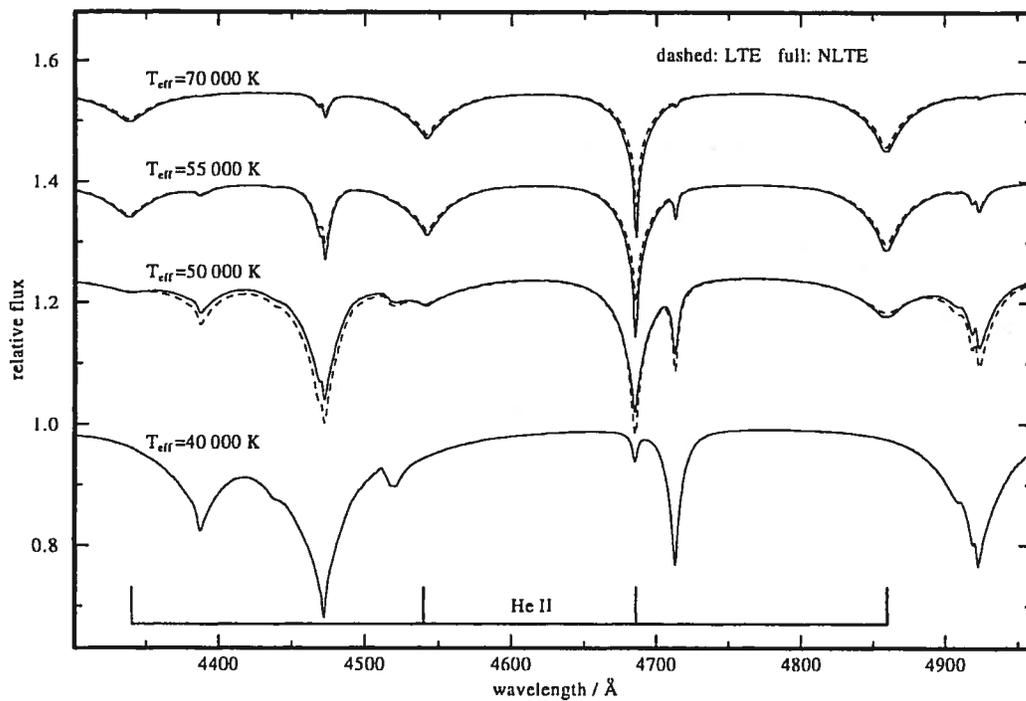


Fig. 3. NLTE effects on synthetic DO line profiles (convoluted by a 2 \AA Gauss profile) at various effective temperatures. The two hotter models are calculated at $\log g=7.5$, the cooler ones at $\log g=8.0$. Significant deviations between LTE (dashed) and NLTE spectra occur down to $T_{\text{eff}}=50\,000 \text{ K}$. At $T_{\text{eff}}=40\,000 \text{ K}$ the NLTE effects disappear completely, justifying LTE analyses for DB white dwarfs

FIGURE 2.5 – Figure 3 de Dreizler & Werner (1996)

température près de la surface pour le modèle hors-ETL. Puisque le coeur de $L\alpha$ est produit dans cette région, le profil hors-ETL au coeur de la raie sera différent. La comparaison des profils ETL et hors-ETL est présentée à la figure 2.8. On voit que la raie n'est pas aussi profonde dans le coeur mais que les ailes sont pratiquement identiques. Il sera montré au chapitre 4.6 qu'à cause des contributions interstellaires et géocoronales, le coeur de la raie est

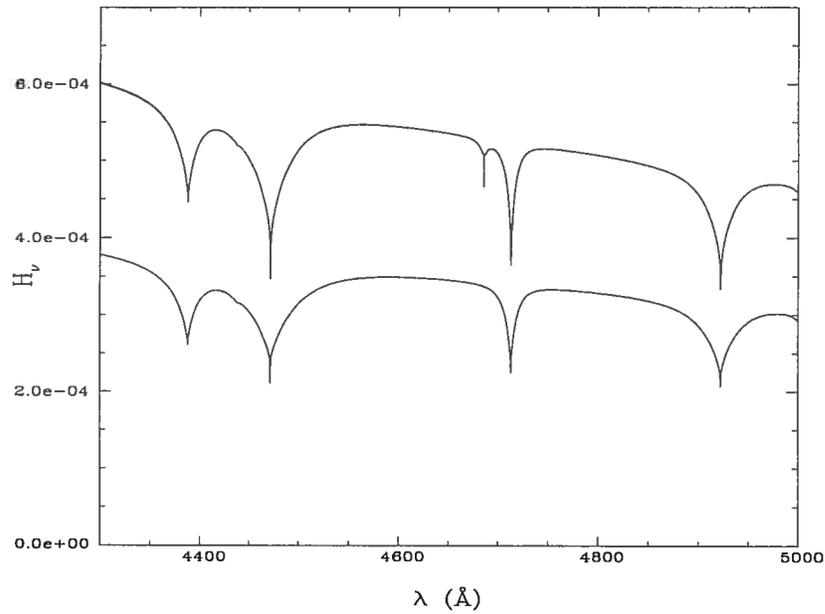


FIGURE 2.6 – Spectres synthétiques de DB dans le visible à 40,000 (spectre du haut) et 30,000 K pour $\log g=8.0$. Les spectres ETL et hors-ETL (superposés) sont identiques pour ces températures.

inutilisable. Seules les ailes de la raie sont utiles afin de déterminer l'abondance d'hydrogène, et celle-ci est la même en ETL qu'hors-ETL.

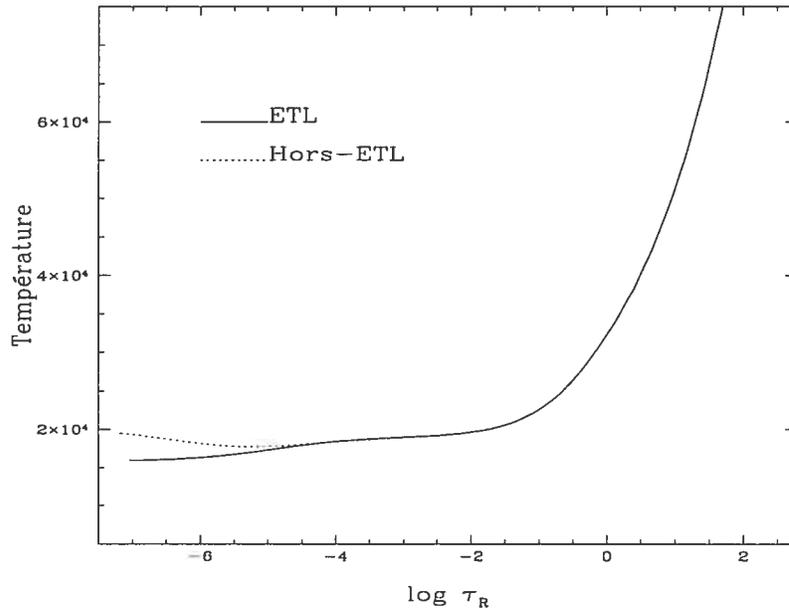


FIGURE 2.7 – Comparaison des stratifications en température pour des modèles ETL et hors-ETL à 30,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(C)/N(He)=\log N(H)/H(He)= -12.0$.

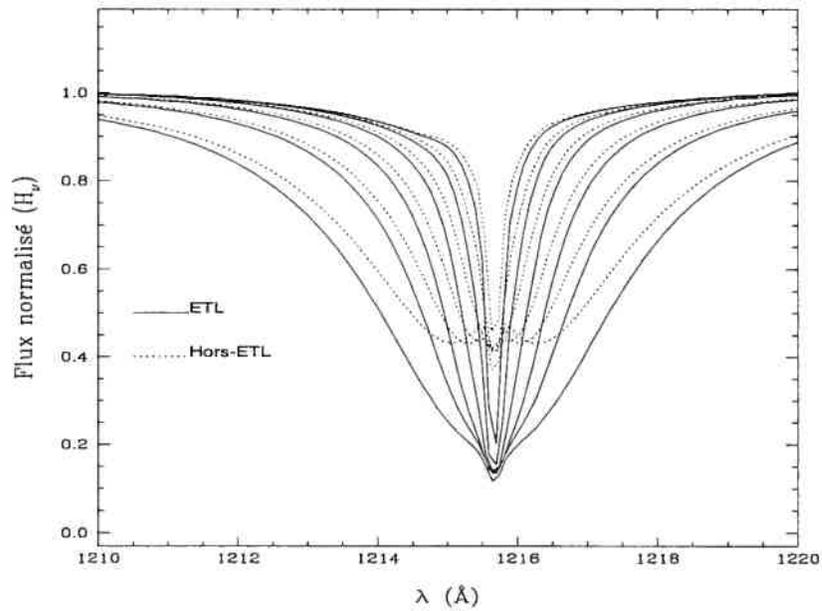


FIGURE 2.8 – Comparaison des profils $L\alpha$ pour des modèles ETL et hors-ETL à 30,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(C)/N(He)= -5.0$ et $\log N(H)/N(He)= -2.5, -5.0 (0.5)$.

2.6 Effets de la convection

Plusieurs paramètres affectent la fraction du flux total transportée par la convection. Dans cette section, nous présentons les effets qu'ont la température effective, les paramètres de la théorie de longueur de mélange, le traitement de l'atome d'hélium ainsi que l'abondance d'hydrogène sur la fraction de flux convectif, le flux émergent, la stratification en température, le spectre visible et la raie $L\alpha$.

L'analyse de Provencal et al. (2000) a été faite avec la paramétrisation de Mihalas avec $\ell/H=2$ (et non ML2, communication personnelle). La fraction du flux convectif obtenue avec ce type de modèle est présentée à la figure 2.9 pour des températures variant entre 25,000 K et 30,000 K. L'efficacité convective associée à la paramétrisation $\ell/H=2$ est plus faible que celle associée aux paramétrisations ML1, ML2 ou ML3 utilisées de façon standard pour les naines blanches. Cela peut donc modifier significativement la structure thermodynamique des modèles (voir plus bas). Les changements qui ont été apportés à la sous-routine de convection de TLUSTY sont discutés au chapitre 2.2. Un autre élément important pour le calcul des modèles convectifs à été omis dans les modèles de Provencal et al. (2000). Il s'agit du fichier d'écrivant l'atome d'hélium ionisé (communication personnelle). Sans celui-ci, le code TLUSTY suppose que cet ion n'est constitué que d'un niveau (le fondamental) suivi du continu. L'inclusion de ce fichier lors du calcul du modèle permet aux électrons de peupler les niveaux excités. Cela a pour effet d'augmenter sensiblement la capacité thermique du gaz d'hélium lorsque celui-ci est sur le point de s'ioniser pour une deuxième fois (l'énergie injectée au système sert à exciter le gaz d'hélium plutôt qu'à augmenter l'énergie cinétique des particules). Le gradient adiabatique devient alors plus faible, ce qui favorise la présence de convection. La figure 2.10 montre l'effet sur l'efficacité convective lorsqu'on inclut un modèle d'atome plus complet de l'hélium ionisé à 27,000 K (la plus basse température pour laquelle il nous a été possible de calculer un modèle avec efficacité ML3 avec TLUSTY). La fraction de flux convectif est grandement augmentée en profondeur et imite le flux convectif qu'aurait un modèle plus froid de plusieurs milliers de degrés sans le fichier d'hélium ionisé (comparer $\ell/H=2$ avec la figure 2.9) ou une efficacité convective différente. On remarque que seule la fraction de flux convectif en profondeur est affectée (la bosse située à $\log \tau = -0.5$ n'est pas af-

fectée). Cela s'explique par le fait qu'à cette profondeur la température est suffisamment élevée pour que l'atome d'hélium soit excité parmi les niveaux inclus grâce au fichier d'hélium ionisé (zone d'ionisation partielle). La figure 2.11 montre que la stratification en température d'un modèle avec la paramétrisation ML2 sans inclure le fichier d'He II peut se comparer avec un modèle radiatif ou ML1 avec He II. Notons que la paramétrisation Mihalas avec $\ell/H=2$ se situe à mi-chemin entre ML1 et ML2 en terme d'efficacité convective.

La convection nous permet d'amener une tentative d'explication à l'intrigante figure 3 de Provencal et al. (2000) (fig.2.4). La figure 2.12 montre nos flux émergents de TLUSTY pour des modèles radiatifs et convectifs. Les modèles radiatifs avec $\ell/H=2$ reproduisent assez bien le résultat que Provencal et al. (2000) interprètent par des effets hors-ETL. Il est probable qu'un mélange de fichiers s'est produit pour la réalisation de leur figure.

Puisque la figure 2.12 a été réalisée sans le fameux fichier d'hélium ionisé, on pourrait croire que l'écart entre le modèle radiatif et le modèle convectif $\ell/H=2$ serait accentué en l'incluant. Nos calculs ont cependant démontré que le flux émergent reste inchangé lorsque l'on traite l'atome d'hélium ionisé correctement, et ce même si la fraction de flux convectif est grandement altérée (fig. 2.13). L'explication est simplement que le continu entre 1,000 et 5,000 Å n'est pas formé aussi profondément dans l'atmosphère. La figure 15 de Beauchamp (1995) montre que le continu pour ces longueurs d'onde est formé entre $\log \tau = 0$ et -1 . La différence entre les modèles $\ell/H=1$ et $\ell/H=2$ à la figure 2.12 est donc associée à la différence entre les fractions de flux convectif à $\log \tau \sim 0$. Le changement de la fraction de flux convectif en profondeur n'a aucune influence sur la formation du continu.

En plus du continu, les ailes de certaines raies peuvent aussi être affectées par la convection. La figure 2.14 montre l'effet de la convection sur la partie visible du spectre de DB à 25,000 K. Le niveau du continu et les ailes des raies sont affectés par la convection. Cette figure a été réalisée avec la paramétrisation de Mihalas pour $\ell/H=2$, qui est moins efficace que la paramétrisation standard ML2. Le même commentaire s'applique aussi à la raie $L\alpha$ (fig. 2.15).

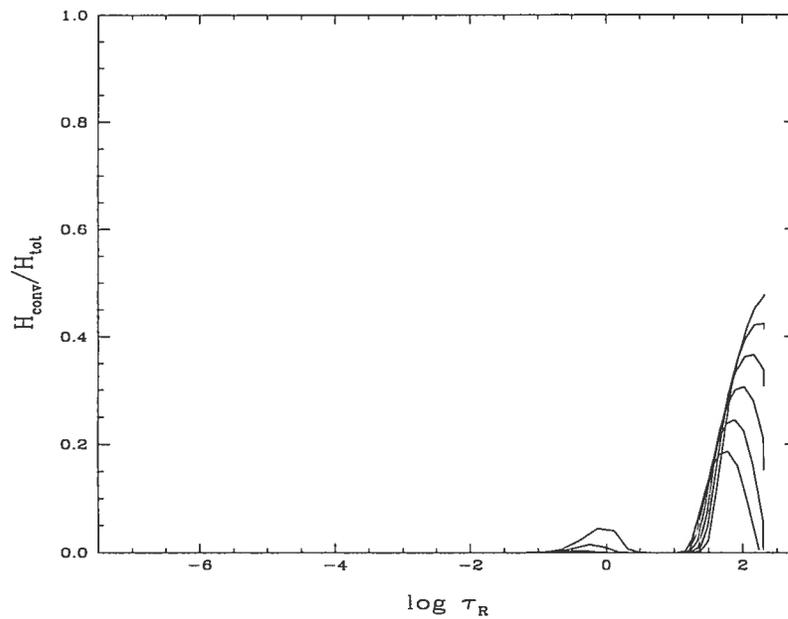


FIGURE 2.9 – Fraction du flux convectif pour des températures effectives de 25,000 K (plus efficace) à 30,000 K (moins efficace) et $\ell/H=2$, $\log g=8.0$, $\log N(C)/N(He)=\log N(H)/N(He)=-5.0$.

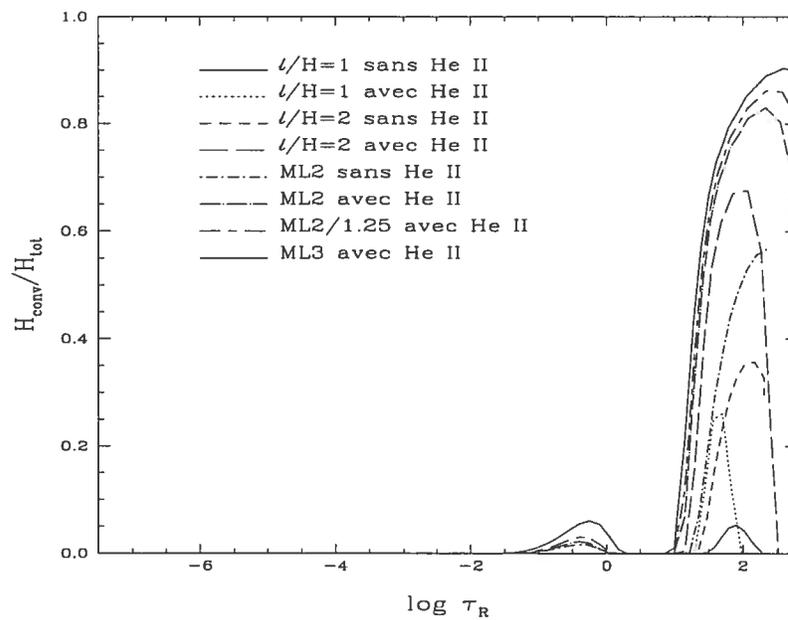


FIGURE 2.10 – Fraction du flux convectif pour différentes efficacités convectives et traitement de l'He II à 27,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(H)/N(He)=-3.0$.

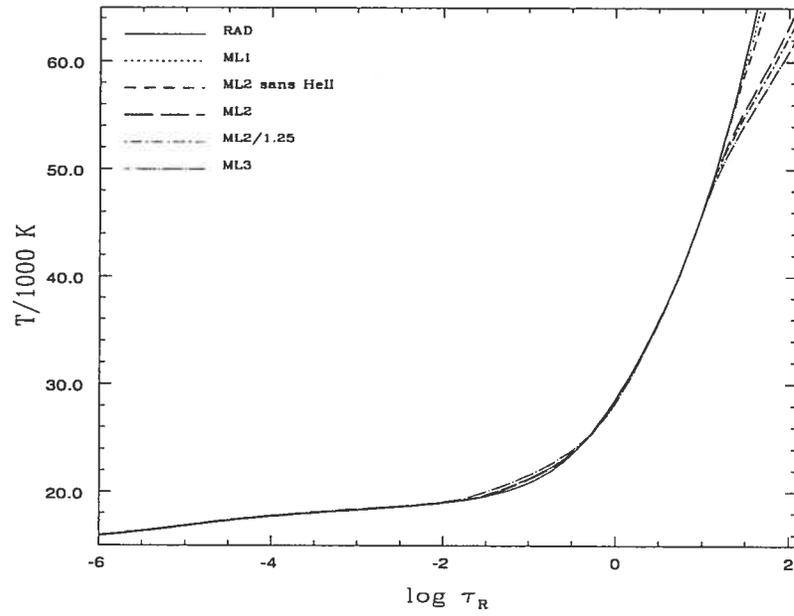


FIGURE 2.11 – Comparaison des stratifications en température pour différentes efficacités convectives à 27,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-3.0$.

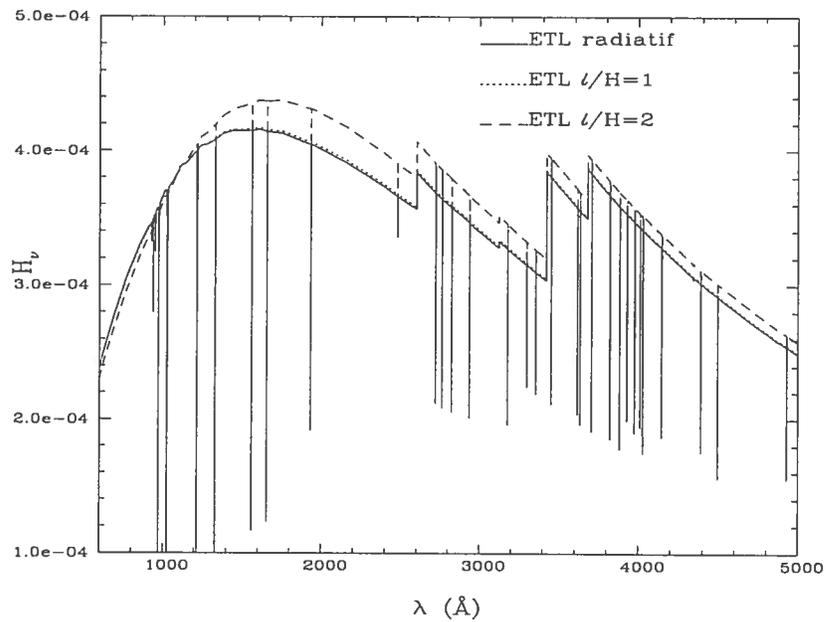


FIGURE 2.12 – Comparaison entre modèles ETL radiatif et ETL convectif à 25,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = \log N(\text{H})/N(\text{He})=-5.0$.

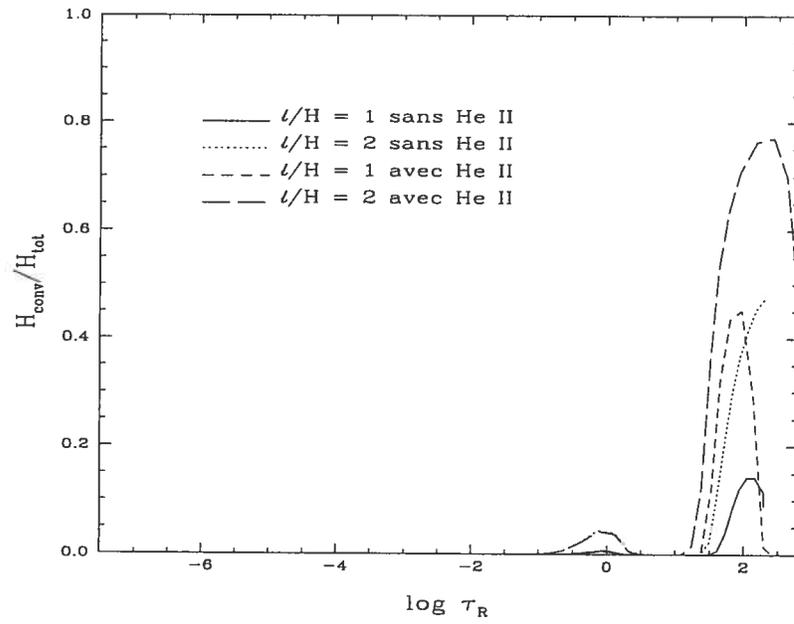


FIGURE 2.13 – Fraction du flux convectif pour différentes efficacités convectives à 25,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})= -5.0$.

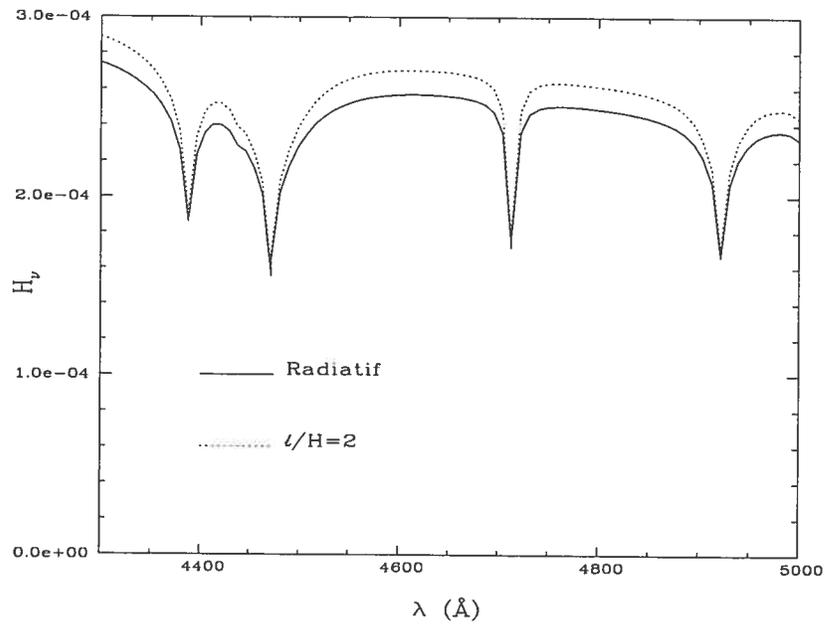


FIGURE 2.14 – Comparaison des flux dans le visible pour des modèles ETL radiatifs et convectifs à 25,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})= -5.0$.

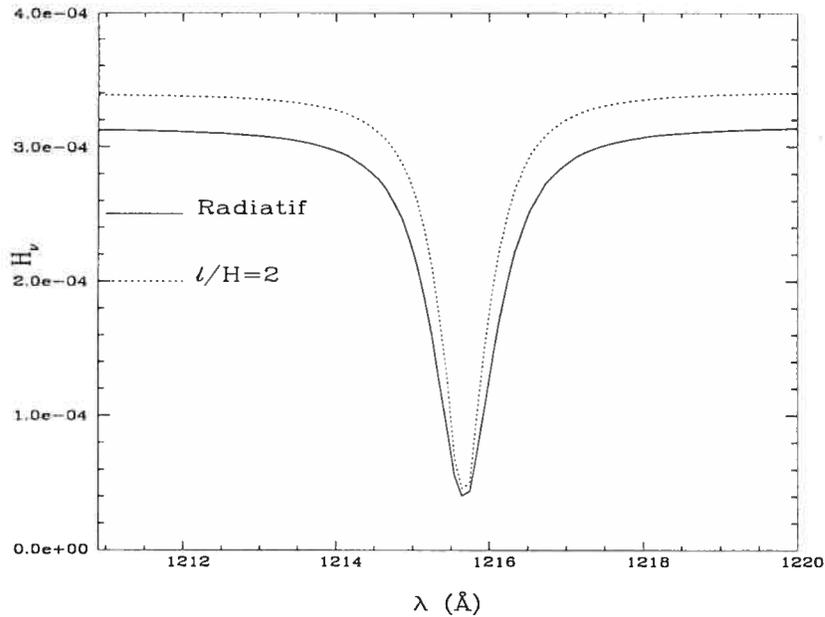


FIGURE 2.15 – Comparaison des profils $L\alpha$ pour des modèles ETL radiatifs et convectifs à 25,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-5.0$.

2.7 Effet de l'abondance d'hydrogène

L'effet de la convection sur le flux du continu observé précédemment disparaît complètement si on augmente l'abondance d'hydrogène à $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-3.0$ (fig.2.16). Comme il a été vu à la section précédente, ceci est associé au fait que le continu est formé à $\log \tau \sim 0$, région où la fraction de flux convectif est altérée par la présence d'hydrogène (fig.2.17). La diminution de la fraction du flux convectif lorsque l'abondance d'hydrogène augmente se comprend à partir de l'équation de Saha:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} N_e = \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2U_{j+1}(T)}{U_j(T)} e^{-\chi_j/kT} \quad (2.2)$$

Le rapport des populations de deux états d'ionisations successifs dépend de la température et de la densité électronique. L'augmentation de la température favorise l'ionisation alors que l'augmentation de la densité électronique favorise la neutralité. Les stratifications en température et densité électronique sont présentées aux figures 2.18 et 2.19 pour des abondances d'hydrogène de $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-3.0$ et -5.0 . L'augmentation de la température en

surface pour le modèle avec $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ vient du fait que le saut de Lyman devient plus important lorsque l'on ajoute de l'hydrogène (voir figure 2.16). Pour conserver le flux total, le flux aux plus grandes longueurs d'onde doit augmenter. Ceci est produit en augmentant la température en surface (entre $\log \tau = -7.0$ et -0.7).

Les figures 2.20 et 2.21 montrent le rapport entre la population de chaque ion et la population totale d'une espèce pour chacun des états d'ionisation. On remarque que le rapport He II/He I diminue entre $\log \tau = -7.0$ et -1.5 même si la température augmente légèrement. On se trouve alors dans un régime où la densité électronique est le facteur dominant dans le rapport des populations. Ceci est observé pour les deux abondances d'hydrogène. Le rapport He II/He I est cependant plus élevé avec le modèle $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ puisque la température est plus élevée en surface (la densité électronique est la même pour les deux modèles dans cette région). À partir de $\log \tau = -1.5$, l'augmentation de la température est suffisante pour que celle-ci soit plus importante que la densité électronique dans le rapport des populations. Le gaz devient donc de plus en plus ionisé à partir de $\log \tau = -1.5$. À $\log \tau = 1.0$, la température est suffisamment grande pour qu'on soit dans un régime où l'hélium deux fois ionisé devient important. Pour comprendre pourquoi la présence d'hydrogène vient affecter la convection, on doit regarder ce qui se passe dans la zone d'ionisation partielle d'hélium neutre. On remarque sur les figures 2.20 et 2.21 que l'hydrogène est complètement ionisé sauf dans la région autour de $\log \tau = -1.0$. L'apparition d'hydrogène neutre à environ $\log \tau = -4.0$ se produit car la densité électronique devient alors assez grande pour être le facteur dominant dans l'équation de Saha. L'hydrogène se réionise à $\log \tau = 1.0$ lorsque la température redevient le facteur dominant. La présence d'hydrogène neutre introduit une nouvelle source d'opacité dans cette région, ce qui affecte la structure thermodynamique du modèle. La conséquence de tout ceci est que la densité électronique du modèle avec plus d'hydrogène est diminuée (fig. 2.19), ce qui vient affecter l'équilibre d'ionisation de l'hélium. Dans la région d'ionisation partielle, le nombre d'atomes d'hélium ionisé est égal au nombre d'électrons libres (la contribution de l'hydrogène est négligeable). La figure 2.19 montre donc que la quantité d'hélium ionisé dans le modèle avec $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ est plus faible que pour le modèle avec $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -5.0$, ce qui est responsable de la baisse d'efficacité convective dans la région où le continu est formé.

L'abondance d'hydrogène influence donc le flux émergent (profil de raie et continu) en affectant la structure thermodynamique (via son opacité) qui vient à son tour affecter l'efficacité convective. L'abondance d'hydrogène trace incluse dans les modèles de DB n'est donc pas un paramètre négligeable. Les paramètres atmosphériques déterminés à partir du visible, de la distribution d'énergie et des profils de raies seront affectés par l'abondance de cet élément.

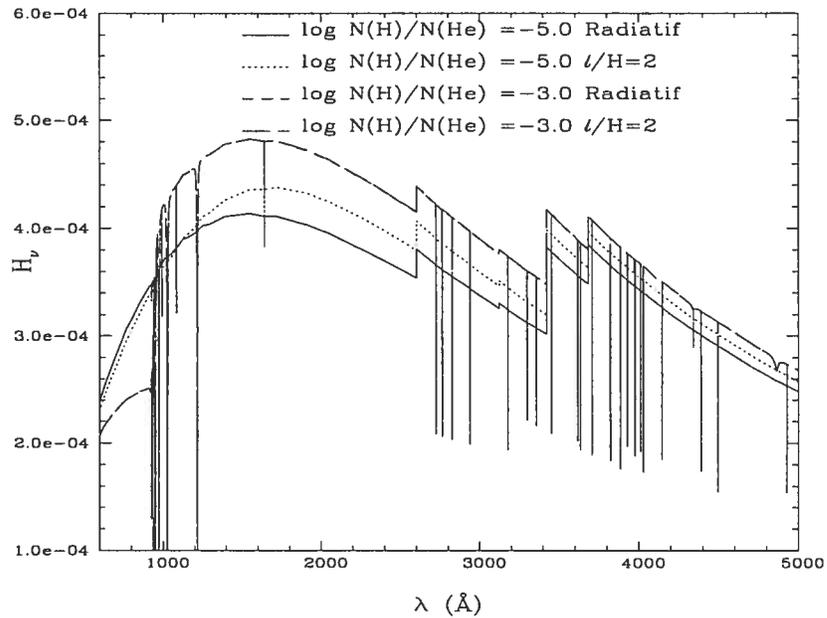


FIGURE 2.16 – Comparaison entre modèles ETL radiatifs et convectifs à 25,000 K, $\log g=8.0$ pour différentes abondances d'hydrogène.

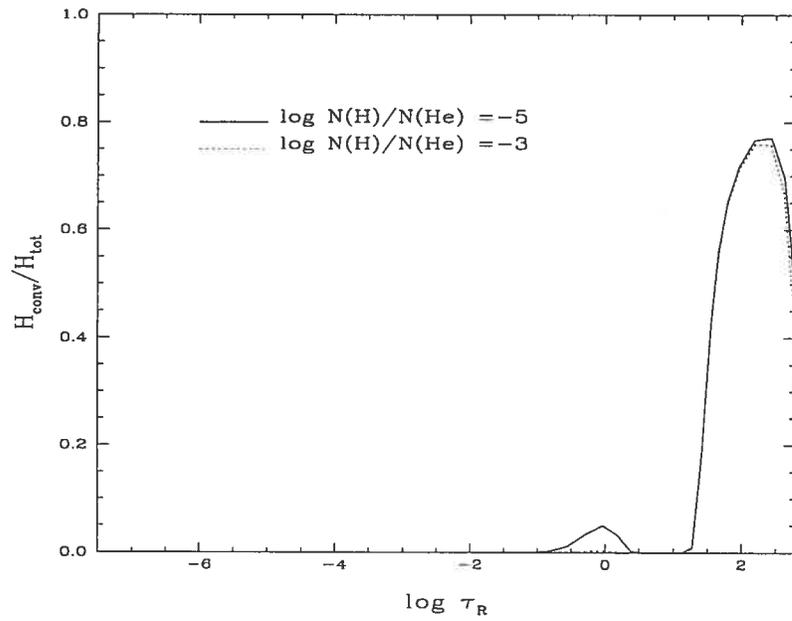


FIGURE 2.17 – Fraction du flux convectif pour différentes abondances d'hydrogène à 25,000 K, $\ell/H=2$, $\log g=8.0$.

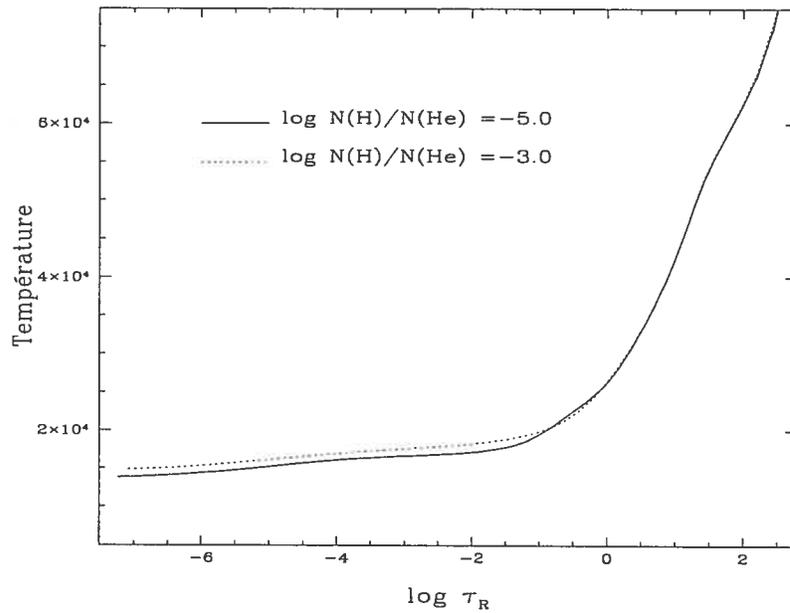


FIGURE 2.18 – Stratification en température pour différentes abondances d'hydrogène à 25,000 K, $\ell/H=2$, $\log g=8.0$.

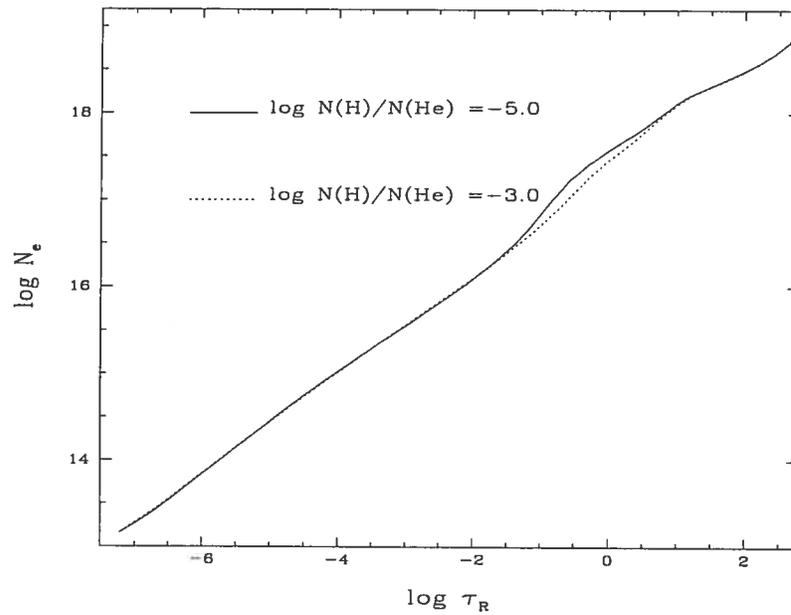


FIGURE 2.19 - Densité électronique pour différentes abondances d'hydrogène à 25,000 K, $\ell/H=2$, $\log g=8.0$.

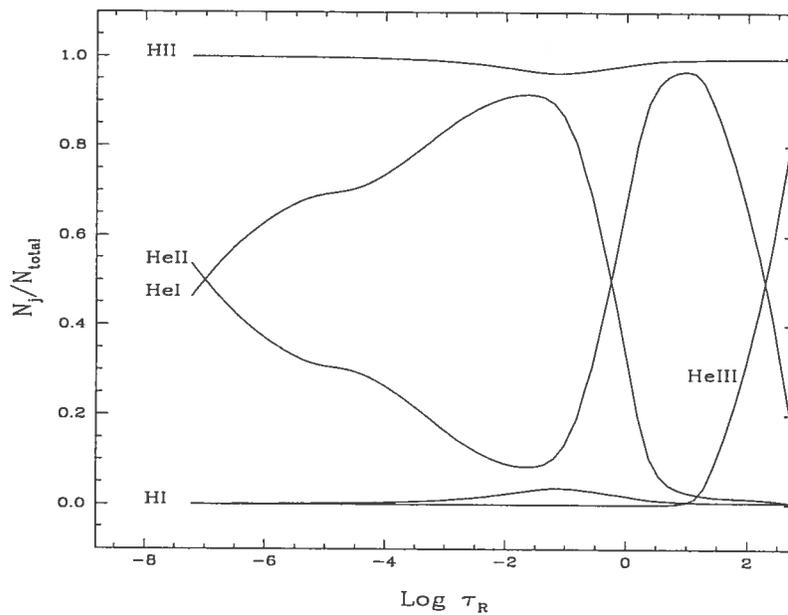


FIGURE 2.20 - Rapport des populations pour $\log N(H)/N(He) = -5.0$ à 25,000 K, $\ell/H=2$, $\log g=8.0$.

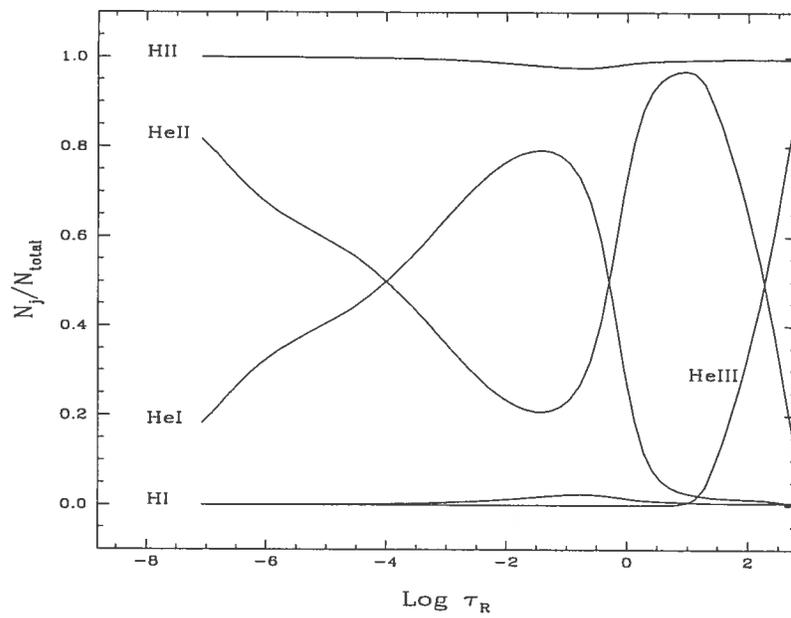


FIGURE 2.21 – Rapport des populations pour $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ à 25,000 K, $\ell/H=2$, $\log g=8.0$.

Chapitre 3

Comparaison entre les codes TLUSTY-SYNSPEC et Beauchamp (1995)

Dans cette section, nous procédons à une comparaison des modèles d'atmosphères et des flux émergents obtenus à partir des codes TLUSTY-SYNSPEC et Beauchamp (1995). Afin d'éliminer les problèmes dus au traitement de la convection (TLUSTY n'arrive pas à l'inclure avec la paramétrisation ML3 pour des températures inférieures à $\sim 27,000$ K), la comparaison est faite pour des modèles radiatifs en équilibre thermodynamique local entre 25,000 et 30,000 K, températures typiques des DB les plus chaudes. Les différences ainsi trouvées viennent de la physique incluse pour la description des atomes et du traitement de l'élargissement spectral.

La figure 3.1 montre le spectre synthétique dans la région $L\alpha$ calculé avec les codes Beauchamp et TLUSTY-SYNSPEC à 30,000 K. On remarque que les profils sont légèrement différents dans les ailes, surtout dans l'aile bleue qui a une composante due à l'hélium ionisé. La différence de contribution de l'hélium ionisé pour les deux modèles est comprise à partir de la figure 3.2. On y remarque que la température de surface du modèle TLUSTY est environ 1,000 K plus froide que celle du modèle Beauchamp. Cette baisse de température vient diminuer la contribution de l'hélium ionisé. Afin de confirmer cela, nous avons calculé les profils de raie avec SYNSPEC en utilisant la structure thermodynamique des modèles

de *Beauchamp* (voir fig. 3.3). Les profils sont alors identiques et donc, on peut attribuer les différences de la figure 3.1 au calcul du modèle et non à celui du spectre synthétique. L'origine de ces différences tient en partie au traitement de l'opacité des raies d'hydrogène.

Une autre différence importante est observée à la figure 3.4 où nous montrons les flux émergents pour les modèles de *Beauchamp* et TLUSTY. TLUSTY traite les raies d'hélium de façon approximative avec un élargissement infime. Ce n'est que lors du calcul du spectre synthétique avec SYNSPEC que l'élargissement est correctement inclus. Cependant, cette approximation lors du calcul du modèle provoque des changements significatifs à la structure thermodynamique. Par exemple, le flux à 504 Å dans le modèle *Beauchamp* est nul en raison de l'opacité des raies d'hélium près du saut d'ionisation. Afin de conserver le flux total, le flux aux plus grandes longueurs d'onde doit augmenter, ce qui s'accomplit en changeant la structure en température. Pour vérifier ceci, nous avons calculé un modèle de type *Beauchamp* pour lequel l'opacité des raies d'hélium est nulle et comparé la structure atmosphérique obtenue avec celle de TLUSTY (fig. 3.5). L'écart en température autour de $\log \tau = -1.0$ (fig. 3.2) disparaît alors complètement. Le niveau du continu ainsi que les ailes de certaines raies sont affectés par le changement de température à cette profondeur. La différence résiduelle en surface provient des différences dans l'opacité des raies d'hydrogène.

Les modèles de *Beauchamp* sont plus appropriés pour l'analyse des raies dans le visible et de la distribution d'énergie. L'opacité des raies d'hydrogène et d'hélium est incluse correctement dès le départ, ce qui permet le calcul d'une structure thermodynamique plus réaliste que celle de TLUSTY. De plus, les modèles de *Beauchamp* peuvent inclure la convection avec les paramétrisations ML1, ML2 ou ML3 pour des températures effectives inférieures à 27,000 K. Cependant, pour l'analyse de la région $L\alpha$, les spectres TLUSTY-SYNSPEC sont aussi valable que ceux de *Beauchamp* puisque le coeur de la raie est dominé par le milieu interstellaire ainsi que la contribution géocoronale (voir chapitre 4) et que la convection devient négligeable autour de 30,000 K.

L'avantage des codes TLUSTY-SYNSPEC est qu'ils peuvent inclure les effets hors-ETL. Nous avons montré au chapitre 2 qu'il n'y avait pas de différences significatives entre les modèles ETL et hors-ETL. Armé de cette connaissance, nous pouvons maintenant continuer

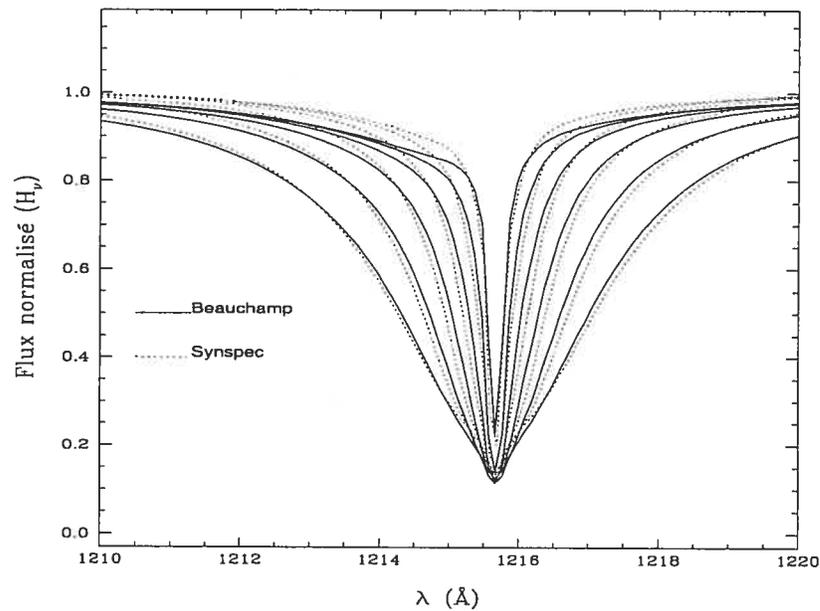


FIGURE 3.1 – Comparaison des profils $L\alpha$ pour des modèles ETL radiatifs à 30,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(H)/N(He) = -2.5, -5.0$ (0.5).

notre analyse avec les modèles de *Beauchamp*.

SYNSPEC demeure toutefois un outil très utile afin d'étudier les raies d'éléments lourds. On peut inclure facilement à nos spectres synthétiques les profils de raies contenus dans la base de donnée de Kurucz (<http://cfaku5.harvard.edu/LINELISTS.html>). Étant donné les différences entre les modèles TLUSTY et *Beauchamp* mentionnées, nous utilisons la structure thermodynamique de *Beauchamp* comme entrée pour le calcul du spectre synthétique avec SYNSPEC. Cette stratégie sera utilisée afin de modéliser les raies de carbone (1324, 1329 et 1335 Å) et d'hélium II (1640 Å).

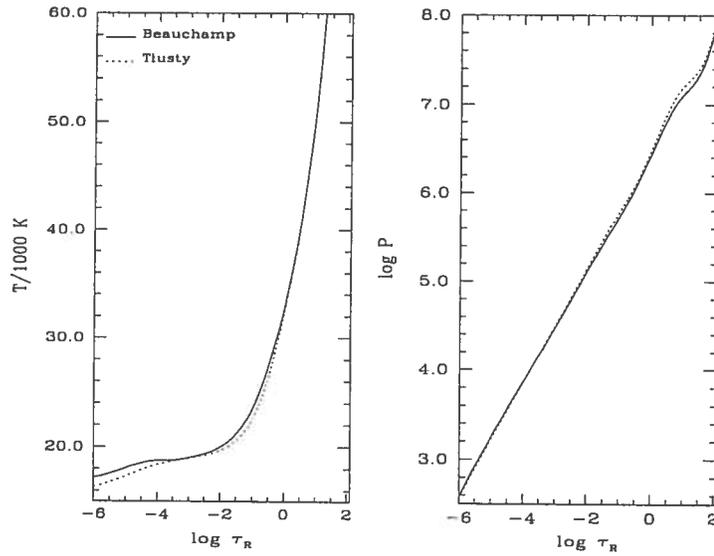


FIGURE 3.2 – Comparaison des structures en température et pression pour des modèles ETL radiatifs à 30,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-4.0$.

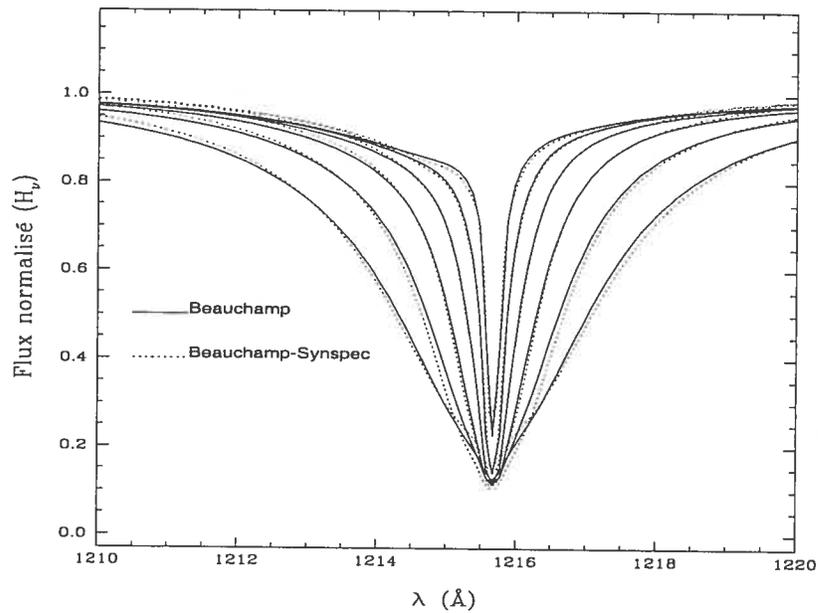


FIGURE 3.3 – Comparaison des profils $\text{L}\alpha$ pour des modèles ETL radiatifs à 30,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-2.5,-5.0$ (0.5).

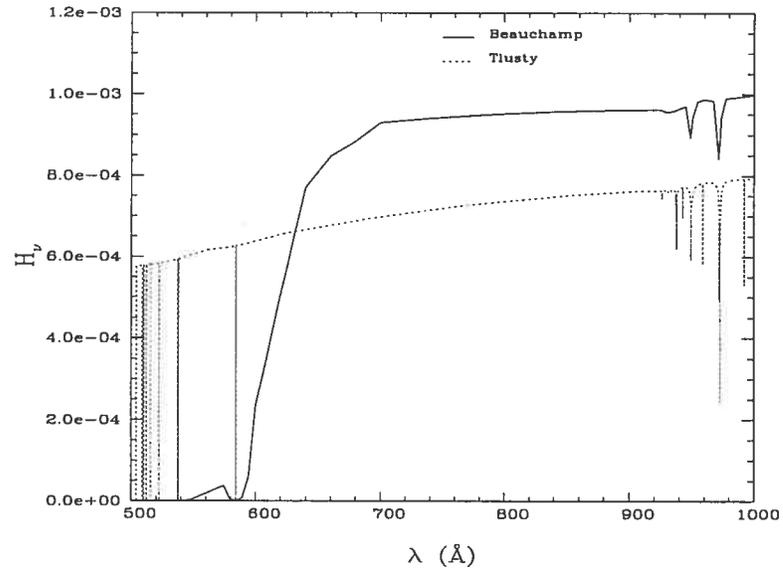


FIGURE 3.4 – Comparaison des flux émergents pour des modèles ETL radiatifs à 30,000 K, $\log g=8.0$, $\log N(\text{H})/N(\text{He})=-4.0$.

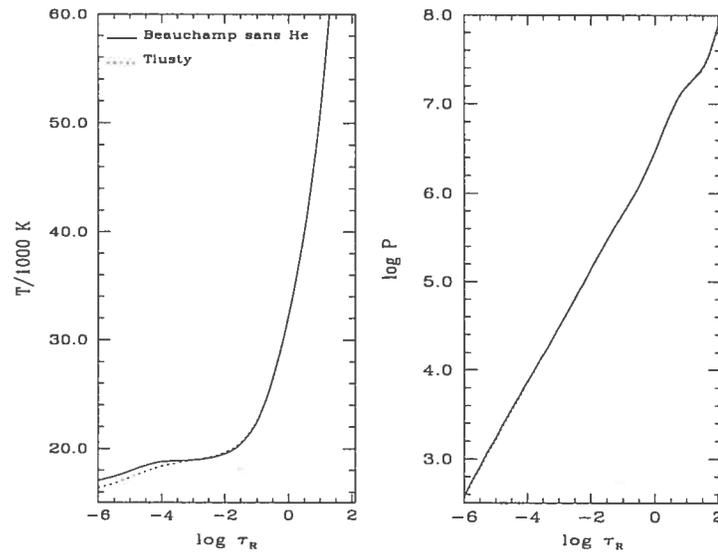


FIGURE 3.5 – Comparaison des structures en température et pression pour les modèles de *Beuchamp* sans l'opacité des raie d'hélium.

Chapitre 4

Profil de la raie $L\alpha$

L'abondance d'hydrogène peut être déterminée, ou à tout le moins fortement contrainte, par l'analyse du profil de la raie $L\alpha$. Nous verrons à la section 4.6 qu'il est possible d'établir une bonne contrainte observationnelle en étudiant les ailes de cette raie. Afin de faire cette analyse, nous aurons besoin de décrire la contribution du milieu interstellaire. Il nous sera donc utile d'introduire d'abord quelques modèles analytiques nous permettant de décrire les processus physiques impliqués dans l'élargissement spectral. Les équations ainsi obtenues seront utilisées afin de décrire la contribution interstellaire au profil $L\alpha$ et au profil des raies de carbone.

4.1 Profil naturel

Cet élargissement spectral est causé par la durée finie du temps d'émission de la radiation produite par une transition d'un atome dans un niveau j vers un niveau i ($i < j$). Ce profil correspond donc à la largeur intrinsèque de la raie. La façon la plus simple de représenter ce phénomène est de considérer l'atome comme un dipôle. On arrive ainsi aisément à un profil appelé profil de Lorentz qui conduit au coefficient d'absorption (Mihalas 1978):

$$\alpha_\nu = \frac{\pi e^2 f_{ij}}{mc} \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (4.1)$$

où Γ est la largeur à mi-hauteur de la raie. Sa valeur peut être reliée au temps de vie moyen du niveau j par un traitement quantique. Ce profil correspond à un profil d'émission mais

nous pouvons supposer que le profil d'absorption a la même forme.

4.2 Élargissement Doppler

Puisque chaque atome a une vitesse particulière selon la ligne de visée, il faut tenir compte de l'effet Doppler. Le profil Doppler s'obtient donc en superposant tous les profils décalés de ces atomes. Pour une distribution maxwellienne des vitesses, on obtient un profil de la forme

$$\sim \exp\left(-\left(\frac{(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D}\right)^2\right) \quad (4.2)$$

où

$$\Delta\nu_D = \frac{\sqrt{2kT/m}}{\lambda_0} \quad (4.3)$$

pour un profil d'absorption déterminé exclusivement par effet Doppler.

4.3 Profil réel

Le profil d'absorption réel est obtenu en combinant les profils naturel et Doppler. L'élargissement par collisions de la raie $L\alpha$ est négligeable dans le milieu interstellaire. Nous pouvons voir qualitativement comment celui-ci se comporte à partir des profils vus à la section précédente. Dans les régions centrales de la raie, l'élargissement Doppler est toujours plus important que l'élargissement naturel puisque la composante Doppler diminue comme $\exp(-((\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D)^2)$ (eq.4.2) lorsque nous nous éloignons du coeur de la raie, alors que le profil naturel diminue seulement en ν^{-2} (eq.4.1). Le profil naturel devient donc toujours plus important au-delà d'une certaine valeur de λ . La raie est séparée en une composante Doppler dans la région centrale dont l'intensité diminue rapidement lorsque nous nous en éloignons, et une composante naturelle qui consiste en des ailes relativement étendues qui peuvent être décrites par une loi en ν^{-2} .

4.4 Profil de Voigt

Le profil d'absorption exact est donné par la convolution de la gaussienne (effet Doppler déterminé par une distribution maxwellienne de vitesses) et du profil naturel de forme Lorentzienne. On obtient ainsi un profil ayant la forme suivante:

$$\tau_\nu = \tau_0 H(a, \nu) \quad (4.4)$$

où τ_0 est donné par l'équation 3-51 de Spitzer (1978):

$$\tau_0 = \frac{1.497 \times 10^{-15} N_H \lambda_0 f_{ij}}{b} \quad b = \sqrt{b_{thermal}^2 + b_{turb}^2} \quad b_{thermal} = \sqrt{2kT/m} = 0.1290\sqrt{T} \text{ cm s}^{-1} \quad (4.5)$$

et

$$H(a, \nu) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(v-y)^2 + a^2} dy \quad (4.6)$$

avec

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0 b}{c} \quad v = \frac{(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D}$$

$$y = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \quad a = \frac{A_{ij}}{4\pi\Delta\nu_D}$$

$H(a, \nu)$ est la fonction de Voigt et a est la constante d'amortissement. La fonction de Voigt se représente schématiquement comme suit:

$$H(a, \nu) \simeq \exp(-v^2) + \frac{a}{\sqrt{\pi}v^2} \quad (4.7)$$

Le premier terme s'applique au coeur de la raie alors que le second s'applique à de grandes valeurs de v . Donc, le coeur est dominé par l'élargissement Doppler alors que l'élargissement naturel domine les ailes. Si l'élargissement naturel est grand ($a \geq 1$), la fonction de Voigt ressemble au profil de Lorentz. Nous voyons donc que la fonction de Voigt correspond à la description qualitative faite précédemment.

4.5 Profil d'absorption du milieu interstellaire

Nous avons maintenant tout les outils nécessaires pour déterminer le profil d'absorption théorique du milieu interstellaire. Notre point de départ est l'équation de transfert radiatif:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{k_\nu} \quad \text{avec} \quad d\tau_\nu = k_\nu \rho ds \quad (4.8)$$

La solution générale est:

$$I_\nu = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} \frac{j_\nu}{k_\nu} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu \quad (4.9)$$

La contribution de l'intégrale est pratiquement nulle dans les conditions du milieu interstellaire puisque la fonction source, qui peut être remplacée par la fonction de Planck, est pratiquement nulle pour $T \sim 100$ K et $\lambda = 1215 \text{ \AA}$. On a donc:

$$\frac{I_\nu}{I_\nu(0)} = e^{-\tau_\nu} \quad (4.10)$$

La valeur de τ_ν est donnée par l'équation 4.4:

$$\frac{I_\nu}{I_\nu(0)} = e^{-\tau_0 H(a,\nu)} \quad (4.11)$$

C'est cette équation qui sera utilisée pour modéliser la contribution interstellaire dans le doublet de carbone à 1335 Å.

Lorsque la densité de colonne des atomes absorbeurs devient suffisamment élevée, la largeur de la raie spectrale devient beaucoup plus importante que la composante Doppler. Dans ce cas, la largeur de la raie est déterminée par le profil de Lorentz à l'extérieur de la partie centrale. Il nous faut alors calculer

$$\tau_\nu = \int k_\nu \rho ds \quad (4.12)$$

Nous pouvons exprimer τ_ν en fonction du coefficient d'absorption donné par l'équation 4.1 et la densité de colonne. Ainsi, nous arrivons à $\tau_\nu = N_H \alpha_\nu$, où N_H est la densité de colonne le long de la ligne de visée. En remplaçant pour f_{ij} et Γ et en négligeant le second terme du dénominateur dans l'équation 4.1, nous trouvons:

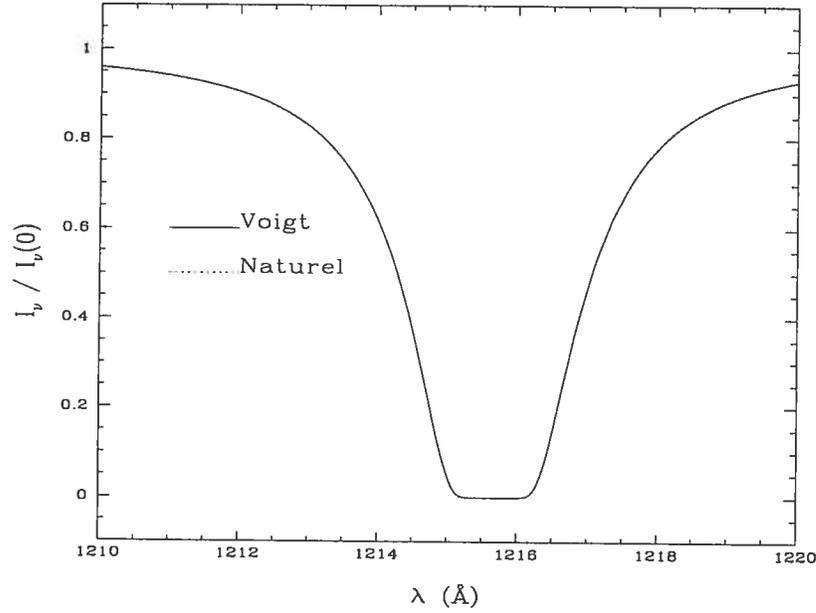


FIGURE 4.1 – Comparaison des profils $L\alpha$ obtenus à partir des équations 4.11 et 4.13 (superposés) pour $\log N_H=19.5$.

$$\frac{I_\nu}{I_\nu(0)} = \exp\left(\frac{-N_H B_{ij} A_{ij} \lambda^3 h}{16\pi^3 c (\Delta\lambda)^2}\right) \quad (4.13)$$

$$= \exp\left(\frac{-2.365 \times 10^{-29} \lambda^3 N_H}{(\Delta\lambda)^2}\right) \quad (4.14)$$

où A_{ij} et B_{ij} sont les coefficients d'Einstein associés à la transition $i \rightarrow j$. L'équation 4.13 est le cas limite de l'équation 4.11 lorsque le coeur de la raie est saturé (grande valeur de N_H) et que la composante Doppler devient négligeable (voir figure 4.1). C'est cette dernière qui sera utilisée afin de modéliser la contribution interstellaire à la raie $L\alpha$ (profil saturé).

Le profil interstellaire à 1215 Å inclut les contributions de l'hydrogène et du deutérium. Les paramètres utilisés afin de produire les transitions interstellaires théoriques de la raie $L\alpha$, du doublet C II $\lambda 1334$ et du triplet N I $\lambda 1999$ sont présentés au tableau 4.1 (Morton 1991). Les composantes de deutérium sont, en pratique, négligeables pour les densités de colonne utilisées ici puisque la raie d'hydrogène, saturée, cache tout signe de son existence (voir figure 4.2).

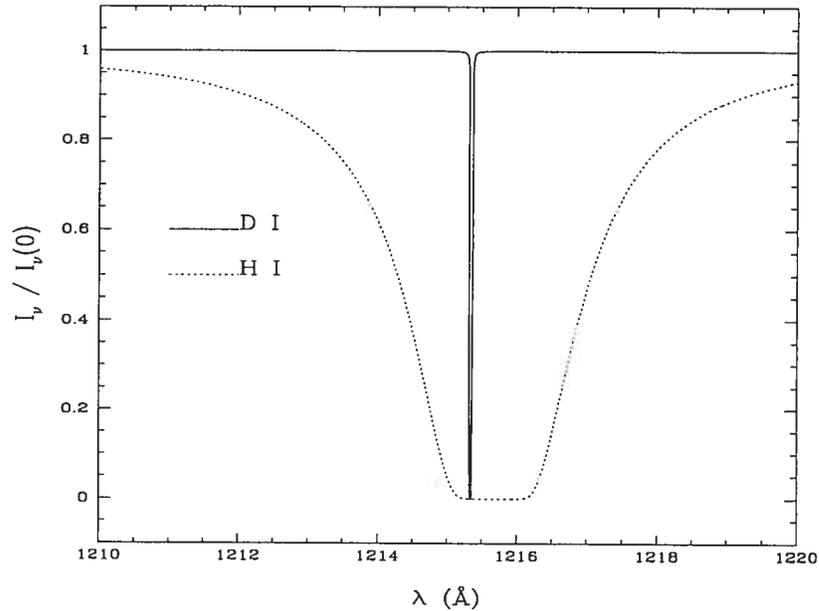


FIGURE 4.2 – Comparaison des profils de H I et D I pour $\log N_{\text{H}}=19.5$ et $N(\text{D})/N(\text{H})=2.0 \times 10^{-5}$.

4.6 Profil observé

Le profil $L\alpha$ observé est dû à 4 composantes. La première est évidemment l'hydrogène photosphérique. Une deuxième composante importante vient de l'hydrogène présent dans le milieu interstellaire. À cela vient se greffer une composante géocoronale au coeur de la raie. La partie centrale de la raie est donc inutilisable. Finalement, il peut y avoir une contribution d'hélium ionisé dans l'aile bleue lorsque la température est suffisamment élevée.

Le profil photosphérique, qui dépend de la quantité d'hydrogène dans l'atmosphère, est fourni par TLUSTY et SYNSPEC (voir figure 4.3). Afin de contraindre la quantité d'hydrogène photosphérique, il nous faut connaître d'abord la contribution du milieu interstellaire. Celle-ci est illustrée à la figure 4.4. On remarque qu'augmenter la densité de colonne affecte surtout la largeur de la région saturée au centre de la raie. Tel que mentionné à la section 4.5, le profil $L\alpha$ est principalement constitué du profil photosphérique auquel se superpose la contribution du milieu interstellaire. Puisque la fonction source est pratiquement nulle pour le milieu interstellaire à 1215 Å, nous pouvons affirmer que le profil observé est le profil photosphérique que nous multiplions par le facteur d'atténuation $e^{-\tau_\nu}$ du milieu interstellaire.

TABLEAU 4.1 – Paramètres des transitions

Atome	$\lambda(\text{\AA})$	Γ	f_{ij}	$\log(N/N_H) \odot$
N I	1199.5496	4.104×10^8	0.1328	1.12e-4
N I	1200.2233	4.097×10^8	0.08849	1.12e-4
N I	1200.7098	4.093×10^8	0.04423	1.12e-4
H I	1215.6737	6.265×10^8	0.1388	1
H I	1215.6683	6.265×10^8	0.2776	1
D I	1215.3430	6.270×10^8	0.1388	1.0e-5
D I	1215.3376	6.270×10^8	0.2777	1.0e-5
C II	1335.5323	2.870×10^8	0.1278	3.63e-4
C II	1335.6627	2.870×10^8	0.1277	3.63e-4
C II	1334.7077	2.864×10^8	0.1149	3.63e-4

Nous pouvons ainsi étudier comment le profil change en fonction de deux paramètres, la densité de colonne du milieu interstellaire et la quantité d'hydrogène dans l'atmosphère. Le produit des profils photosphérique et interstellaire est présenté à la figure 4.5 pour plusieurs combinaisons possibles des quantités d'hydrogène photosphérique et interstellaire. Nous voyons qu'ajouter le profil photosphérique uniformise la pente des ailes sans changer la largeur de la partie opaque. Des limites sur la densité de colonne d'hydrogène dans le milieu interstellaire peuvent donc être obtenus à partir de la largeur de la partie centrale où le flux est nul. On remarque que les ailes de la raie varient rapidement en fonction de la quantité d'hydrogène photosphérique au-delà d'un certain seuil ($\log N_H \sim -3.0$). Pour de faibles quantités d'hydrogène, les courbes théoriques se ressemblent beaucoup et le profil est principalement déterminé par le milieu interstellaire. L'ajout d'une plus grande quantité d'hydrogène affecte toutefois les ailes, ce qui permet de contraindre la quantité d'hydrogène photosphérique si la densité de colonne est bien connue. La figure 4.6 montre que les résultats d'une analyse faite à l'ETL ne diffèrent pas significativement de celle faite hors-ETL sauf si l'abondance d'hydrogène est élevée.

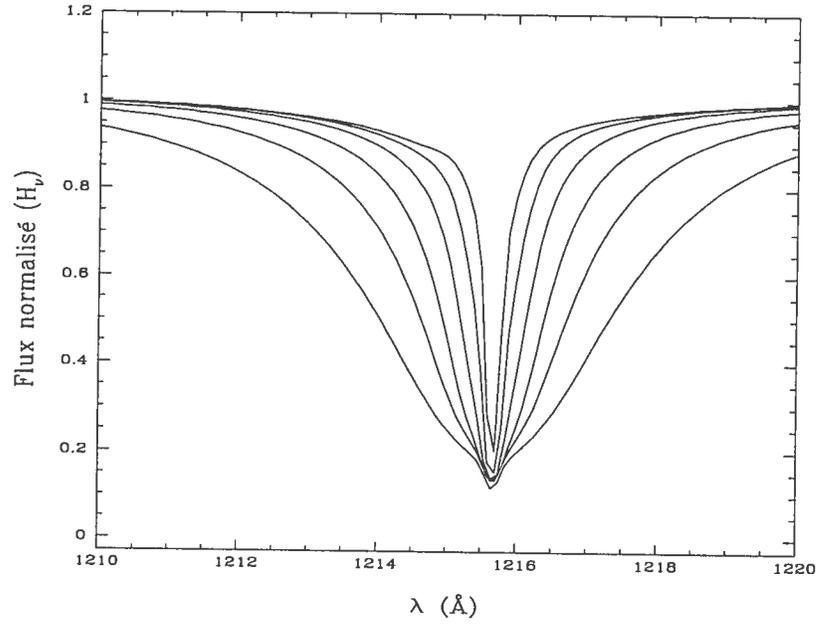


FIGURE 4.3 – Profils $L\alpha$ SYNSPEC ETL, $\ell/H=0$ à 30,000 K, $\log N(H)/N(He) = -2.5, -5.0 (0.5)$.

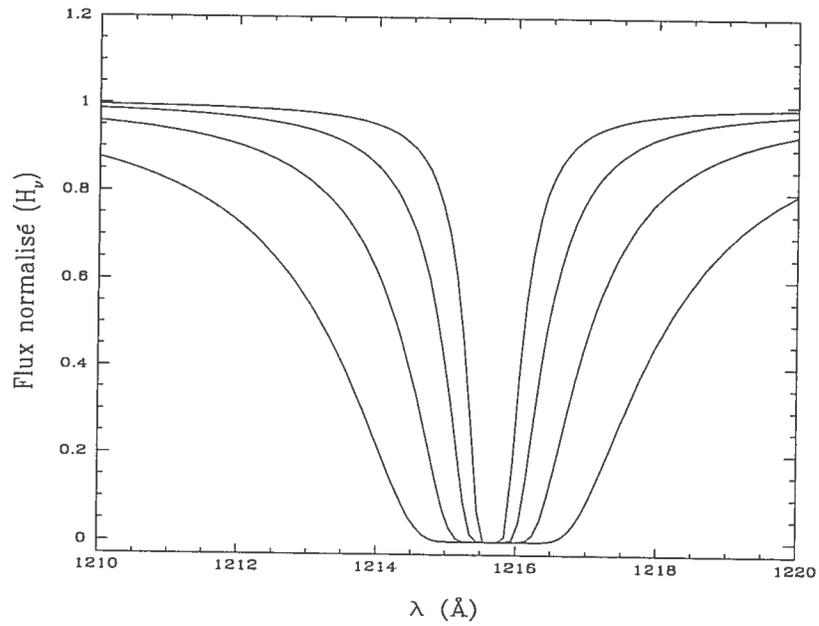


FIGURE 4.4 – Profils interstellaires pour $\log N_H = 18.5, 19.0, 19.5, 20.0$.

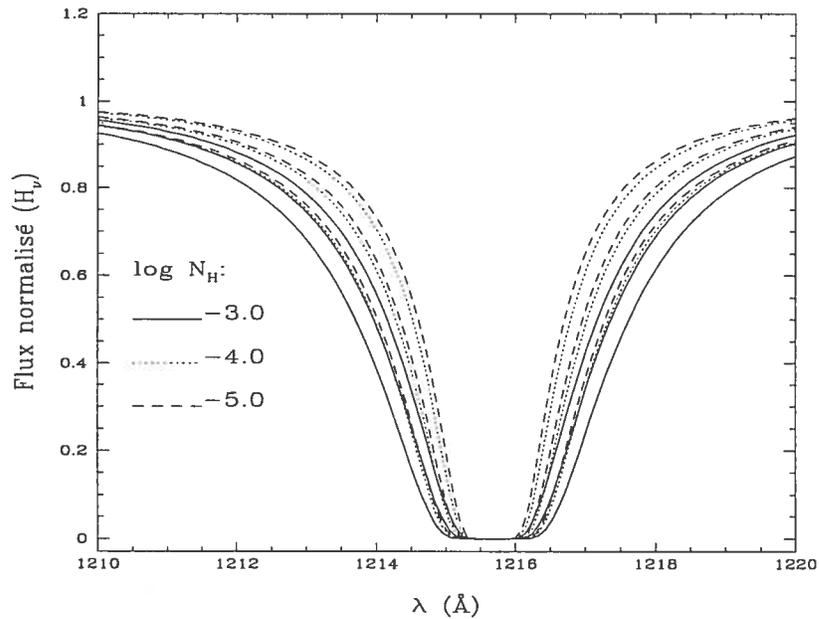


FIGURE 4.5 – Combinaison des profil du milieu interstellaire $\log N_{\text{H}}=19.2, 19.4$ et 19.6 avec les profils $L\alpha$ SYNSPEC ETL, $\ell/H=0$ à $30,000$ K, $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0, -4.0$ et -5.0 .

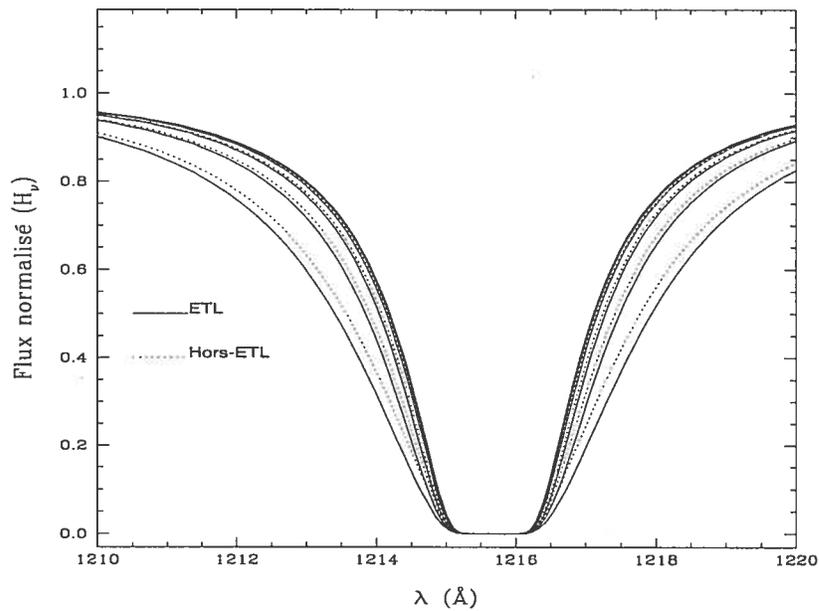


FIGURE 4.6 – Comparaison des profils ETL et Hors-ETL combinés avec le profil du milieu interstellaire $\log N_{\text{H}}=19.5$ à $30,000$ K, $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -2.5, -5.0$ (0.5).

Chapitre 5

Observations

Cette étude porte sur des observations à plusieurs longueurs d'onde pour des étoiles naines blanches de type DB parmi les plus chaudes. Les DB pour lesquels nous avons des observations sont: PG 0112+104, PG 1654+160, GD 358 et GD 190. Les observations se subdivisent en 4 catégories: les distributions d'énergie dans l'ultraviolet (fig. 5.1 et 5.2), les profils des raies $L\alpha$ (fig. 5.3) et de carbone (fig. 5.4), la spectrophotométrie dans le visible (fig. 5.5) et dans le rouge (fig. 5.6). Nous avons également un spectre de GD 358 dans la région autour de 1640 Å (fig. 5.7) Notre analyse est principalement axée sur PG 0112+104, l'étoile pour laquelle la couverture spectrale est la plus complète (voir fig.5.8), mais des analyses moins complètes des autres objets sont néanmoins effectuées.

Les spectres dans l'ultraviolet proviennent des archives des satellites International Ultraviolet Explorer (IUE) et Hubble Space Telescope (HST) (tableau 5.1). La moyenne est utilisée lorsque plusieurs observations IUE sont disponibles. Les distributions en énergie HST sont le résultat de la jonction des spectres GHRS (Goddard High Resolution Spectrograph) et FOS (Faint Object Spectrograph) alors que celles de IUE sont produites par la jonction des spectres LWP et SWP. Les profils des raie $L\alpha$ et de carbone ont été observés avec le GHRS et sont centrés sur 1215 et 1330 Å avec un rapport signal sur bruit d'environ 25. Les spectres observés dans le visible ont été obtenus en 1991 au télescope de 2.3 m du Steward Observatory. Ces spectres couvrent un intervalle de 3700-5200 Å, avec une résolution de 6 Å (FWHM) et un rapport signal sur bruit d'environ 60-100. Les spectres dans la région $H\alpha$ ont été obtenus en

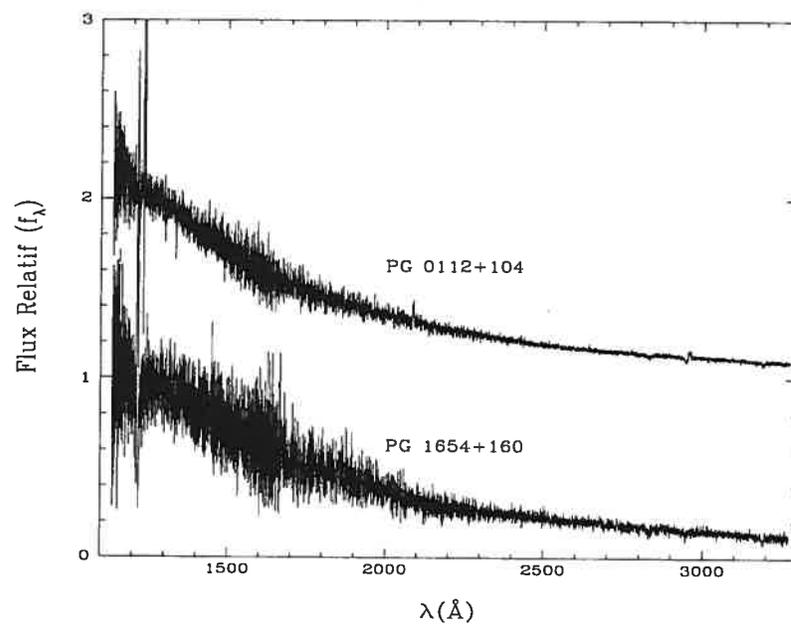


FIGURE 5.1 – Échantillon de spectres observés dans l’ultraviolet (HST: FOS + GHRS).

septembre 1999 et février 2000 au télescope Mayall de 4.0 m au KPNO et couvrent l’intervalle 5600-7400 Å.

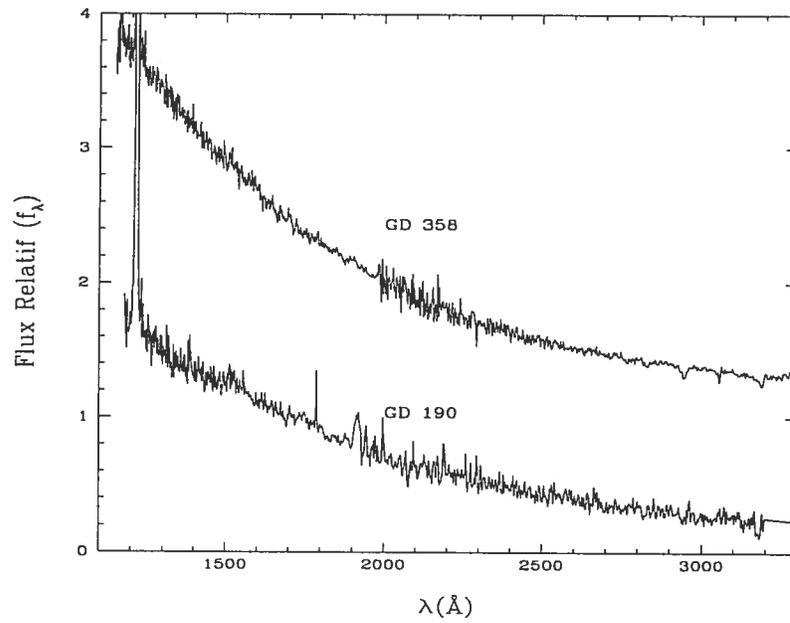


FIGURE 5.2 – Échantillon de spectres observés dans l'ultraviolet (IUE: LWP + SWP).

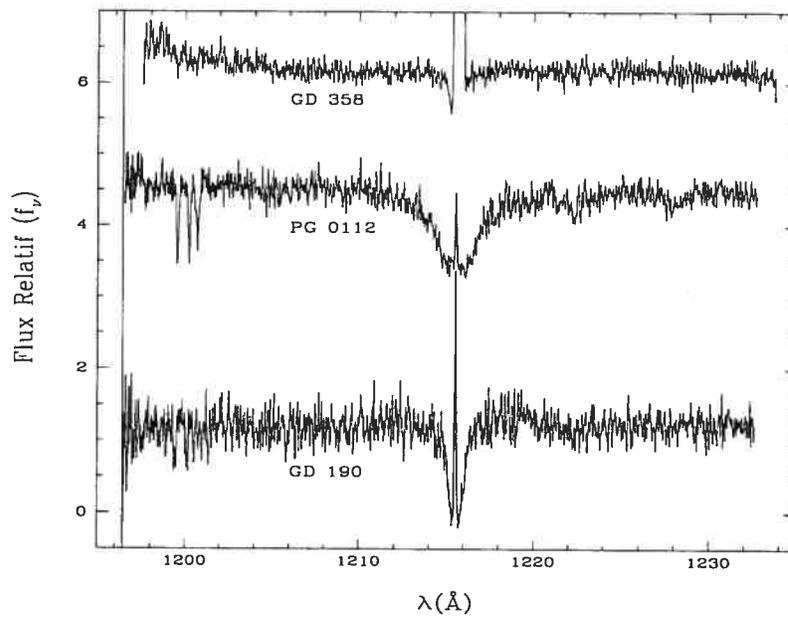


FIGURE 5.3 – Échantillon de spectres GHRs centrés sur 1215 Å.

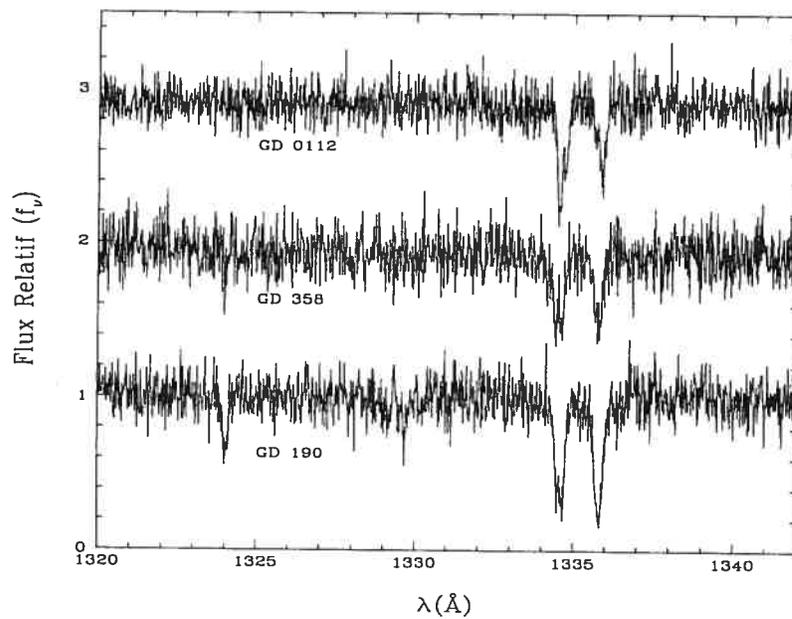


FIGURE 5.4 – Échantillon de spectres GRS centrés sur 1335 Å.

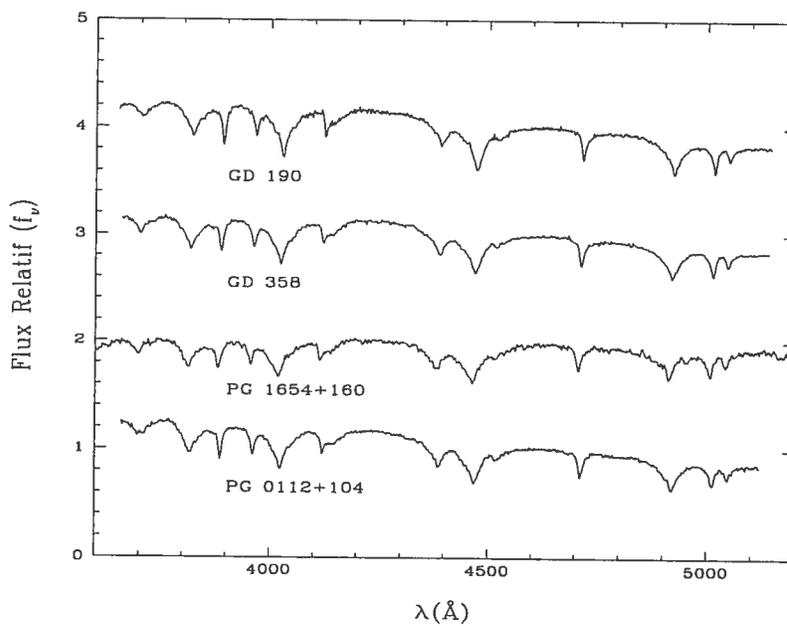


FIGURE 5.5 – Échantillon de spectres observés dans le visible.

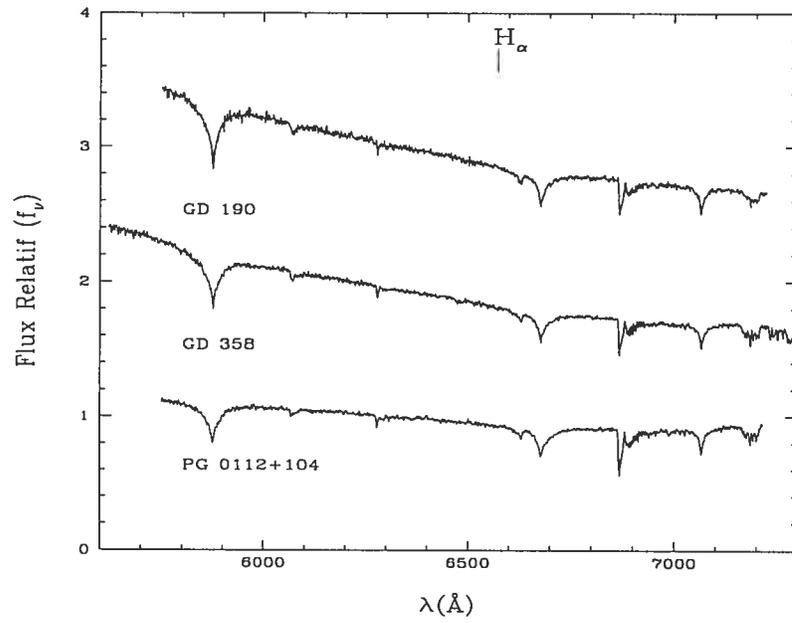


FIGURE 5.6 – Échantillon de spectres observés dans le rouge.

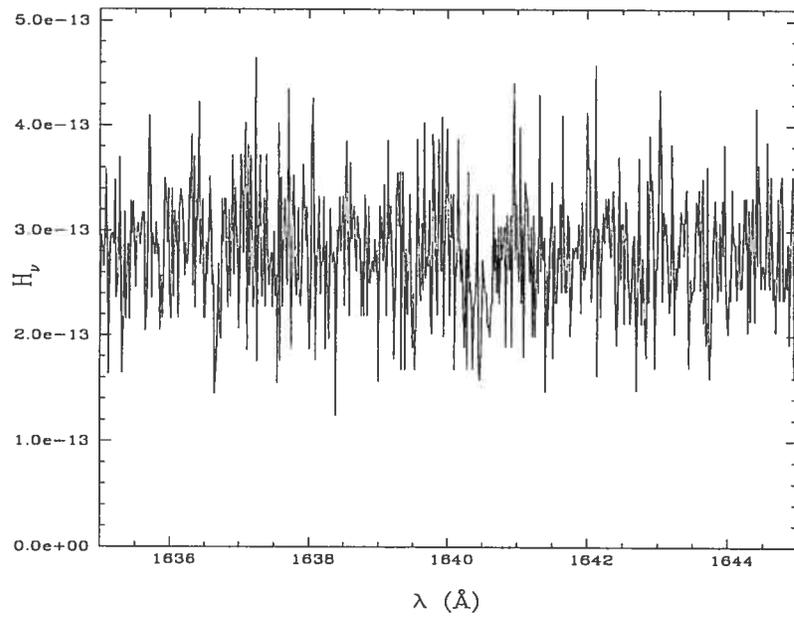


FIGURE 5.7 – Spectres GHRs de GD 358 centrés sur 1640 Å.

TABLEAU 5.1 – Observations HST et IUE

Nom	Observations	Instrument	Longueur d'onde (Å)
PG 0112+104	z3g70207t	GHR	1196-1233
PG 0112+104	z3g60205m	GHR	1316-1353
PG 0112+104	z3eu0106p	GHR	1136-1422
PG 0112+104	z3eu0107p	GHR	1389-1675
PG 0112+104	y3eu0103p	FOS	1571-2311
PG 0112+104	y3eu0104p	FOS	2222-3277
PG 0112+104	SWP18510	IUE	1150-1978
PG 0112+104	SWP17403	IUE	1150-1978
PG 0112+104	LWR13655	IUE	1851-3348
PG 1654+160	z3eu0206t	GHR	1136-1422
PG 1654+160	z3eu0207t	GHR	1389-1675
PG 1654+160	y3eu0203t	FOS	1571-2311
PG 1654+160	y3eu0204t	FOS	2222-3277
GD 358	SWP14015	IUE	1150-1978
GD 358	SWP25310	IUE	1150-1978
GD 358	SWP31217	IUE	1150-1978
GD 358	SWP33680	IUE	1150-1978
GD 358	SWP34161	IUE	1150-1978
GD 358	SWP34162	IUE	1150-1978
GD 358	SWP44613	IUE	1150-1978
GD 358	SWP44614	IUE	1150-1978
GD 358	SWP44623	IUE	1150-1978
GD 358	LWP05415	IUE	1851-3347
GD 358	LWP23051	IUE	1851-3347
GD 358	LWP23052	IUE	1851-3347
GD 358	LWP23063	IUE	1851-3347
GD 358	z16u030bt	GHR	1196-1233
GD 358	z16u0309t	GHR	1316-1353
GD 358	z16u0308t	GHR	1623-1657
GD 190	SWP0325	IUE	1150-1978
GD 190	SWP1682	IUE	1150-1978
GD 190	LWR01588	IUE	1851-3349
GD 190	z3g70107t	GHR	1196-1233
GD 190	z3g60105t	GHR	1316-1353

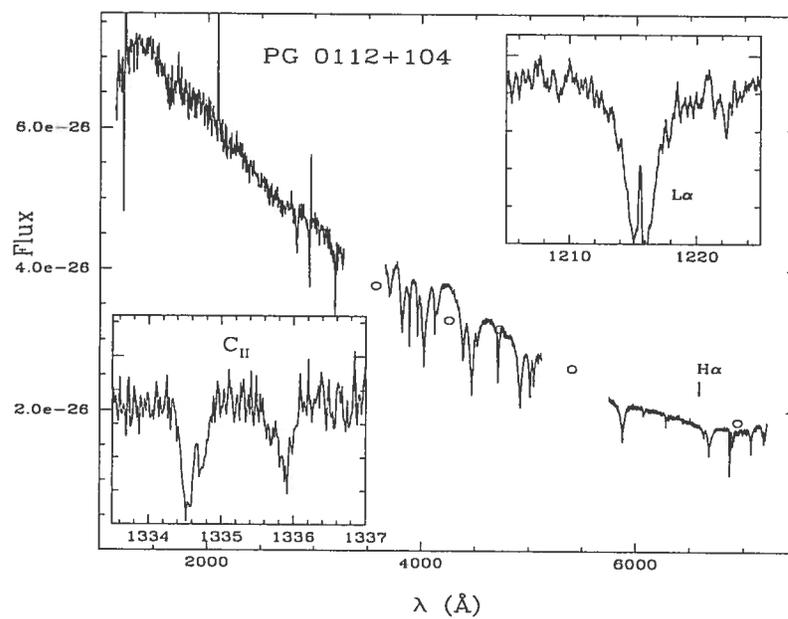


FIGURE 5.8 – Couverture spectrale de PG 0112+104

Chapitre 6

Analyse des spectres observés

6.1 Méthode d'analyse spectrale

Les paramètres atmosphériques déterminés à partir des spectres visibles et des distributions d'énergie sont obtenus avec la procédure de minimisation non-linéaire par moindres-carrés de Levenberg-Marquardt (Press et al. 1989). Cette procédure, basée sur la méthode dite de "steepest descent", est décrite dans Beauchamp (1995). Pour le spectre visible, on normalise une raie (ou groupe de raies) par le continu local. Celui-ci est obtenu à partir d'un segment de droite passant par deux points judicieusement choisis de part et d'autre de la section considérée. Le χ^2 est ensuite calculé à partir de huit sections de spectres normalisés. La température effective et la gravité de surface sont les paramètres déterminés lors de la procédure de minimisation. L'abondance d'hydrogène peut aussi être traitée comme un paramètre libre mais, puisque aucune raie d'hydrogène n'est visible dans nos spectres, nous avons contraint l'abondance à partir des observations dans la région $H\alpha$ et $L\alpha$ (section 6.2 et 6.5). Pour les distributions d'énergie, les paramètres dans la procédure de minimisation sont la température effective et l'angle solide $\Omega = \pi R^2/D^2$ que sous-tend l'étoile. La gravité de surface est fixée à la valeur déterminée par le spectre visible. Nous avons aussi inclus l'effet du rougissement interstellaire pour les étoiles dont l'extinction E_{B-V} était estimable (section 6.4). Les sections 6.5 et 6.6 seront consacrées à une ré-analyse des spectres présentés dans Provencal et al. (2000). Les modèles et flux émergents de Beauchamp seront utilisés pour

toutes ces analyses sauf dans la région 1320-1340 Å où nous utiliserons SYNSPEC.

6.2 Valeur limite de l'abondance d'hydrogène en fonction de la température

La quantité d'hydrogène incluse dans les modèles d'atmosphères de DB affecte la valeur de la température effective déterminée à partir du spectre visible. La température effective déterminée à partir de modèles contenant une faible quantité d'hydrogène (invisible spectroscopiquement) peut être quelques milliers de degrés inférieure à celle déterminée à partir d'un modèle d'hélium pur. Les raies $H\alpha$, $H\beta$ et $L\alpha$ sont particulièrement sensibles à la présence de faibles quantités d'hydrogène et peuvent donc être utilisées pour imposer des limites sur la quantité d'hydrogène photosphérique.

Le spectre bleu de PG 0112+104 (fig. 6.1, spectre du haut) semble indiquer que la quantité d'hydrogène présente dans l'atmosphère n'est pas suffisante pour produire une raie $H\beta$ spectroscopiquement visible. Étant donnée la présence de bruit dans ce spectre, on ne peut exclure la possibilité qu'une quantité d'hydrogène, à peine suffisante pour produire une raie à la limite de détection, soit présente. La raie $H\beta$ du spectre synthétique de la figure 6.1 (spectre du milieu) est facilement identifiable. Ce n'est cependant plus le cas pour le même spectre auquel on ajoute un bruit avec un rapport signal sur bruit égal à 100 (spectre du bas). Ainsi, l'ajout de bruit dans les spectres synthétiques nous permet d'accomoder un peu plus d'hydrogène dans les modèles sans pour autant faire en sorte que la raie $H\beta$ soit spectroscopiquement visible. Le même argument est également applicable pour la raie $H\alpha$ (fig.6.2). Celle-ci apparaît dans les spectres pour une plus petite abondance d'hydrogène que pour $H\beta$, ce qui permet de contraindre davantage la quantité d'hydrogène photosphérique.

Nous avons donc ajouté du bruit à nos modèles afin d'obtenir une valeur limite de l'abondance d'hydrogène qui soit plus réaliste. Ce bruit est généré à partir de la sous-routine *gasdev* (Press et al. 1989). Le bruit ajouté est de forme gaussienne, ce qui est une approximation suffisante pour les besoins de l'étude. Pour générer un spectre avec un rapport signal sur bruit donné, il suffit de prendre le signal et de lui ajouter un bruit proportionnel à son amplitude.

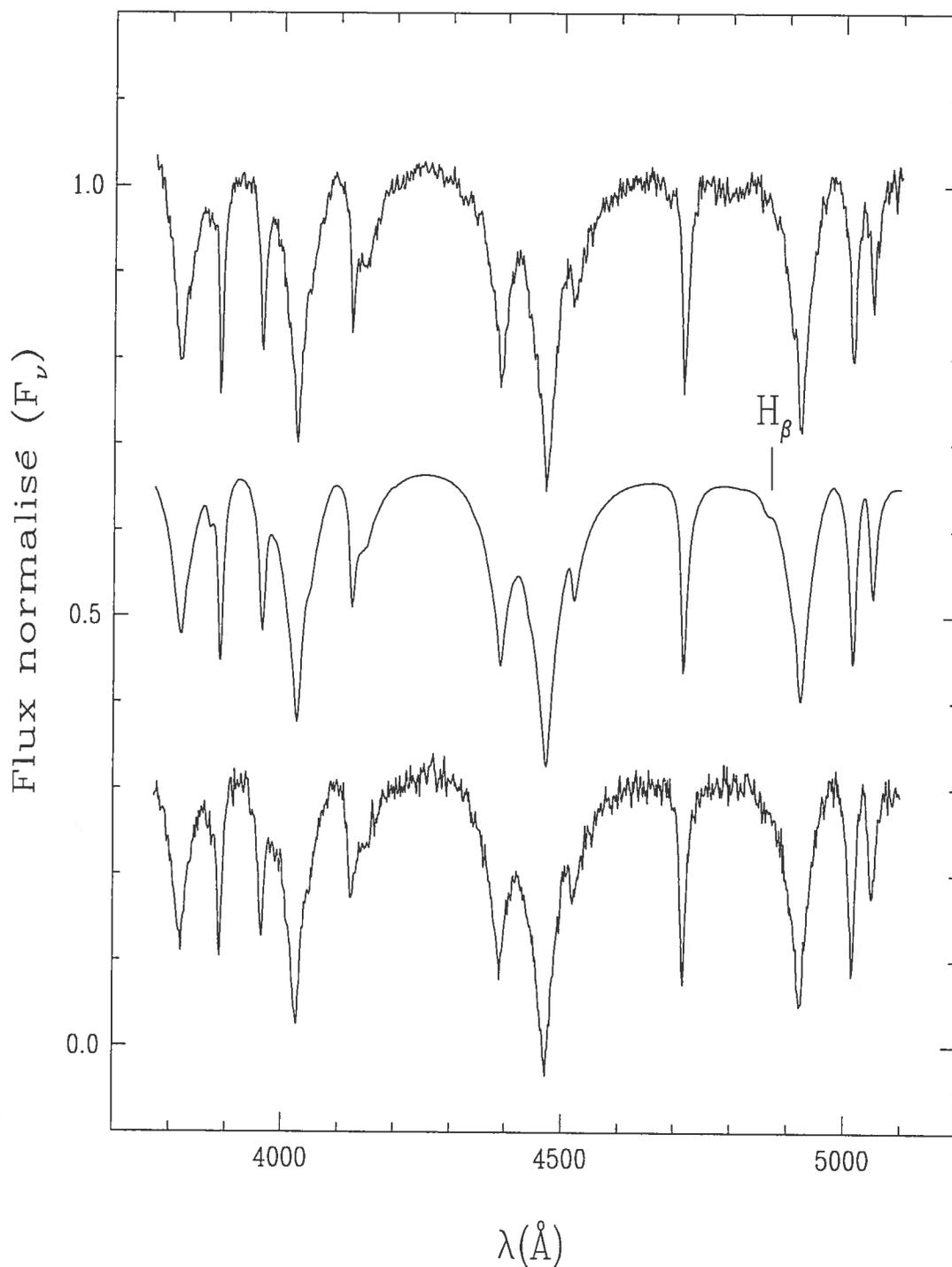


FIGURE 6.1 – Spectre observé de PG 0112+104 (haut) et spectres synthétiques. Les deux spectres synthétiques sont à 28,000 K et $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$. Un bruit avec $S/B = 100$ a été ajouté au spectre du bas.

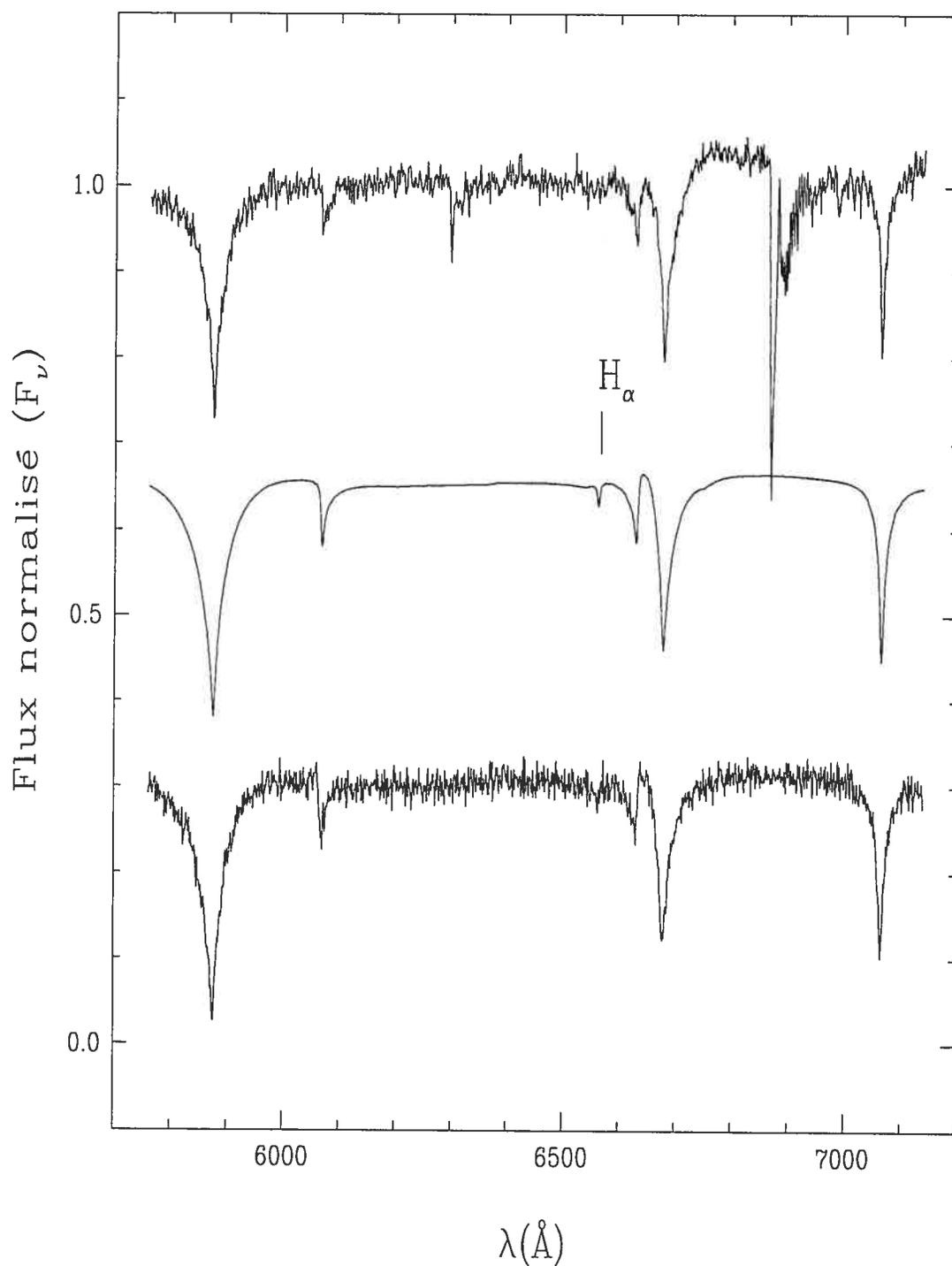


FIGURE 6.2 – Spectre observé de PG 0112+104 (haut) et spectres synthétiques. Les deux spectres synthétiques sont à 28,000 K et $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -4.0$. Un bruit avec $S/B = 100$ a été ajouté au spectre du bas.

Donc,

$$H_{\nu B} = H_{\nu} + H_{\nu} * dev/rap \quad (6.1)$$

où $H_{\nu B}$ est le spectre bruité, H_{ν} est le spectre non bruité, dev est un nombre aléatoire ayant une distribution normale centrée à zéro et de variance unitaire calculé par la fonction `gasdev` et rap est le rapport signal sur bruit désiré. Pour cette étude, un rapport signal sur bruit de 100 a été ajouté aux spectres afin de reproduire les observations rouges et bleues.

Pour certaines combinaisons de température et d'abondance, les modèles prédisent la présence des raies $H\alpha$ et $H\beta$. L'absence de celles-ci dans nos spectre nous permet d'éliminer la région du plan $T_{\text{eff}}-\log N(\text{H})/N(\text{He})$ où elles sont prédites par nos modèles. Nous avons donc déterminé la valeur limite de l'abondance d'hydrogène (définie comme étant la valeur pour laquelle une raie $H\alpha$ ou $H\beta$ est à peine spectroscopiquement visible) en fonction de la température.

La figure 6.3 montre une série de spectres synthétiques avec et sans bruit à une température de 28,000 K. Dans cet exemple, on voit que la valeur limite de $\log N(\text{H})/N(\text{He})$ passe d'environ -3.0 à -2.7 lorsque l'on ajoute un bruit avec $S/B = 100$. Le même exercice fait pour la raie $H\alpha$ est montré à la figure 6.4. La valeur limite de détection est alors de $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -4.0$ pour une température de 28,000 K. La raie $H\alpha$ nous permet donc de contraindre beaucoup mieux la quantité d'hydrogène puisqu'elle apparaît à $\log N(\text{H})/N(\text{He}) \geq -4.0$ alors que la raie $H\beta$ devient visible seulement à $\log N(\text{H})/N(\text{He}) \geq -2.7$ pour la même température.

En répétant cet exercice pour des températures entre 20,000 K et 30,000 K, il est possible d'éliminer une région du plan T_{eff} vs $\log N(\text{H})/N(\text{Ne})$. Puisque les observations de PG 0112+104, GD 358 et GD 190 dans les domaines rouge et bleu du spectre (voir figures 5.5 et 5.6) ne montrent pas de raie $H\alpha$ et $H\beta$, la région à droite de la ligne pour $H\alpha$ n'est pas permise par nos observations (figure 6.5).

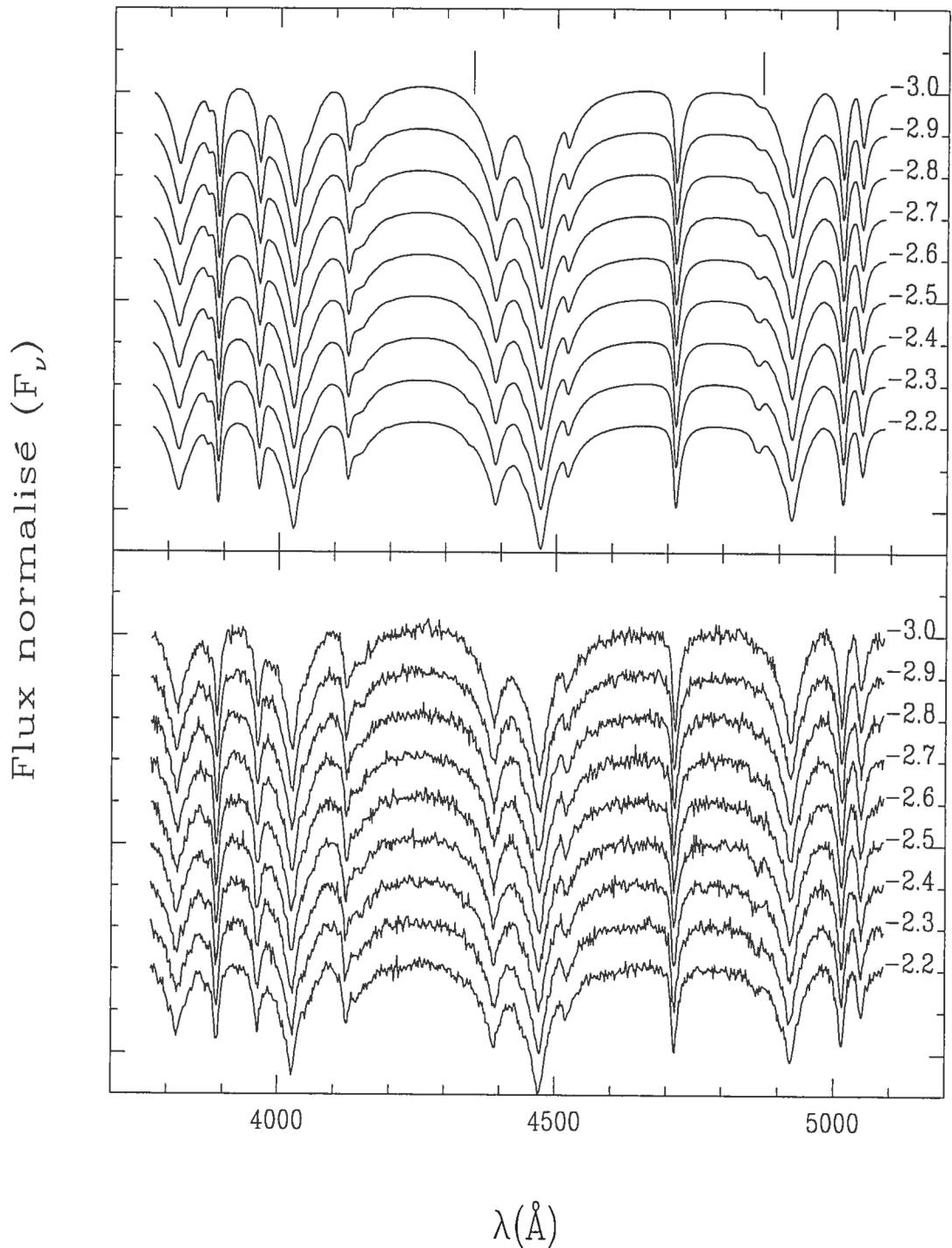


FIGURE 6.3 – Spectres synthétiques à 28,000 K avec $\log N(\text{H})/N(\text{He})$ indiqué à la droite (figure du haut). Un bruit avec un rapport S/B de 100 a été ajouté aux mêmes spectres synthétiques (figure du bas). Les barres indiquent la position de $\text{H}\gamma$ et $\text{H}\beta$.

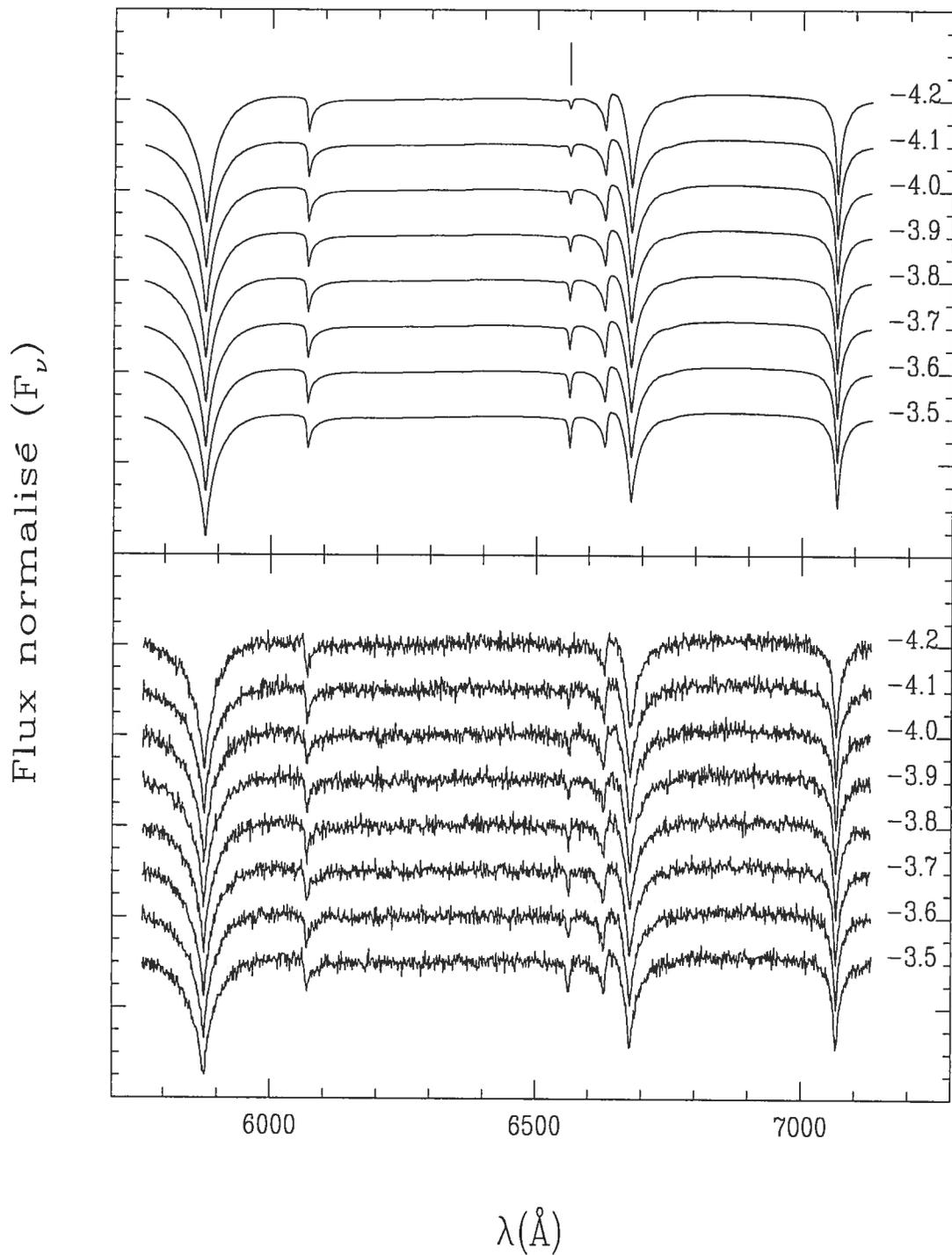


FIGURE 6.4 – Spectres synthétiques à 28,000 K avec $\log N(\text{H})/N(\text{Ne})$ indiqué à la droite (figure du haut). Un bruit avec un rapport S/B de 100 a été ajouté aux mêmes spectres synthétiques (figure du bas). La barre indique la position de $\text{H}\alpha$.

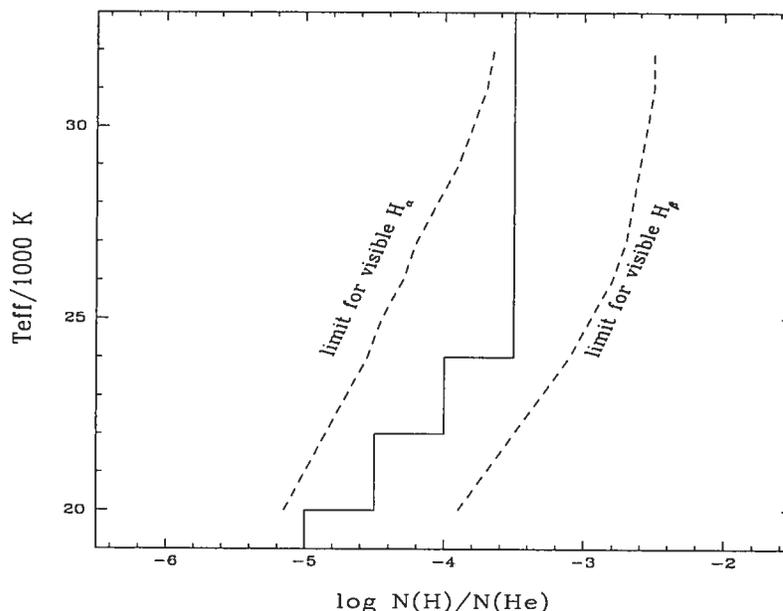


FIGURE 6.5 – Limite sur la quantité d’hydrogène pour que $H\alpha$ et $H\beta$ soient visibles à $\log g=8.0$ et $S/B=100$. La courbe en escalier représente les limites utilisées par Beauchamp et al. (1999). Celle-ci sont basées sur la visibilité de $H\beta$, mais ne considèrent pas l’influence du bruit sur la visibilité d’une faible raie d’hydrogène

6.3 Spectres visibles

L’abondance d’hydrogène incluse dans les modèles de DB chaudes affecte la température effective déterminée à partir des profils de raie dans le visible. Beauchamp et al. (1999) déterminent la température effective de 18 DB en fixant l’abondance d’hydrogène au seuil de détection de la raie $H\beta$ dans différents intervalles de température. Notre étude de la valeur limite de l’abondance d’hydrogène en fonction de la température à la section 6.2 nous permet de mieux définir le seuil de détection pour une température donnée que la recette plus simpliste utilisée dans Beauchamp et al. (1999). Nous avons déterminé les températures effectives de PG 0112+104, PG 1654+160, GD 358 et GD 190 pour plusieurs abondances d’hydrogène (fig. 6.6). Les observations dans la régions $H\alpha$ nous permettent d’éliminer les solutions à droite de la courbe de limite de visibilité pour $H\alpha$. Les cercles indiquent les valeurs publiées dans Beauchamp et al. (1999). La figure 6.7 montre les solutions obtenues en utilisant l’abondance d’hydrogène où la courbe de température effective croise la courbe de limite de visibilité de

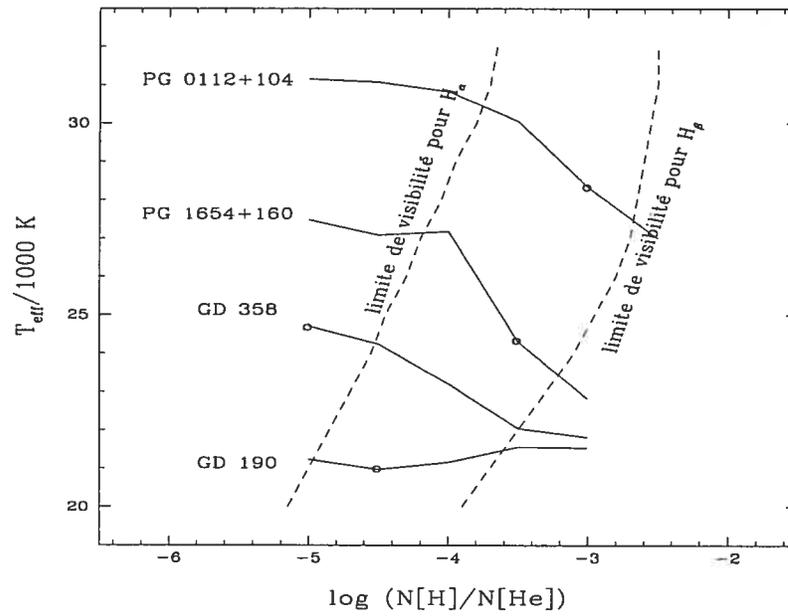


FIGURE 6.6 – Température effective déterminée à partir du spectre visible en fonction de l'abondance d'hydrogène incluse dans les modèles. Les cercles indiquent les limites utilisées pour chaque objet par Beauchamp et al. (1999), avant que les observations à $H\alpha$ ne soient disponibles.

$H\alpha$.

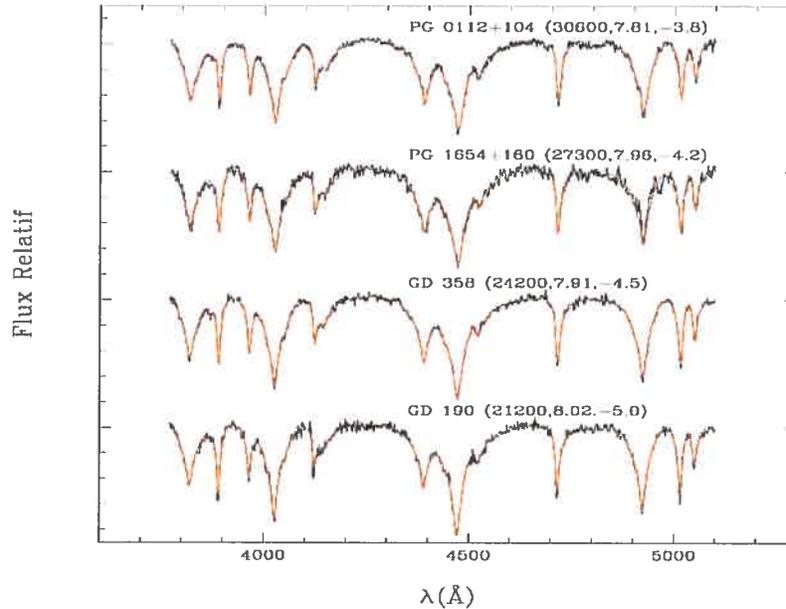


FIGURE 6.7 – Solutions dans le visible en utilisant l’abondance d’hydrogène à la limite de visibilité de $H\alpha$.

6.4 Distribution d’énergie

Pour les températures effectives caractéristiques des DB les plus chaudes, la pente de la distribution d’énergie dans l’ultraviolet montre une forte dépendance à la température effective. La pente de la distribution d’énergie est beaucoup moins affectée par la gravité de surface et l’abondance d’hydrogène. Une discussion détaillée de l’influence de tous ces paramètres se trouve dans Beauchamp (1995).

Afin de comparer les observations avec les spectres synthétiques, nous devons multiplier ces derniers par un facteur d’échelle qui correspond au rapport au carré entre le rayon et la distance de l’étoile (angle solide):

$$f_{\nu} = 4\Omega H_{\nu} = 4\left(\pi \frac{R^2}{D^2}\right) H_{\nu} \quad (6.2)$$

Notre expérience montre que la température effective que l’on trouve dépend légèrement de la méthode employée pour déterminer ce facteur d’échelle. Une de ces méthodes est d’utiliser la distribution d’énergie ultraviolette afin de déterminer la température et l’angle solide lors

de la procédure de minimisation. Les valeurs ainsi obtenues pour une abondance d'hydrogène de $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -4.5$ sont présentées à la figure 6.8. L'autre méthode consiste à d'abord utiliser les points de photométrie dans les bandes U, B et V afin de fixer l'angle solide pour ensuite déterminer la température avec la distribution d'énergie. Cela a pour effet de forcer les modèles à passer par les points UBV et ainsi laisser la pente de la distribution dans l'ultraviolet déterminer la température. Cette méthode nous donne une température effective 1,200 K plus élevée dans le cas de PG 0112+104, soit 28,700 K. Les points de photométrie sont tirés de Greenstein (1984). Cette méthode n'a pu être employée pour PG 1654+160 puisque les points de photométrie pour celle-ci ne sont pas disponibles dans la littérature. Les figures 6.8 et 6.9 montrent les solutions obtenues pour les spectres HST et IUE avec la première méthode. La structure observée à 3050 Å pour GD 358 n'est pas réelle. Il s'agit d'une marque de réseau.

Étant donné que la température effective déterminée à partir de l'ultraviolet est fortement dépendante de la méthode de normalisation, nous sommes dans l'obligation de donner une très grande incertitude à T_{eff}^{UV} . Pour le cas de PG 0112+104, nous estimons que $T_{\text{eff}}^{UV} = 28,200 \pm 1,500$ K (valeur moyenne des deux méthodes). Le cas de PG 1654+160 est un peu plus difficile à évaluer étant donné l'absence de mesure photométrique. On peut toutefois s'attendre à ce que le changement de température effective soit semblable à celui de PG 0112+104, nous obligeant donc aussi de considérer très incertaine la valeur T_{eff}^{UV} de PG 1654+160.

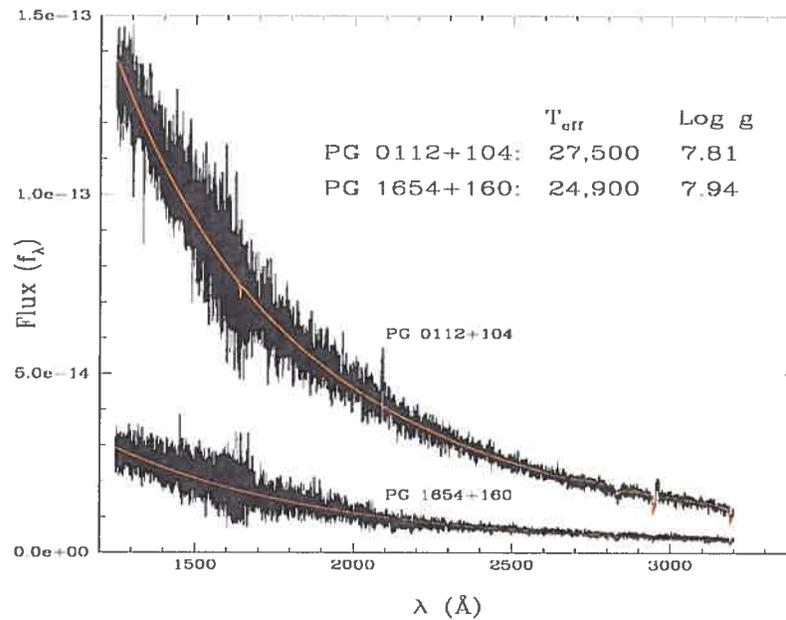


FIGURE 6.8 – Solution à partir de la distribution d'énergie pour PG 0112+104 et PG 1654+160. La gravité de surface est fixée à la valeur déterminée à partir du spectre visible.

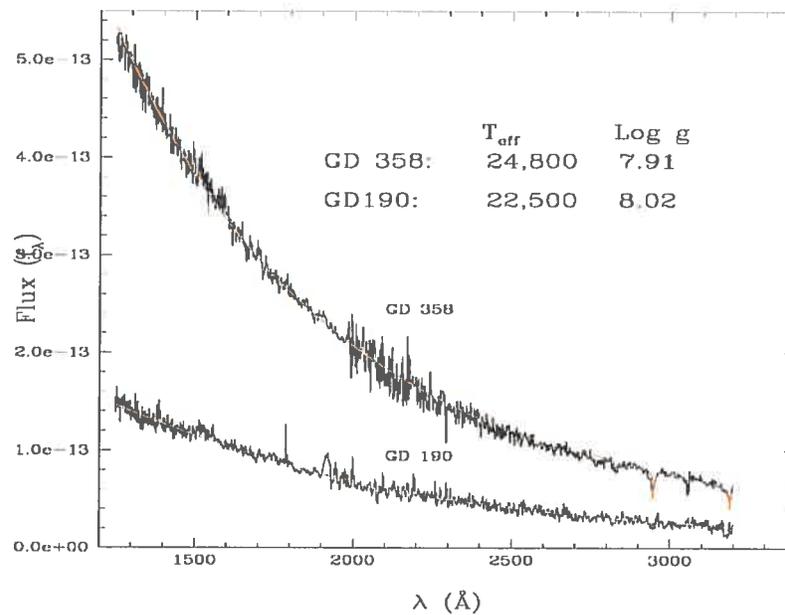


FIGURE 6.9 – Solution à partir de la distribution d'énergie pour GD 358 et GD 190. La gravité de surface est fixée à la valeur déterminée à partir du visible.

6.4.1 Rougissement

La présence de matière interstellaire sur la ligne de visée produit une extinction qui peut ne pas être négligeable dans la détermination de la température effective à partir de la dis-

tribution d'énergie ultraviolette. En effet, l'extinction étant sélective, c'est-à-dire dépendante de la longueur d'onde, il se produit un rougissement interstellaire. Ce rougissement modifie légèrement la forme de la distribution d'énergie et par conséquent, la température effective. Wesemael et al. (2001) mentionnent qu'un $E_{B-V} = 0.05$ peut augmenter la température effective d'environ 2000 K. Il est donc nécessaire d'étudier l'effet du rougissement interstellaire afin de déterminer correctement la température effective UV.

La première étape à suivre est de dérougir la distribution d'énergie. Pour ce faire, on utilise la relation qui relie le flux observé à la terre (f_ν) au flux que l'on observerait s'il n'y avait pas d'extinction ($f_\nu(0)$) :

$$A_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{f_\nu}{f_\nu(0)} \right) \quad (6.3)$$

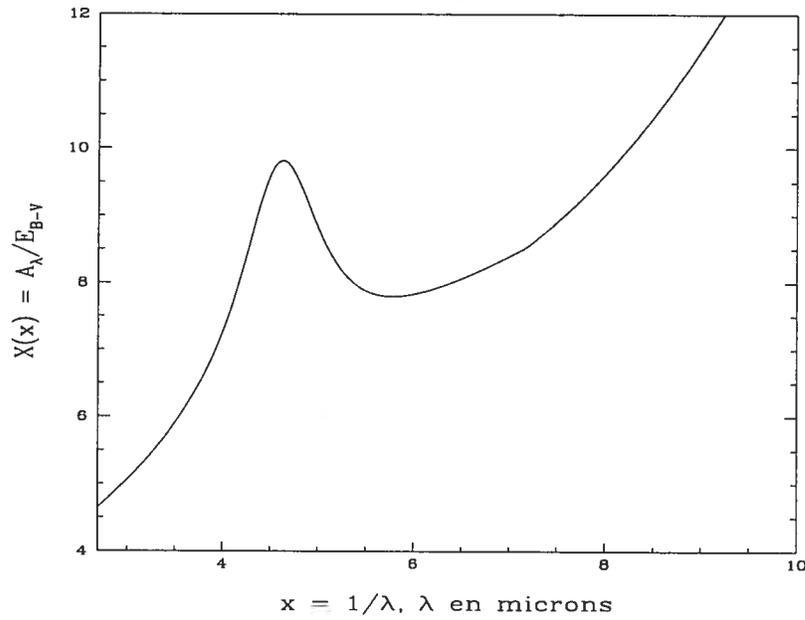
Pour dérougir le spectre, il nous faut simplement connaître la valeur de A_λ . Celle-ci est donnée par la courbe d'extinction interstellaire de Seaton (1979) présentée à la figure 6.10. Pour cette courbe, $X(x) = A_\lambda/E_{B-V}$ est donné par:

$$\begin{aligned} 1.56 + 1.048x + 1.01/[(x - 4.6)^2 + 0.280] & \quad 2.70 \leq x \leq 3.65 \\ 2.29 + 0.848x + 1.01/[(x - 4.6)^2 + 0.280] & \quad 3.65 \leq x \leq 7.14 \\ 16.17 - 3.2x + 0.2975x^2 & \quad 7.14 \leq x \leq 10.0 \end{aligned} \quad (6.4)$$

où $x \equiv 1/\lambda$ (μm). On obtient donc la valeur de A_λ par la relation:

$$A_\lambda = E_{B-V} \times X(x). \quad (6.5)$$

La valeur de E_{B-V} doit donc être estimée afin de pouvoir dérougir le spectre. Deux méthodes sont ici employées afin d'estimer cette valeur. La première consiste à prendre la valeur donnée par les cartes de rougissement de Burstein & Heiles (1982). Ces cartes donnent la valeur maximale de E_{B-V} en fonction des coordonnées galactiques (ℓ, b). Pour PG 0112+104, les coordonnées équatoriales (α_{2000} : 01:14:37, δ_{2000} : +10:41:03) se transforment en coordonnées galactiques $\ell = 133.23^\circ$ et $b = -51.89^\circ$, et donnent une valeur $E_{B-V} = 0.022$. En dérougissant

FIGURE 6.10 – Extinction UV en fonction de $1/\lambda$

la distribution d'énergie de PG 0112+104 avec la relation

$$f_\nu(0) = f_\nu \times 10^{\left(\frac{X(x)E_{B-V}}{2.5}\right)}, \quad (6.6)$$

on trouve que la température effective est augmentée d'environ 1,000 K (figure 6.11). L'application complète de cette correction n'est probablement pas justifiée puisque PG 0112+104 est relativement près de nous à ~ 110 pc.

L'autre méthode servant à estimer la valeur de E_{B-V} est d'utiliser la valeur de la densité de colonne d'hydrogène (N_H). La constance du rapport poussière-gaz montrée par la corrélation entre E_{B-V} et N_H obtenue par des mesures $L\alpha$ et H_2 permet d'établir la relation suivante (Spitzer 1978):

$$N_H = 5.9 \times 10^{21} E_{B-V} \text{mag}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (6.7)$$

Cette relation est également obtenue si N_H est déterminée par l'absorption en X ou si $N(\text{H I})$ est obtenue par la raie 21 cm sur la ligne de visée d'amas globulaire. Provencal et al. (2000) déterminent la densité de colonne d'hydrogène de PG 0112+104 à partir d'observations

HST centrées à 1215 Å. La limite sur la contribution du milieu interstellaire est déterminée en comparant la partie saturée de la raie $L\alpha$ avec un profil de Voigt. Ils trouvent ainsi une densité de colonne de $19.4 \leq \log N_H \leq 19.6$, ce qui correspond à $0.005 \leq E_{B-V} \leq 0.007$. En dérougissant la distribution UV avec ces valeurs de E_{B-V} , on trouve que le changement en température effective n'est d'environ que de 150 K.

On remarque que la valeur de E_{B-V} obtenue à partir des cartes de Burstein & Heiles (1982) correspond à une densité de colonne de $\log N_H = 20.1$, une valeur beaucoup trop élevée compte tenu des observations $L\alpha$. Ceci était attendu puisque la correction totale ne peut pas être appliquée si PG 0112+104 n'est située qu'à une centaine de pc de la terre. De plus, un tel rougissement entraînerait une dépression observable autour de 2200 Å ($x \sim 4.5$). On s'attend à ce que le changement en T_{eff} pour GD 358 et GD 190 soit également petit puisqu'elles sont respectivement à environ 45 et à 70 pc. Dans le cas de PG 1654+160, les cartes de Burstein & Heiles (1982) donnent $E_{B-V} = 0.087$ (correspondant à $\log N_H = 20.7$) pour les coordonnées $(\ell, b) = (35.8^\circ, 31.8^\circ)$. On ne peut appliquer la correction totale puisque que la distance de PG 1654+160 est ~ 140 pc. La mesure de la densité de colonne du milieu interstellaire à partir de la raie $L\alpha$ (section 6.5) correspond à un $E_{B-V} = 0.043$. C'est aussi pour cette valeur que la dépression à 2200 Å est le mieux corrigé. En dérougissant la distribution d'énergie avec cette valeur, on trouve que la température augmente d'environ 700 K (25,600 vs. 24,900 K).

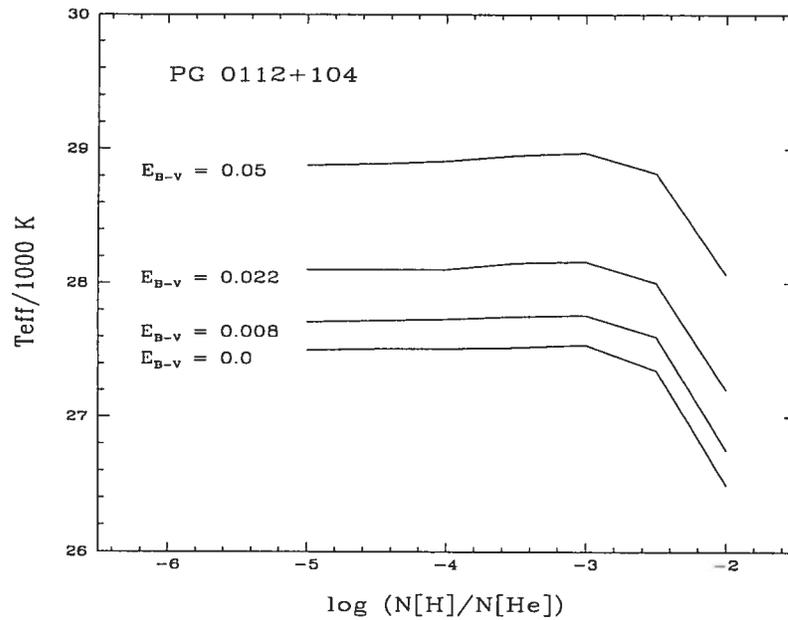


FIGURE 6.11 – Températures effectives obtenues en ajustant la distribution d'énergie de PG 0112+104 en fonction de $\log N(\text{H})/N(\text{He})$. Les valeurs de E_{B-V} utilisées pour le dérougissement sont indiquées à gauche.

6.5 Raie $L\alpha$

À une abondance donnée, lorsque la température effective devient élevée ($T_{\text{eff}} \geq 20,000$ K), les raies de Balmer faiblissent et il devient difficile d'établir de bonnes contraintes sur l'abondance d'hydrogène dans le visible. Afin d'améliorer les contraintes déjà établies à partir du spectre rouge, des observations HST de la raie $L\alpha$ (en principe plus sensible à de faibles abondances d'hydrogène que les raies de Balmer) ont été obtenues récemment. Cependant, cette raie est contaminée par l'émission géocoronale ainsi que par l'absorption du milieu interstellaire. Nous devons donc nous contenter d'utiliser les ailes de la raie afin de contraindre l'abondance d'hydrogène. Dans cette section, nous allons déterminer la valeur limite de la quantité d'hydrogène de PG 0112+104 à partir des ailes de $L\alpha$. L'exercice n'a pas été concluant pour PG 1654+160 car la composante du milieu interstellaire domine complètement le profil observé alors que les résultats pour GD 190 et GD 358 sont moins contraignants que ceux obtenus à partir de $H\alpha$.

La méthode utilisée a été décrite à la section 4.6. En premier lieu, il nous faut estimer la

densité de colonne d'hydrogène le long de la ligne de visée. Pour ce faire, on se concentre sur la largeur de la partie saturée de la raie, en faisant abstraction de l'émission géocoronale. Dans le cas de PG 0112+104, la largeur de la partie saturée semble privilégier une densité de colonne $\log N_{\text{H}} \sim 19.4$ (courbe rouge de la figure 6.12). Nous regardons ensuite pour quelle abondance d'hydrogène photosphérique les ailes de la raie sont le mieux reproduites. Selon la densité de colonne que l'on privilégie, on trouve l'abondance d'hydrogène recherchée ou une contrainte sur celle-ci si le profil est, de façon prédominante, interstellaire. Si on suppose une densité de colonne ($\log N_{\text{H}}$) variant entre 19.3 et 19.5, on trouve que la limite sur la quantité d'hydrogène varie de $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.3$ à -3.8 pour 30,000 K et de $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.8$ à -4.3 pour 26,000 K (fig.6.12). Une plus grande densité de colonne du milieu interstellaire est à rejeter (profil total trop large à $\log N_{\text{H}}=19.7$) alors qu'une densité de colonne plus faible nous force à introduire une abondance d'hydrogène incompatible avec les observations $\text{H}\alpha$. La région du plan $T_{\text{eff}}-\log N(\text{H})/N(\text{He})$ située à droite des courbes de la figure 6.13 est à rejeter. Le choix $\log N_{\text{H}}=19.5$ ne permet pas de déterminer une abondance d'hydrogène mais seulement de poser une limite supérieure. On remarque que cette technique permet d'avoir une contrainte presque identique à celle obtenue avec $\text{H}\alpha$. Des observations à plus haute résolution seraient nécessaires afin de pouvoir mieux distinguer les contributions photosphérique et interstellaire.

Dans le cas de PG 1654+160 (fig. 6.14), la composante du milieu interstellaire domine complètement le profil observé. À $\log N_{\text{H}} = 19.5$, une abondance de $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ est insuffisante afin de reproduire les ailes de la raies. Une abondance photosphérique plus élevée n'est pas compatible avec l'absence de raie $\text{H}\beta$ dans le spectre visible. Lorsque la densité de colonne d'hydrogène du milieu interstellaire est plus grande que $\log N_{\text{H}} = 20.0$, l'abondance d'hydrogène photosphérique n'a pratiquement aucune influence sur le profil observé. Nous ne pouvons donc imposer aucune contrainte sur la quantité d'hydrogène photosphérique pour cette étoile. La densité de colonne du milieu interstellaire permettant de mieux reproduire le profil observé est d'environ $\log N_{\text{H}} = 20.4$.

Les figures 6.15 et 6.16 montrent les profils $\text{L}\alpha$ pour GD 190 et GD 358. Dans le cas de GD190, il est difficile de bien évaluer la densité de colonne du milieu interstellaire à partir de la région saturée. Nous voyons tout de même qu'un profil interstellaire pur de $\log N_{\text{H}} \sim 18.4$

reproduit assez bien le profil. Donc, nous pouvons seulement imposer une limite supérieure à la quantité d'hydrogène photosphérique à environ $\log N(\text{H})/N(\text{He}) < -5.0$. Pour GD 358, l'émission géocoronale nous empêche de déterminer $\log N_{\text{H}}$ mais si on suppose une valeur raisonnable ($\log N_{\text{H}} \sim 18.0$), on trouve $\log N(\text{H})/N(\text{He}) < -5.0$. Nous ne pouvons donc pas affirmer que nous détectons l'hydrogène dans ces profils mais seulement imposer des limites supérieures à l'abondance. Les affirmations de Provencal sur la détection d'hydrogène pour ces mêmes données semblent donc, selon nous, exagérées.

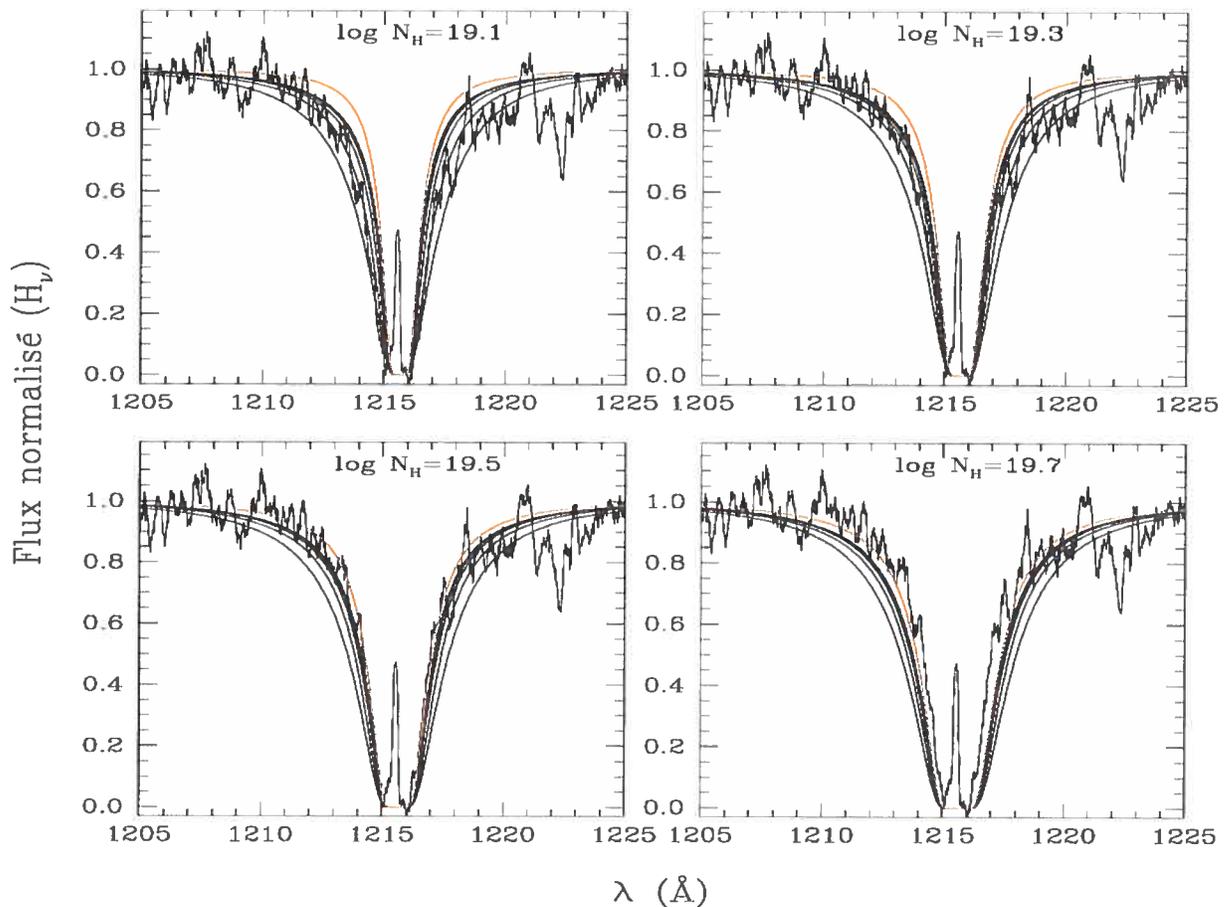


FIGURE 6.12 – Combinaison des profils $\text{Ly}\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires pour PG 0112+104. Les modèles sont caractérisés par $T_{\text{eff}} = 30.000$, $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ à -5.0 (0.5). Le trait rouge est le profil interstellaire pur.

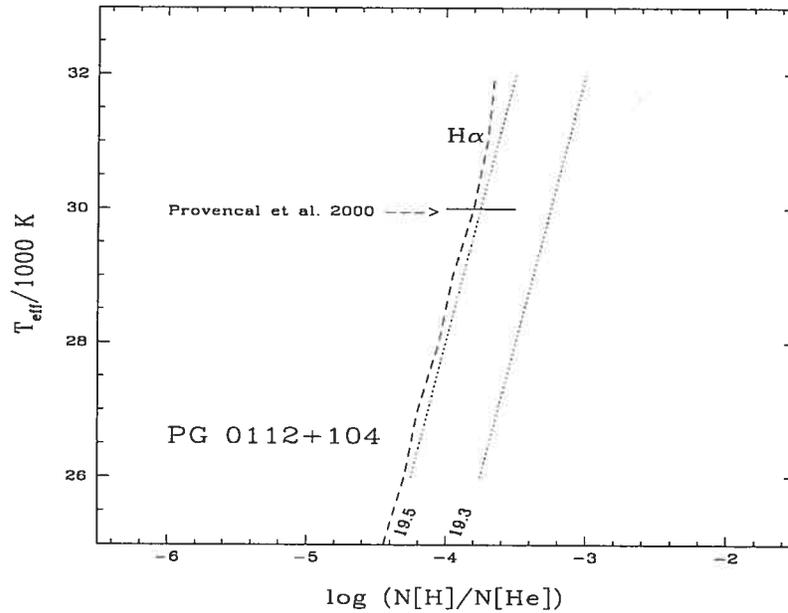


FIGURE 6.13 – Limite de visibilité (en pointillés) de $L\alpha$ pour PG 0112+104 pour deux valeurs de la densité de colonne d’hydrogène interstellaire. Le trait horizontal représente la solution privilégiée par Provencal et al. (2000).

6.6 Raies de carbone

L’analyse de Provencal et al. (2000) des raies de carbone de GD 358 et PG 0112+104 suggérait que la largeur des raies de C I et C II observées dans ces objets est anormalement élevée. Afin d’expliquer cet élargissement, ils font appel à une vitesse de rotation de l’ordre de 50 km/s pour GD 358, vitesse qui n’est cependant pas compatible avec le résultat astroséismologique (Winget et al. 1994) de la période de rotation de l’enveloppe qui est de 0.89 jours, correspondant à $v \sin i = 0.7$ km/s. Provencal et al. (2000) interprètent donc l’élargissement supplémentaire requis afin de reproduire les profils des raies de carbone, comme la signature de mouvements horizontaux en surface associés à la présence de pulsation. De plus, ils trouvent deux surprises: i) ils ne parviennent pas à prédire correctement la profondeur et la largeur du doublet de C II; ii) leurs modèles prédisent la présence d’une raie de C II à 1324 Å. Notre analyse en annexe (Dufour et al. 2002) montre que les difficultés rencontrées par Provencal et al. (2000) sont dues à un filtrage excessif de leurs données. Cela a pour effet de combiner les composantes stellaires et interstellaires de C II, d’où la nécessité d’introduire

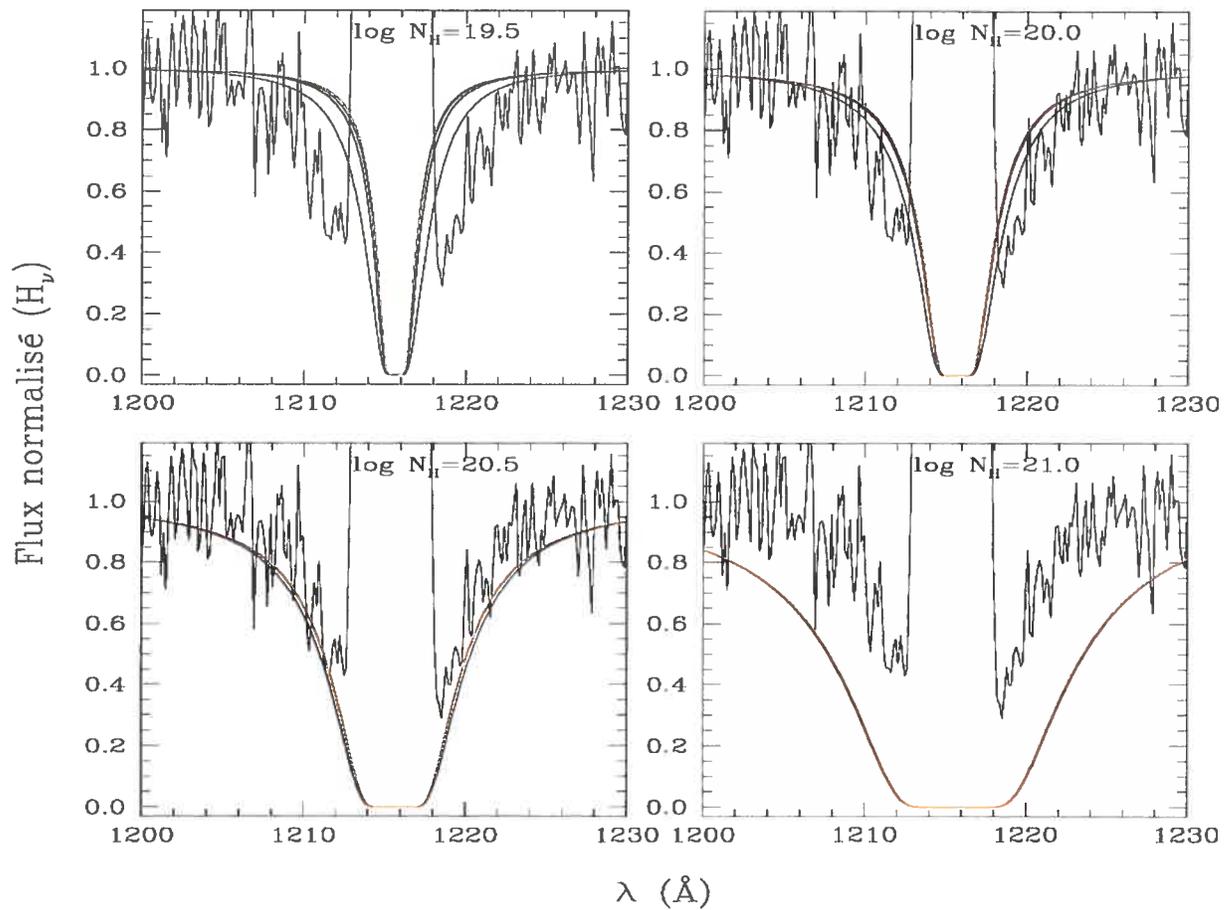


FIGURE 6.14 = Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires pour PG 1654+160. Les modèles sont caractérisés par $T_{\text{eff}} = 26.000$, $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.0$ à -5.0 (1.0). Le trait rouge est le profil interstellaire pur.

un mécanisme d'élargissement supplémentaire dans leur analyse. L'analyse des données non filtrées permet également de reproduire la profondeur et la largeur du doublet, ce sans avoir à introduire une vitesse de rotation, sans prédire la présence d'une raie anormalement forte à 1324 Å.

Nous avons également refait l'analyse des raies de carbone des trois étoiles de Provencal et al. (2000) en utilisant la structure thermodynamique des modèles de Beauchamp et le calcul du spectres synthétique de SYNSPEC. Ceci nous permet d'inclure la convection aux plus basses températures. Les figures 6.17, 6.19 et 6.21 montrent que le choix de la température n'est pas très important pour déterminer l'abondance de carbone à partir des raies CII $\lambda 1324$

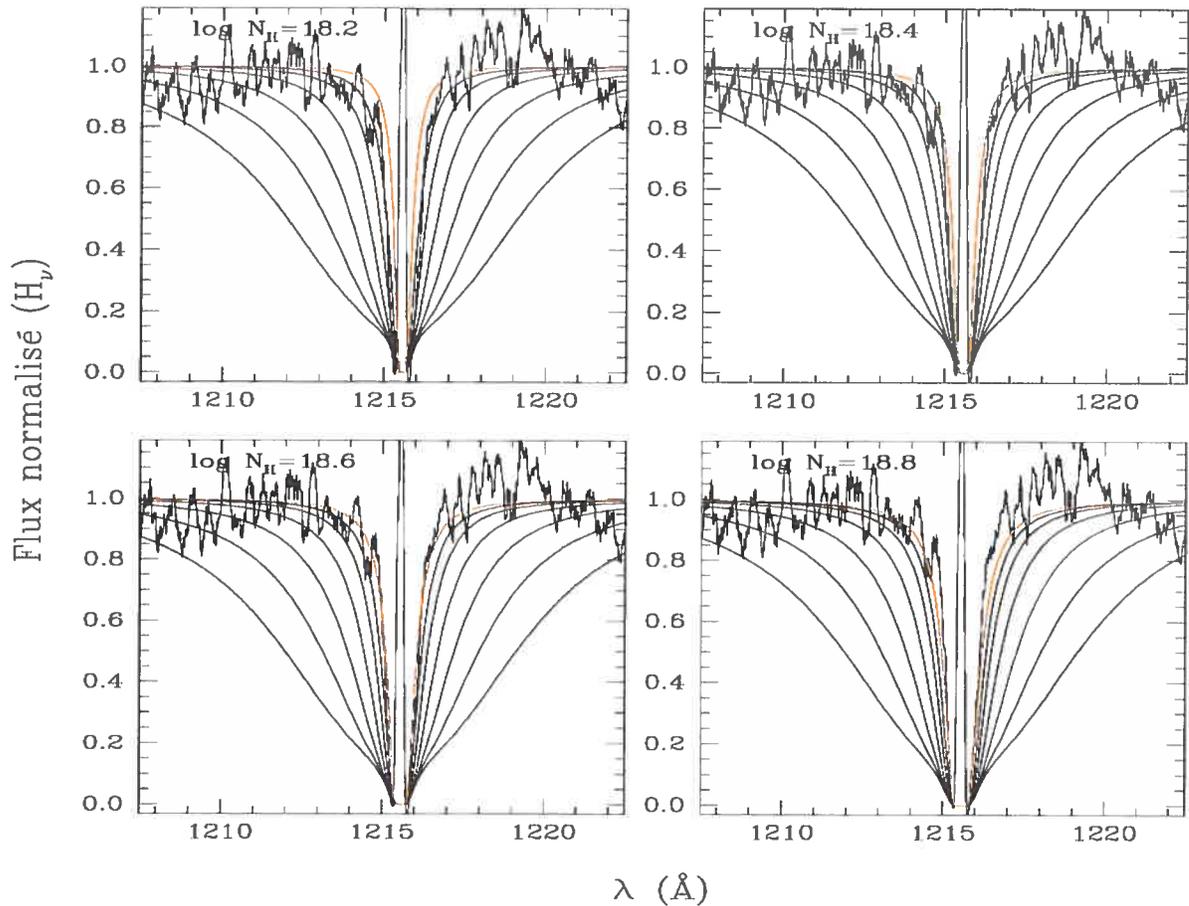


FIGURE 6.15 – Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires pour GD 190. Les modèles sont caractérisés par $T_{\text{eff}} = 22,000$, $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -2.5$ à -5.0 (0.5). Le trait rouge est le profil interstellaire pur.

et CII $\lambda 1335$. Nous avons donc trouvé l'abondance de carbone à partir de ces raies pour une température raisonnable (celle obtenue dans le visible par Beauchamp et al. (1999)) et ensuite regardé quelle température reproduisait le mieux les raies autour de 1329 \AA pour cette abondance. Dans le cas de GD 190, on trouve une abondance de carbone de $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -5.5$ (fig. 6.18). Pour cette abondance, il est difficile de déterminer précisément une température à partir des raies de carbone à 1329 \AA (fig. 6.17). On peut toutefois exclure la solution à $25,000 \text{ K}$ (raie la moins profonde) et $20,000 \text{ K}$ (raie la plus profonde) et favoriser une solution entre $22,000$ et $23,000 \text{ K}$, ce qui est compatible avec la valeur obtenue à partir du spectre visible. Pour GD 358 et PG 0112+104, on trouve respectivement $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -6.0$ et -6.5 (fig.

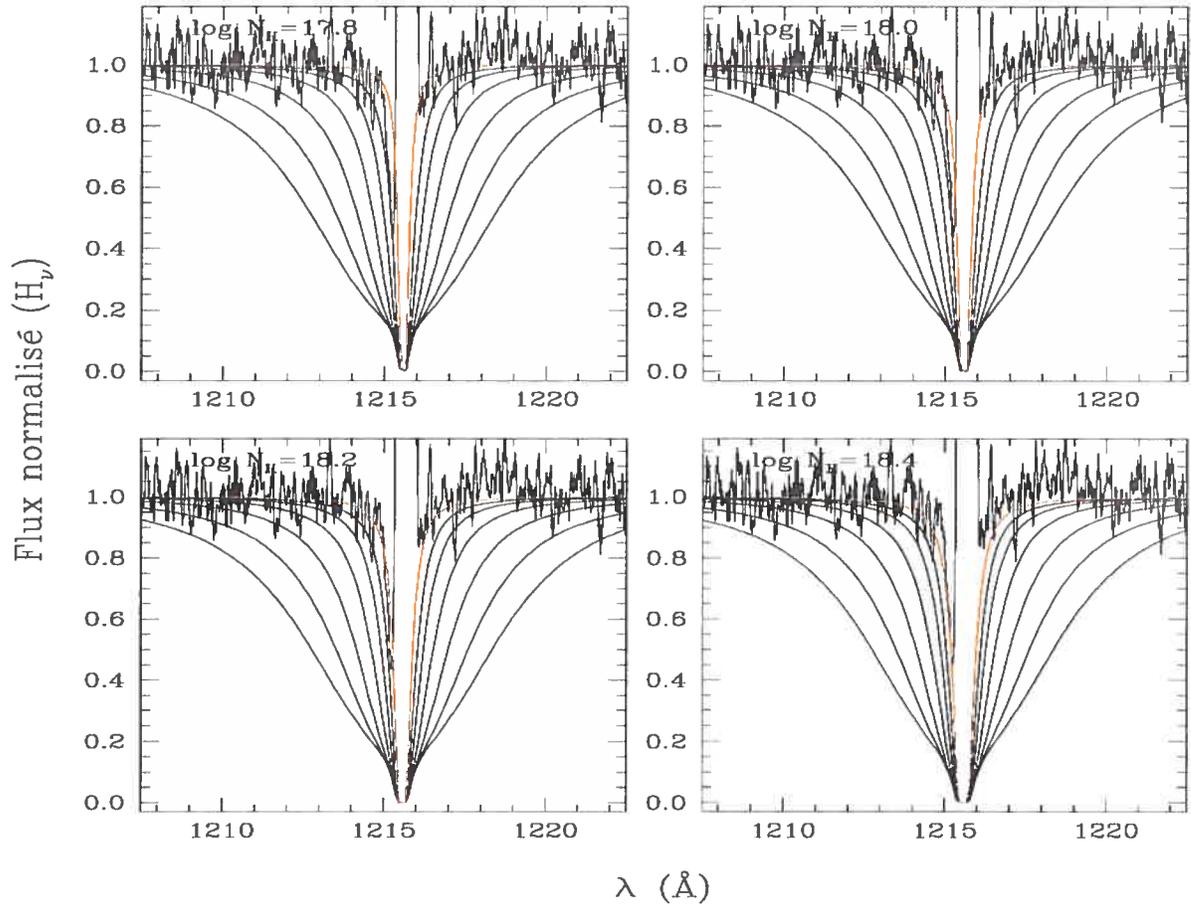


FIGURE 6.16 – Combinaison des profils $L\alpha$ photosphériques (Beauchamp) et interstellaires pour GD 358. Les modèles sont caractérisés par $T_{\text{eff}} = 24.000$, $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -2.5$ à -5.0 (0.5). Le trait rouge est le profil interstellaire pur.

6.20 et 6.22). On ne peut cependant pas déterminer de température effective à partir des raies à 1329 \AA pour ces abondances (fig. 6.19 et 6.21). Les observations FUSE de ces objets, comme celle de GD 190 déjà obtenue (Petitclerc et al. 2002), devraient permettre de raffiner ces déterminations.

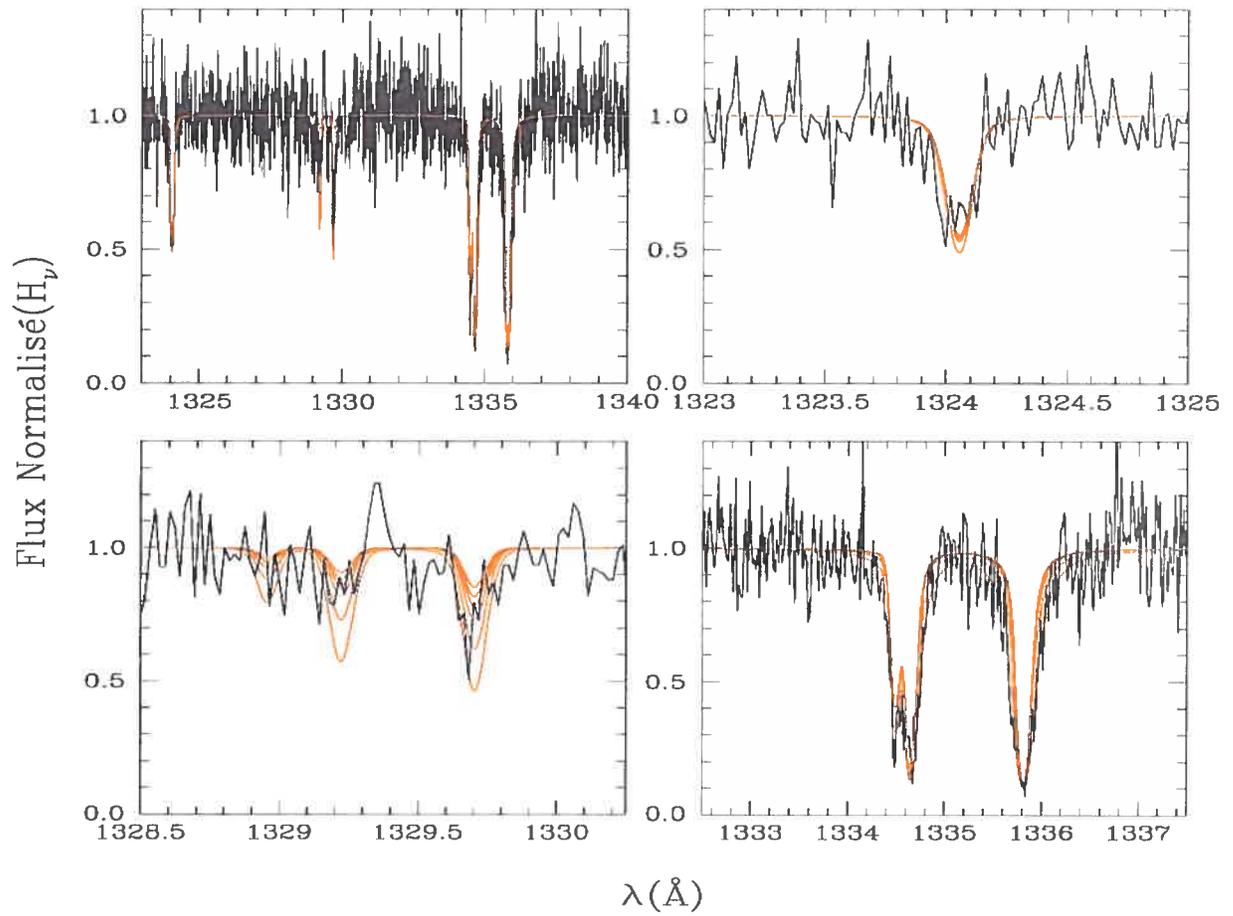


FIGURE 6.17 – Comparaison des raies de carbone de GD 190 avec des spectres synthétiques (SYNSPEC) entre 20,000 et 25,000, $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -5.5$ calculés à partir des modèles de Beauchamp.

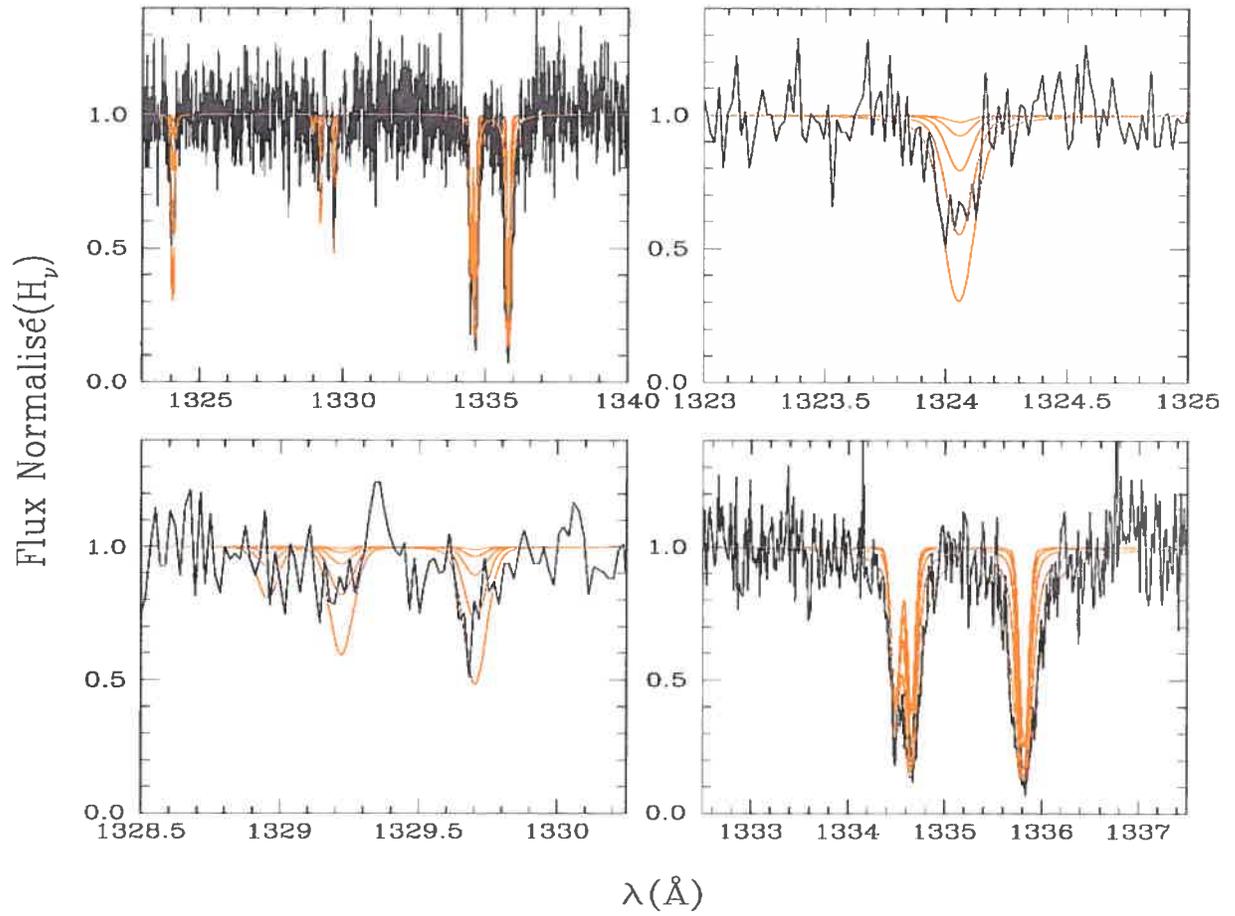


FIGURE 6.18 = Comparaison des raies de carbone de GD 190 avec des spectres synthétiques (SYNSPEC) à 22,000 K avec $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -5.0$ à -7.0 (0.5) calculés à partir des modèles de Beauchamp.

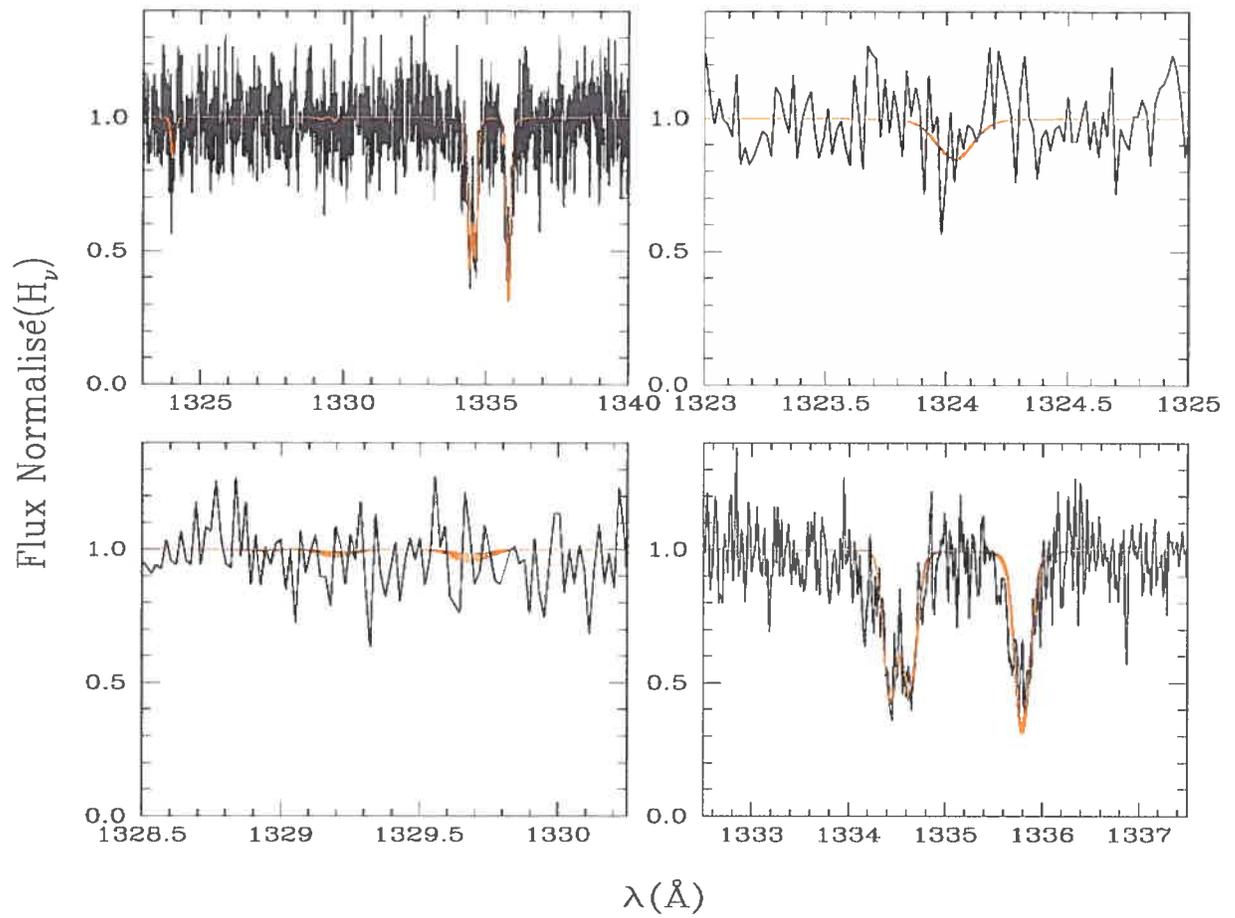


FIGURE 6.19 – Comparaison des raies de carbone de GD 358 avec des spectres synthétiques (SYNSPEC) entre 23,000 et 27,000. $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -6.0$ calculés à partir des modèles de Beauchamp.

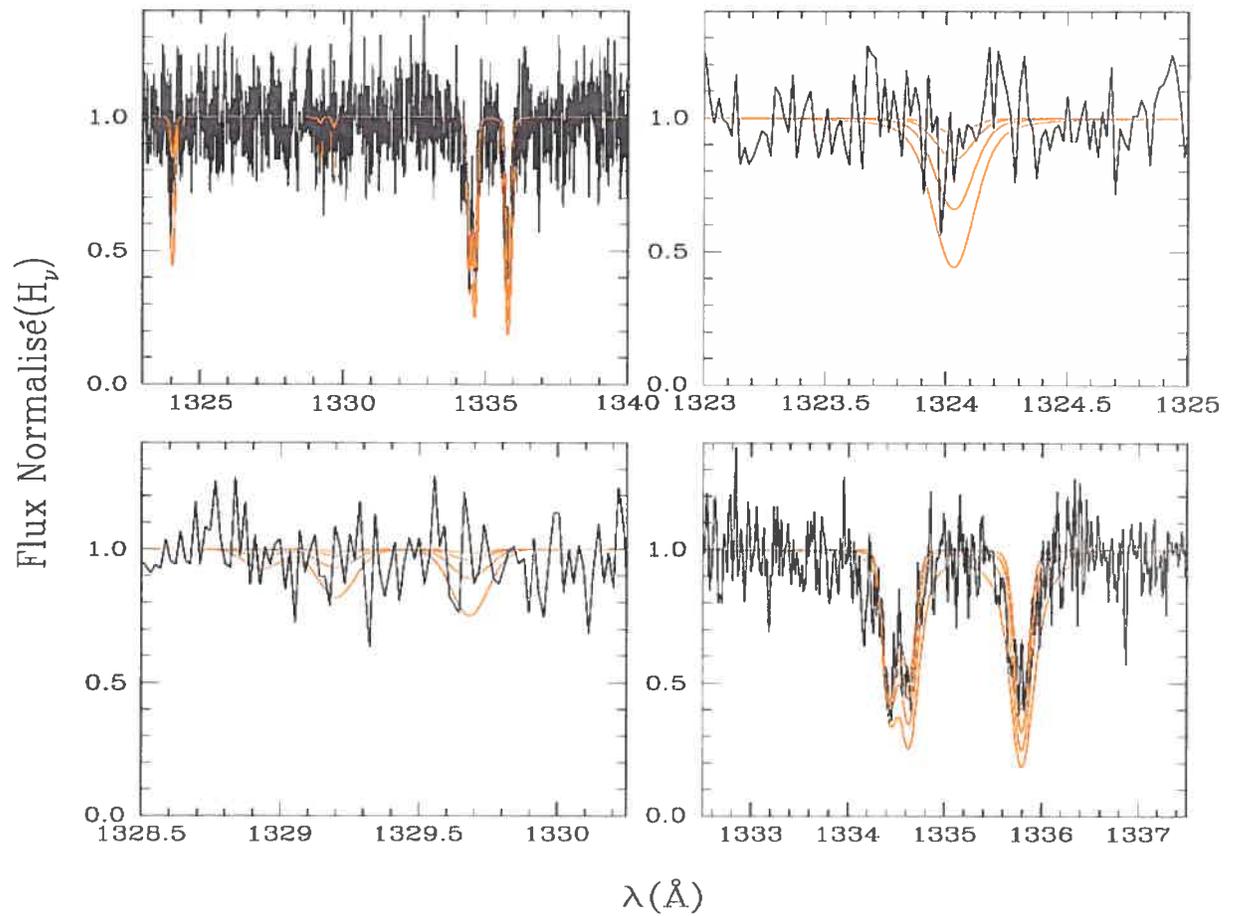


FIGURE 6.20 – Comparaison des raies de carbone de GD 358 avec des spectres synthétiques (SYNSPEC) à 24.000 K avec $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -5.0$ à -6.5 (0.5) calculés à partir des modèles de Beauchamp.

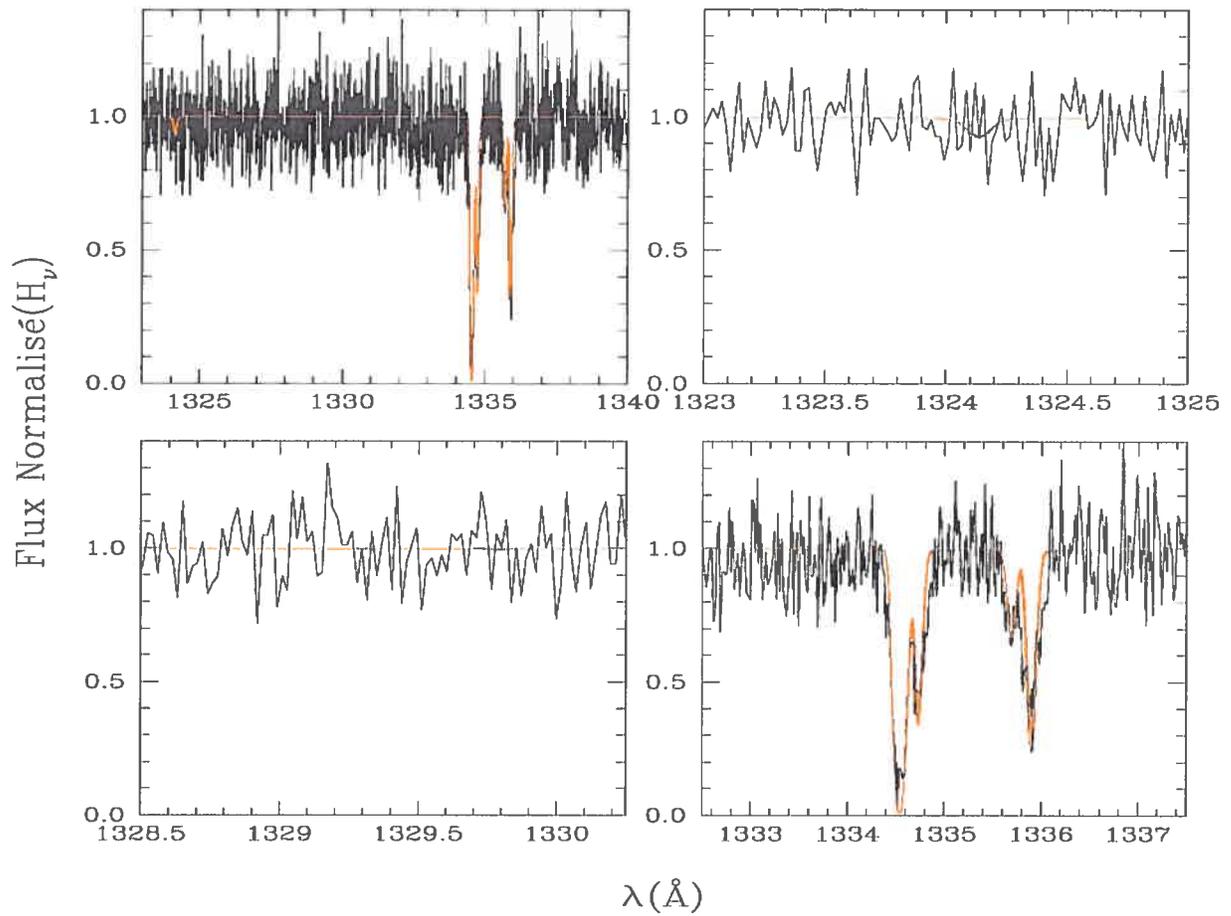


FIGURE 6.21 = Comparaison des raies de carbone de PG 0112+104 avec des spectres synthétiques (SYNSPEC) entre 27,000 et 31,000, $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -6.5$ calculés à partir des modèles de Beauchamp.

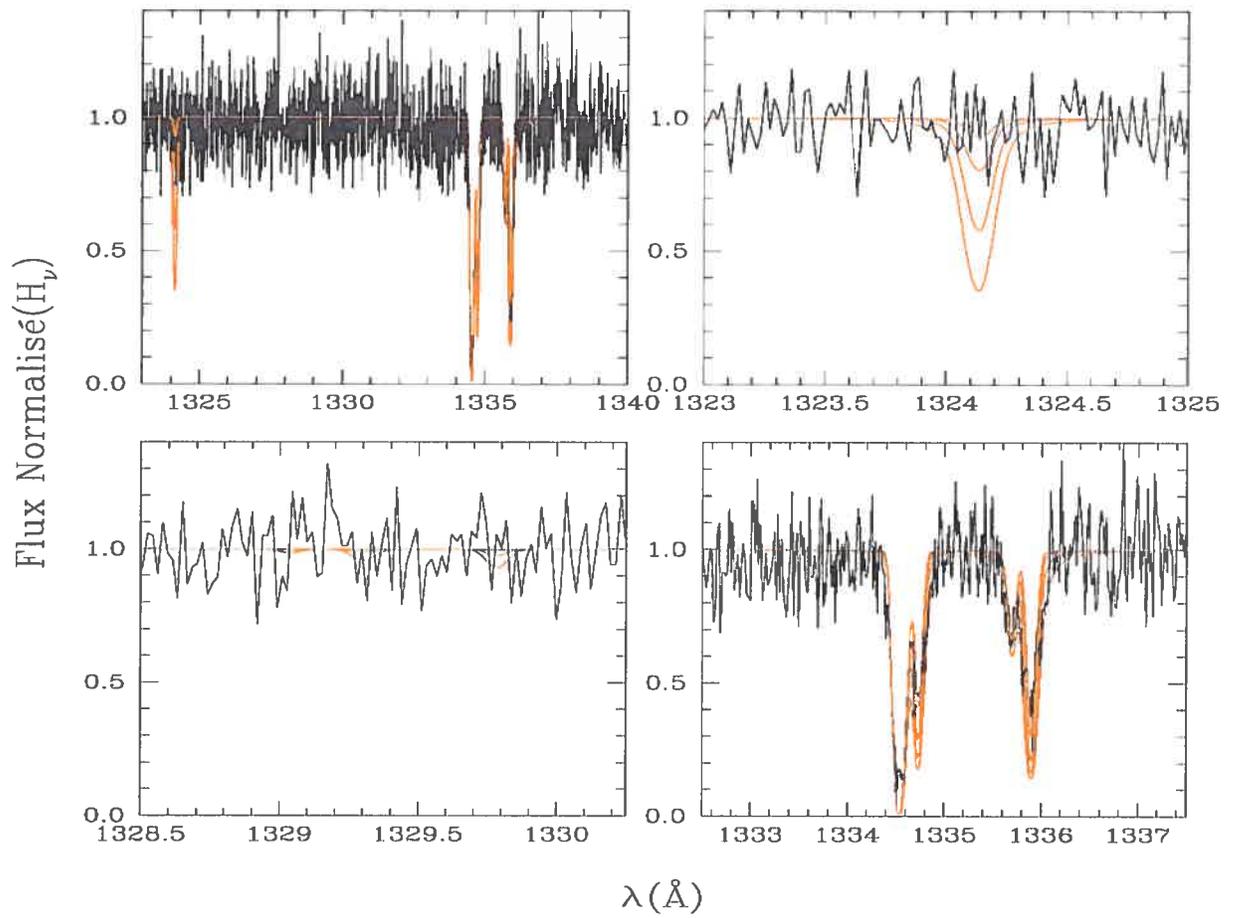


FIGURE 6.22 = Comparaison des raies de carbone de PG 0112+104 avec des spectres synthétiques (SYNSPEC) à 30.000 K avec $\log N(\text{C})/N(\text{He}) = -5.0$ à -6.5 (0.5) calculés à partir des modèles de Beauchamp.

6.7 Raie d'He II $\lambda 1640$

La raie d'hélium II à 1640 Å peut également être utile afin de contraindre la température effective de nos objets. Cette région est couverte par l'instrument GHRS pour les étoiles PG 0112+104 (fig 6.23) et PG 1654+160. Malheureusement, la résolution de ces spectres n'est pas suffisante et aucune contrainte supplémentaire ne peut être apportée. Dans le cas de GD 358, une autre observation GHRS est disponible (fig. 5.7). L'analyse de cette raie par Provencal et al. (1996) donne $27,000 \pm 1,000$ K (fig. 6.24). Cette valeur est beaucoup plus élevée que celle obtenue pour le spectre visible avec un modèle d'hélium pur (24,900 K). Notre réanalyse de ces données à l'aide des modèles de Beauchamp et de SYNSPEC ne permet cependant pas d'apporter de contrainte supplémentaire sur la température effective, puisque le spectre est très bruyant (fig. 6.25). On peut toutefois être tenté d'exclure les hautes températures puisque le spectre ne semble pas montrer la légère dépression que l'on observe dans les modèles pour $T_{\text{eff}} \geq 26,000$. Cependant, nos spectres synthétiques semblent différents de ceux utilisés par Provencal et al. (1996), qui sont issus d'une grille calculée il y a plusieurs années déjà par Thejll et al. (1991). Dans nos spectres, les ailes de la raie sont beaucoup moins prononcées et le coeur est plus étroit. L'origine de ces différences n'a pas été identifiée. Quoiqu'il en soit, il semble que, de notre côté, nous ne soyons pas en mesure d'établir de contrainte supplémentaire intéressante à partir de la raie d'He II $\lambda 1640$.

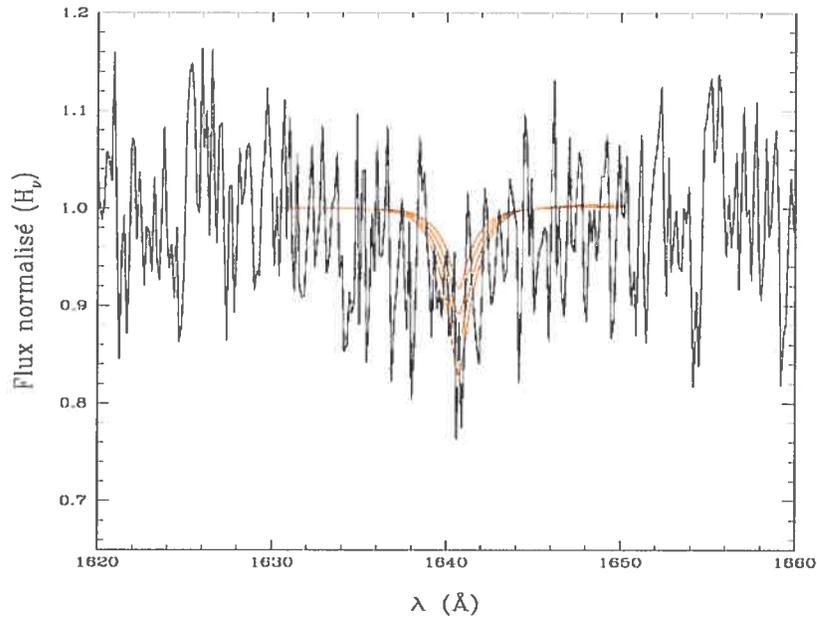


FIGURE 6.23 – Spectres synthétiques entre 28.000 et 31.000 K (1.000 K) superposés à l’observation GHR de PG 0112+104 dans la région autour de He II λ 1640. Les spectres synthétiques sont convolués avec une gaussienne de 0.65 Å pour simuler la résolution instrumentale puis décalés de 0.25 Å, ce qui correspond à la vitesse photosphérique de 44 km/s obtenue à partir des raies de carbone.

6.8 Résultats pour PG 0112+104

Dans cette section, nous allons profiter de la grande couverture spectrale disponible pour PG 0112+104 afin de contraindre simultanément la température effective et l’abondance d’hydrogène de cet objet. Le but de l’exercice est de trouver une température effective qui, pour une abondance donnée, soit cohérente avec toutes les régions spectrales observées. Nous utilisons la distribution d’énergie ultraviolette, le profil $L\alpha$, le spectre visible et la région $H\alpha$.

En premier lieu, nous déterminons la température et la gravité de surface à partir du visible pour des abondances d’hydrogène entre $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -5.0$ et -2.5 (voir section 6.3). Nous fixons ensuite la gravité de surface à la valeur obtenue dans le visible et redéterminons la température effective à partir de la distribution d’énergie ultraviolette pour le même interval d’abondance d’hydrogène. La distribution d’énergie a préalablement été dérougée pour tenir compte de l’extinction du milieu interstellaire (voir section 6.4.1). Des incertitudes de l’ordre de 500 et 1.500 K sont respectivement associées à la détermination de la température à

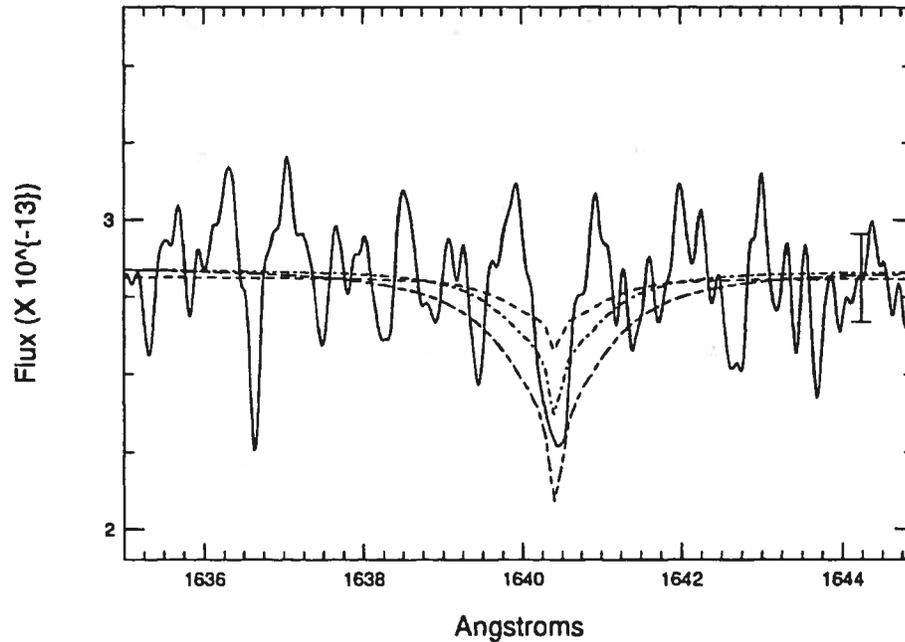


FIG. 2.—The 1640.43 Å He II feature, with an equivalent width of ≈ 100 mÅ and a central velocity of 0 km s^{-1} . Comparisons with models at 25,000, 27,500, and 30,000 K give $T_{\text{eff}} = 27,000 \pm 1000 \text{ K}$.

FIGURE 6.24 – Figure 2 de Provencal et al. (1996)

partir du visible et de la distribution d'énergie. Finalement, nous utilisons les contraintes sur l'abondance d'hydrogène en fonction de la température obtenues à partir des observations de $H\alpha$ et $L\alpha$ (section 6.2 et 6.5). Lorsque l'on combine toute ces informations dans le plan $T_{\text{eff}}\text{-log } N(\text{H})/N(\text{He})$ (fig. 6.26), on arrive à délimiter une région compatible avec toute les observations. Le couple $T_{\text{eff}}\text{-log } N(\text{H})/N(\text{He})=(30,000;-3.8)$ permet d'accomoder raisonnablement l'ensemble de nos données.

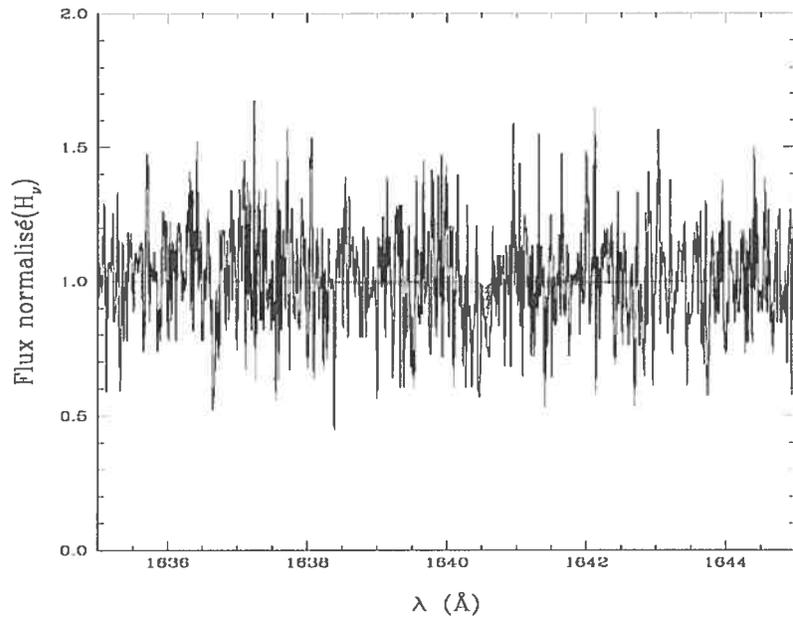


FIGURE 6.25 – Spectres synthétiques entre 23.000 et 27.000 K (1.000 K) superposés à l’observation de Provencal et al. (1996) dans la région autour de He II λ 1640.

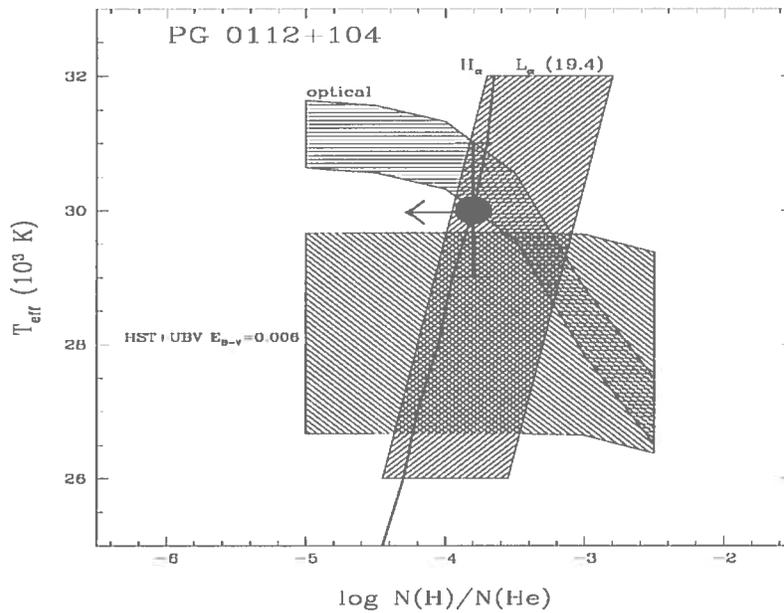


FIGURE 6.26 - Régions permise dans le plan $T_{\text{eff}}-\log N(\text{H})/N(\text{He})$. Les traits hachurés représentent les incertitudes. La région à droite du trait plein n’est pas permise en raison de l’absence de la raie $\text{H}\alpha$.

6.8.1 Pulsation de PG 0112+104

Les DB variables (V777 Her) se situent toutes dans une étroite bande d'environ 3,000 K de largeur le long de la séquence de refroidissement. Cette bande d'instabilité comprend actuellement neuf étoiles, toutes avec des températures effectives entre environ 22,000 et 25,000 K (Beauchamp et al. 1999). On ne s'attend donc pas à ce que PG 0112+104, qui a environ 30,000 K, soit une étoile variable. D'ailleurs, Robinson & Winget (1983) trouvent une limite de 0.6% à l'amplitude maximale des variations. Plus récemment, Kawaler et al. (1994) ont obtenu des observations avec le HSP (High Speed Photometer) sur HST. Aucun signe de la possible présence de pulsation n'a été observé, tel qu'attendu pour une DB si chaude.

Shipman et al. (2002) ont récemment annoncé qu'ils avaient observé en octobre 2001 (30 heures avec le 2.1 m du McDonald Observatory) des pulsations de faibles amplitudes chez PG 0112+104 (0.083% à 168.98 s et 0.087% à 197.76 s). Intrigué par cette annonce, nous avons demandé à G. Fontaine et S. Charpinet d'observer cette étoile lors de leur mission de Juillet 2002 au CFHT (3.6 m). Ils ont observé PG 0112+104 pendant 3650 s avec l'instrument LAPOUNE. Les figures 6.27 et 6.28 montrent la courbe de lumière et la transformée de Fourier qu'ils ont obtenues. La transformée de Fourier montre une distribution très plate avec une limite supérieure à l'amplitude des pics de 0.08% pour les périodes comprises entre 20 et 1,200 secondes. L'amplitude maximale de cette observation correspond à ce que Shipman et al. (2002) ont trouvé. Les DB pulsantes connues à ce jour ont toutes des variations d'au moins 0.6%. Ceci, combiné à la température beaucoup trop chaude de PG 0112+104 pour que ses modes de pulsation soient excités par le mécanisme conventionnel, suggère que les pulsations de cette étoile, si elles sont confirmées, sont engendrées par un mécanisme encore inconnu.

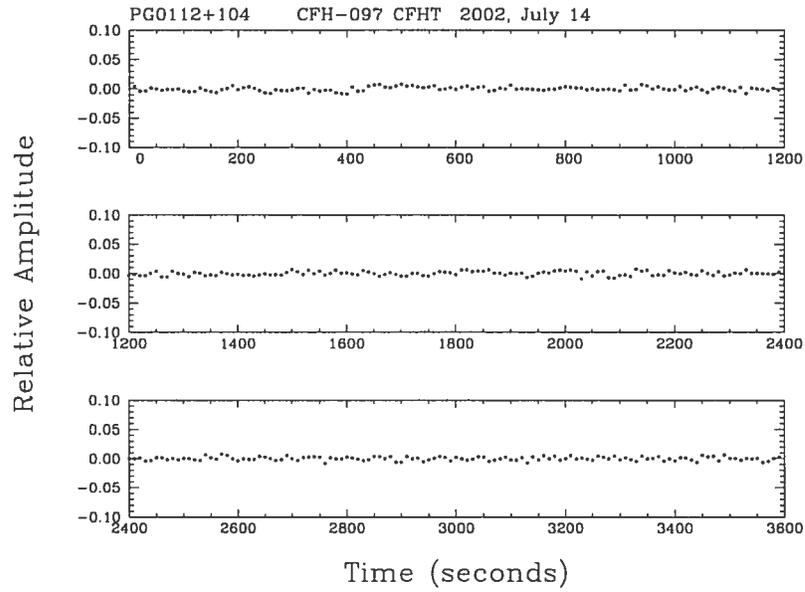


FIGURE 6.27 – Courbe de lumière de PG 0112+104.

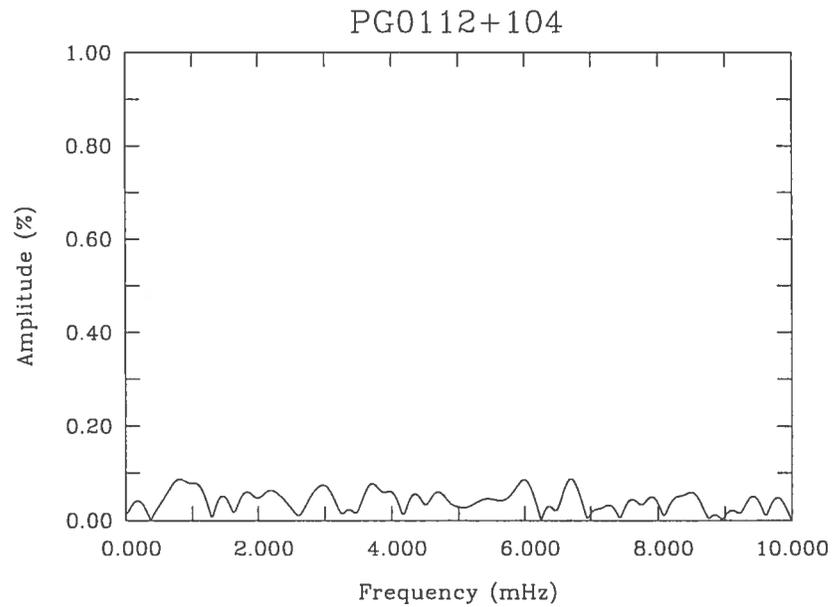


FIGURE 6.28 – Spectre de Fourier de la courbe de lumière de PG 0112+104.

Chapitre 7

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons étudié les propriétés atmosphériques des étoiles naines blanches de type DB. Les principaux aspects traités sont les suivants:

1. Nous avons vérifié à l'aide du code d'atmosphère TLUSTY que les effets hors-ETL sont, contrairement aux résultats de Provencal et al. (2000), négligeables pour l'analyse de ce type d'étoiles. Les modèles d'atmosphère ETL de Beauchamp (1995) demeurent donc toujours valides pour ce genre d'étude.
2. Nous avons étudié un autre aspect confus dans Provencal et al. (2000), soit l'importance de la convection. Nous avons donc confirmé l'importance des différentes paramétrisations de la théorie de longueur de mélange dans l'analyse des étoiles de type DB.
3. Toujours au niveau des modèles, nous avons étudié l'influence de l'abondance d'hydrogène sur la structure thermodynamique et l'efficacité convective.
4. Nous confirmons également que l'abondance d'hydrogène est un paramètre essentiel afin de déterminer correctement les propriétés atmosphériques des étoiles DB chaudes.
5. Nous avons procédé à une comparaison des modèles d'atmosphère TLUSTY avec ceux de Beauchamp (1995). Nous trouvons que les modèles de Beauchamp sont plus appropriés que ceux de TLUSTY pour une étude en ETL. Ils incluent correctement l'opacité des raies d'hélium ainsi que les effets de la convection. Le code SYNSPEC demeure toutefois un outil très utile afin de modéliser les raies d'éléments lourds. On a donc utilisé ce

code afin de générer les profils de raies de carbone et d'hélium à partir des modèles de Beauchamp.

6. Nous avons ensuite généré des spectres synthétiques appropriés à l'étude des régions spectrales d'intérêt pour quatre DB chaudes. Notre échantillon de spectres comprend les étoiles PG 0112+104, PG 1654+160, GD 358 et GD 190. Celles-ci ont été observées dans le visible, autour de $H\alpha$ et dans l'ultraviolet. L'étude spectroscopique de ces différentes régions nous a permis de déterminer les paramètres atmosphériques présentés au tableau 7.1. Les températures et les gravités de surface ont été obtenues à partir des spectres visibles pour une abondance d'hydrogène correspondant à la limite de visibilité de la raie $H\alpha$. La gravité de surface a ensuite été utilisée afin de trouver la température effective à partir de la pente de la distribution d'énergie.
7. Nous avons également refait l'analyse des raies de carbone pour les trois étoiles de Provencal et al. (2000). Nous avons alors utilisé des modèles et des températures effectives plus appropriés afin de déterminer l'abondance de carbone pour PG 0112+104, GD 358 et GD 190. L'évidence de mouvements horizontaux pour PG 0112+104 et GD 358 suggérée par Provencal et al. (2000) peut maintenant être rejetée suite à notre analyse en annexe (Dufour et al. 2002).

TABLEAU 7.1 – Températures effectives, gravités et abondances d'hydrogène et de carbone.

Nom	$T_{\text{eff}}^{\text{vis}}; \log g; \log N(\text{H})/N(\text{He})$	$T_{\text{eff}}^{\text{UV}}$	$H\alpha$	$L\alpha$	$\log N(\text{C})/N(\text{He})$
PG 0112+104	30600; 7.81; -3.8	28200	<-3.8	<-3.8	-6.5
PG 1654+160	27300; 7.96; -4.2	25600	...	x	...
GD 358	24200; 7.91; -4.5	24800	<-4.5	<-5.0	-6.0
GD 190	21200; 8.02; -5.0	22500	<-5.0	<-5.0	-5.5

8. Finalement, nous avons profité de la grande couverture spectrale de PG 0112+104 afin de contraindre simultanément la température effective et l'abondance d'hydrogène. En combinant les informations contenues dans le spectre visible, la région $H\alpha$, le profil $L\alpha$ et la distribution d'énergie, nous trouvons qu'une température effective de 30,000 K avec une abondance limite d'hydrogène de $\log N(\text{H})/N(\text{He}) = -3.8$ permet de bien accommoder l'ensemble de nos données.

Les abondances d'hydrogène et de carbone obtenues dans ce travail doivent maintenant être interprétées et mises en contexte avec les différentes théories sur l'évolution des étoiles de type DB. La théorie la plus populaire afin d'expliquer l'absence d'étoiles riches en hélium dans la brèche des DB propose que lorsqu'une DO atteint 45,000 K, une mince couche opaque d'hydrogène flotte à la surface de l'étoile faisant paraître l'objet comme une DA. Lorsque l'étoile a refroidi à environ 30,000 K, la zone de convection d'hélium se développe et mélange l'hydrogène accumulé en surface avec la couche d'hélium. L'étoile montre alors à nouveau des raies d'hélium et est classée DB. La masse d'hydrogène nécessaire afin de masquer l'hélium dans la brèche des DB est d'environ $q(\text{H}) \sim 10^{-15} M_{\star}$. À partir des températures et des limites sur l'abondance d'hydrogène déterminées dans ce travail, nous pouvons estimer la fraction de masse d'hydrogène pour trois de nos objets. Les fractions de masse d'hydrogène ont été calculées à partir des fractions de masse de la zone de convection de Benvenuto & Althaus (1997) pour $0.6 M_{\odot}$ ainsi qu'avec les modèles de Brassard & Fontaine (1994) pour les paramètres du tableau 7.1. On remarque (tableau 7.2) que les fractions de masse dérivées ainsi sont plus petites que la valeur requise pour former une DA dans la brèche. Ces trois étoiles auraient dû montrer des raies d'hélium lorsqu'elles avaient entre 45,000 et 30,000 K. Or, il n'y a présentement aucune évidence que de telles étoiles existent dans la nature. Provencal et al. (2000) proposent trois scénarios afin d'expliquer l'absence de DB dans la brèche malgré ces résultats:

1. La quantité d'hydrogène requise afin de masquer l'hélium dans la brèche est moins importante que l'on pense.
2. La théorie de l'évolution chimique et les fractions de masse d'hydrogène calculées sont correctes. Certaines des DB arrivent dans la séquence de refroidissement sous 30,000 K par un autre chemin, toujours inconnu, que celui proposé par le modèle d'évolution chimique.
3. Les hypothèses sur l'efficacité convective et le mélange qui en résulte ne sont pas correctes. Par exemple, on peut réconcilier les valeurs observées avec la théorie de l'évolution chimique si on permet à l'hydrogène de se mélanger dans un plus grand volume que la zone de convection canonique, expliquant de ce fait les faibles abondances de surfaces.

Un autre scénario consiste à considérer la diffusion. Si les PG 1159 sont les précurseurs des étoiles riches en hélium, une explication naturelle des masses d'hélium, carbone et hydrogène dans les DB est possible en supposant que la diffusion de ces éléments explique l'évolution des PG 1159 en DO (Dehner & Kawaler 1995). L'argument principal des détracteurs de cette théorie est que les temps de diffusion sont beaucoup trop rapides, dus à la grande gravité de surface des naines blanches, pour rendre compte des abondances observées. Cependant, l'ajout d'un vent stellaire pourrait ralentir la diffusion suffisamment pour expliquer les abondances de carbone et d'hydrogène dans les DB. Il faut cependant aussi tenir compte des taux d'accrétion dans le milieu interstellaire, ce qui vient compliquer davantage l'analyse de l'évolution de ces étoiles. Il faudra attendre que des modèles fiables de ce scénario soient élaborés pour confirmer cette hypothèse. En attendant, le mystère à propos des faibles masse d'hydrogène mesurées pour certaines DB chaudes demeure entier.

TABLEAU 7.2 – Fraction de masse d'hydrogène

Nom	$\log N(\text{H})/N(\text{He})$	CGM ¹	ML2 ¹	ML3 ¹	ML2 ²
PG 0112+104	<-3.8	<-18.9	<-17.9	<-16.6	<-17.90
GD 358	<-5.0	<-17.0	<-17.1	<-16.6	<-17.15
GD 190	<-5.0	<-16.8	<-17.0	<-14.6	<-16.65

1 Benvenuto & Althaus (1997)

2 Brassard & Fontaine (1994)

Une autre question concerne l'origine du carbone chez les DB et la connection entre celles-ci et les DQ. Pelletier et al. (1986) trouvent que le carbone photosphérique observé pour les DQ provient du dragage du carbone de la queue diffusive vers la surface par la zone de convection d'hélium. Ce mécanisme est efficace entre 10,000 et 16,000 K, ce qui ne permet pas d'expliquer le carbone observé chez les trois DB chaudes de ce travail. Provencal et al. (2000) suggèrent que l'atmosphère des DB chaudes n'est pas en équilibre diffusif. Les mouvements horizontaux seraient responsables d'un mélange substantiel qui apporterait du carbone en surface sans recourir au dragage de la zone de convection. De plus, l'hydrogène serait mélangé profondément, et la masse d'hydrogène serait beaucoup plus grande que ce qu'ils mesurent. Or, il a été démontré clairement dans Dufour et al. (2002) qu'il n'y avait pas de mouvements horizontaux importants chez ces étoiles. L'explication de l'abondance de carbone

et d'hydrogène par un mécanisme quelconque de dragage du carbone en profondeur ne tient pas; un scénario basé sur la diffusion ralentie du carbone semble beaucoup plus prometteur.

Pour conclure, il serait nécessaire d'obtenir des observations à haute résolution pour un plus grand échantillon afin de faire ressortir une relation entre les abondances chimiques et la température effective. Des observations FUSE pour plusieurs DB, déjà proposées, permettront d'obtenir des abondances fiables alors que des observations de $L\alpha$ à haute résolution seraient souhaitables afin de déterminer précisément l'abondance d'hydrogène.

Bibliographie

- Auer, L. H. & Mihalas, D. 1969, *ApJ*, 156, 157+
- Böhm-Vitense, E. 1958, *Zeitschrift Astrophysics*, 46, 108
- Beauchamp, A. 1995, Thèse de doctorat, Université de Montréal
- Beauchamp, A., Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., Saffer, R. A., Liebert, J., & Brassard, P. 1999, *ApJ*, 516, 887
- Benvenuto, O. G. & Althaus, L. G. 1997, *MNRAS*, 288, 1004
- Brassard, P. & Fontaine, G. 1994, in *IAU Colloq. 147: The Equation of State in Astrophysics*, 560
- Burstein, D. & Heiles, C. 1982, *AJ*, 87, 1165
- Dehner, B. T. & Kawaler, S. D. 1995, *ApJ*, 445, L141
- Dreizler, S. & Werner, K. 1996, in *ASP Conf. Ser. 96: Hydrogen Deficient Stars*, 281
- Dufour, P., Wesemael, F., & Bergeron, P. 2002, *ApJ*, 575, 1025
- Fontaine, G., Villeneuve, B., & Wilson, J. 1981, *ApJ*, 243, 550
- Fontaine, G. & Wesemael, F. 1997, in *ASSL Vol. 214: White dwarfs*, 173
- Greenstein, J. L. 1984, *ApJ*, 276, 602
- Hubeny, I. 1988, *Computer Physics Communication (North-Holland Physics Publishing Division)*
- Hubeny, I., Hummer, D. G., & Lanz, T. 1994, *A&A*, 282, 151
- Kawaler, S. D., Bond, H. E., Sherbert, L. E., & Watson, T. K. 1994, *AJ*, 107, 298
- Lanz, T. & Hubeny, I. 1995, *ApJ*, 439, 905

- Liebert, J., Fontaine, G., & Wesemael, F. 1987, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 58, 17
- Liebert, J., Wesemael, F., Hansen, C. J., Fontaine, G., Shipman, H. L., Sion, E. M., Winget, D. E., & Green, R. F. 1986, *ApJ*, 309, 241
- MacDonald, J. & Vennes, S. 1991, *ApJ*, 371, 719
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres /2nd edition/* (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.)
- Morton, D. C. 1991, *ApJS*, 77, 119
- Pelletier, C., Fontaine, G., Wesemael, F., Michaud, G., & Wegner, G. 1986, *ApJ*, 307, 242
- Petitclerc, N., Wesemael, F., Lamontagne, R., Chayer, P., & Kruk, G. 2002, 13th European Conference on White Dwarfs
- Press, W., Flannery, B., Teukolsky, S., & Vetterling, W. 1989, *Numerical Recipes*, 2nd edn. (Cambridge Univ. Press)
- Provencal, J. L., Shipman, H. L., Thejll, P., & Vennes, S. . 2000, *ApJ*, 542, 1041
- Provencal, J. L., Shipman, H. L., Thejll, P., Vennes, S., & Bradley, P. A. 1996, *ApJ*, 466, 1011
- Robinson, E. L. & Winget, D. E. 1983, *PASP*, 95, 386
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73P
- Shipman, H. L., Provencal, J., Riddle, R., & Vuckovic, M. 2002, *American Astronomical Society Meeting*, 200, 0
- Spitzer, L. 1978, *Physical processes in the interstellar medium* (Wiley)
- Thejll, P., Vennes, S., & Shipman, H. L. 1991, *ApJ*, 370, 355
- Wesemael, F., Green, R. F., & Liebert, J. 1985, *ApJS*, 58, 379
- Wesemael, F., Liebert, J., Schmidt, G. D., Beauchamp, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2001, *ApJ*, 554, 1118
- Winget, D. E., Nather, R. E., Clemens, J. C., Provencal, J. L., Kleinman, S. J., Bradley, P. A., Claver, C. F., Dixson, J. S., Montgomery, M. H., Hansen, C. J., Hine, B. P., Birch, P., Candy, M., Marar, T. M. K., Seetha, S., Ashoka, B. N., Leibowitz, E. M., O'Donoghue,

D., Warner, B., Buckley, D. A. H., Tripe, P., Vauclair, G., Dolez, N., Chevreton, M., Serre, T., Garrido, R., Kepler, S. O., Kanaan, A., Augusteijn, T., Wood, M. A., Bergeron, P., & Grauer, A. D. 1994, *ApJ*, 430, 839

IS THERE EVIDENCE FOR ROTATION OR HORIZONTAL MOTIONS IN HOT DB WHITE DWARFS?

P. DUFOUR, F. WESEMAEL, AND P. BERGERON

Département de Physique, Université de Montréal, P.O. Box 6128, Station Centre-Ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada;

Received 2002 April 3; accepted 2002 April 25

ABSTRACT

In a recent analysis of Goddard High Resolution Spectrograph observations of three hot DB white dwarfs, Provencal et al. suggested that the C II $\lambda 1335$ doublet in two such objects is abnormally broadened. This was interpreted as the signature of rotation, or perhaps of pulsation-related horizontal motions, at a velocity of $v \sim 60 \text{ km s}^{-1}$. Our reanalysis of these observations shows that a self-consistent analysis of the observed C II profiles is possible without calling on additional broadening mechanisms. There is thus currently no evidence for significant rotation velocities or horizontal motions in hot DB white dwarfs.

Subject heading: white dwarfs

1. INTRODUCTION

Since the pioneering work of Greenstein & Peterson (1973), it is now well documented that the rotation rates observed in hydrogen atmosphere (DA) white dwarfs are low. As shown in that investigation, the narrow non-LTE (NLTE) core of the H α line represents a valuable diagnostic tool, and its modeling has allowed increasingly stringent limits to be placed on $v \sin i$ on the basis of high-resolution observations of H α . Current limits are of the order of $v \sin i < 15 \text{ km s}^{-1}$ for most objects and of the order of $v \sin i < 45 \text{ km s}^{-1}$ for essentially all of them (Greenstein & Peterson 1973; Greenstein et al. 1977; Pilachowski & Milkey 1984, 1987; Koester & Herrero 1988; Heber, Napiwotzki, & Reid 1997; Koester et al. 1998). This spectroscopic evidence is consistent with the long periods observed in magnetic DA white dwarfs (Schmidt & Nourseworthy 1991) and generally with the limits set by asteroseismology, although some internal consistency problems remain in that area (Koester et al. 1998).

The case for the presence or absence of rotation in DB white dwarfs is somewhat more challenging to make. DB stars are generally fainter and are thus less amenable to high-resolution studies even though Wickramasinghe & Reid (1983) suggested that some may possess sharp cores at 4009, 4026, and 4121 Å. Consequently, the limits secured from the optical are less stringent in DB stars, $v \sin i < 135 \text{ km s}^{-1}$ typically (Wickramasinghe & Reid 1983). More recently, Wesemael et al. (1995) have discussed the possibility that the broad-line DBA star LB 8827 be a fast rotator ($v \sin i \sim 600 \text{ km s}^{-1}$), but the variable circular polarization observed in this object suggested instead that magnetic, rather than rotational, broadening was the missing ingredient of earlier spectroscopic analyses (Wesemael et al. 2001). Observations of additional magnetic DB white dwarfs (Reimers et al. 1998) and of cooler magnetic helium atmosphere objects are too few in number to permit a picture of the rotation rate of DB stars to develop. On the asteroseismological front, the single limit available for a DB star is that of Winget et al. (1994), whose determination of the rotation period of the envelope ($P = 0.89$ days) of the prototypical variable DB star GD 358 translates into a pro-

jected rotation velocity of $v \sin i = 0.7 \text{ km s}^{-1}$. If GD 358 were to be typical of the majority of DB stars, the relatively slow rate of rotation observed in DA stars would be characteristic of all degenerate dwarfs.

The debate concerning the rotation velocity of DB white dwarfs was recently reopened with the suggestion by Provencal et al. (2000) that rotation might be present in two bright, hot DB stars observed with the Goddard High Resolution Spectrograph (GHRS). Their analysis is based on the line profile fitting of photospheric C II transitions observed in the ultraviolet. Because the profiles they analyze have a rather rounded shape, Provencal et al. (2000) suggest that an additional broadening mechanism, which they model as stellar rotation, might be operative. Their fits require projected rotational velocities of the order of 60 km s^{-1} for the stars PG 0112+104 and GD 358. Because the latter is the very star for which a low value of $v \sin i = 0.7 \text{ km s}^{-1}$ is available from asteroseismology, Provencal et al. (2000) suggest that the additional broadening might instead be associated with horizontal surface motions linked to g -mode pulsations. This alternative poses, in itself, a host of new problems, as (1) PG 0112+104 has long been known to be a photometrically constant DB star (Robinson & Winget 1983; Kawaler et al. 1994), (2) it is not clear that the resulting broadened profile would look like a rotationally broadened profile, and (3) in the sole white dwarf where such velocities have been detected, the ZZ Ceti star G29-38, the velocities are of the order of 5 km s^{-1} only (van Kerkwijk, Clemens, & Wu 2000). This value is consistent with the expected horizontal velocity of individual mass elements at the surface of a white dwarf undergoing g -mode pulsations (Robinson, Kepler, & Nather 1982). The third star observed, GD 190, is both cooler and a photometrically constant object (Robinson & Winget 1983), and its C II profiles are, this time, consistent with zero “rotation velocity.”

Intrigued by these inconsistencies and by the current uncertainty shrouding these issues, we have reexamined the evidence surrounding the presence of rotation, or alternatively of horizontal motions, in the three DB white dwarfs analyzed by Provencal et al. (2000). Our reappraisal is presented in § 2, while our conclusions follow in § 3.

2. A REAPPRAISAL OF THE PROVENCAL ET AL. (2000) RESULTS

2.1. The GHRs Data

The ultraviolet GHRs spectra for PG 0112+104, GD 190, as well as pre-COSTAR data on GD 358 were obtained from the Multimission Archive at Space Telescope (MAST). The journal of observations, including image numbers, is given in Table 1 of Provencal et al. (2000). We focus here on the C II $\lambda\lambda 1323, 1335$, and C I $\lambda 1329$ transitions, on which the determination of the rotational velocity of all three objects is based. Further reanalyses of the Ly α profiles and of the hydrogen abundance are underway and will be reported on separately (P. Dufour, F. Wesemael, & P. Bergeron 2002, in preparation). The effective spectroscopic resolving power achieved with the G160M grating is $R = 10,000$ for the pre-COSTAR data on GD 358, and $R = 18,000$ for the post-COSTAR data on PG 0112+104 and GD 190.

The lines observed by Provencal et al. (2000) are the C II $\lambda 1335$ resonance transition, whose bluer component (1334.53 Å) originates from the ground state, while the redder components (1335.66 and 1335.71 Å) originate from an excited fine-structure state located 64 cm^{-1} (or 0.008 eV) above the ground state. Both blue and red components are affected by absorption in the interstellar medium (ISM), the former more so than the latter. In GD 190, a cooler star, the nonresonance C II transition at 1323.9 Å, which originates 9.3 eV above the ground state, is also seen, as well as the resonance C I transition at 1329.3 Å. The unsmoothed archival data in the 1320–1340 Å region, which form the basis of this reanalysis, are displayed in Figure 1.

In our view, many of the problems encountered by Provencal et al. (2000) in their original analysis stem from an apparently excessive smoothing applied to the data prior to fitting. While such smoothing might be useful to reduce the noise level in the region around Ly α , where the line is broad and deep, it tends to degrade the weaker lines like the carbon transitions under study. We show, in Figure 2, the simulated

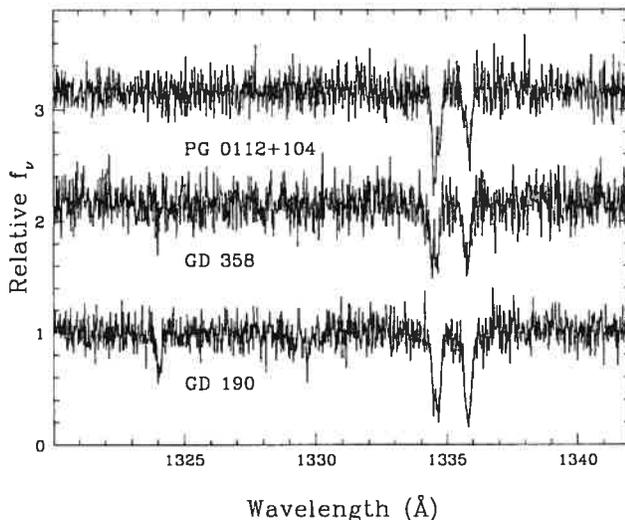


FIG. 1.—Unsmoothed archival GHRs data in the 1320–1340 Å region for three DB stars, in order of decreasing effective temperature from top to bottom. The spectra are normalized, and the top two are offset by 1.1 from the preceding one.

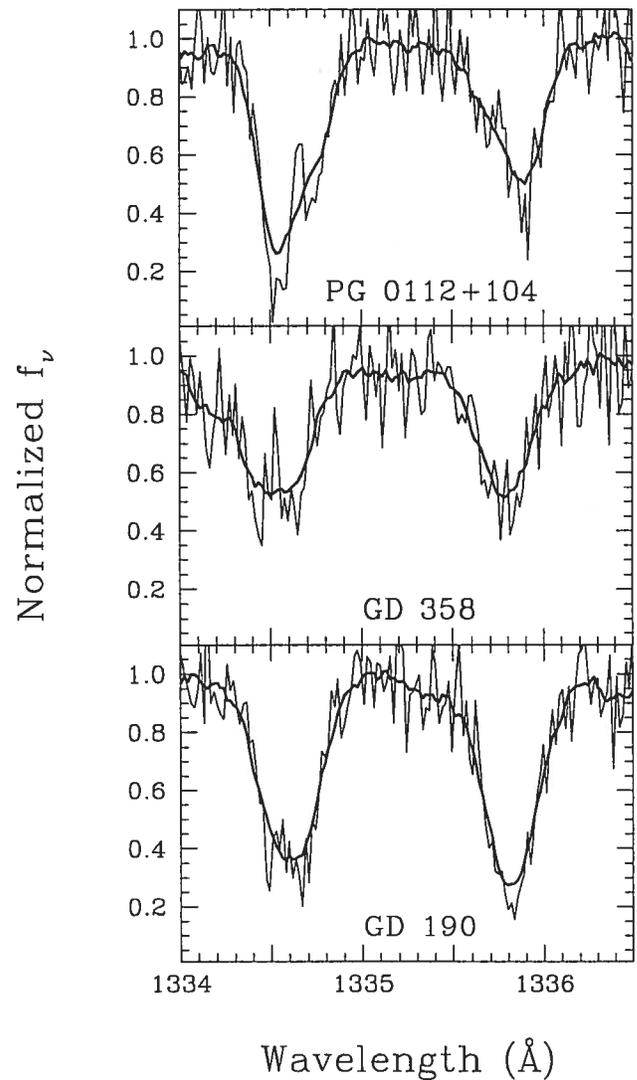


FIG. 2.—Archival GHRs data in the 1334–1337 Å region for PG 0112+104, GD 358, and GD 190. The unsmoothed and smoothed data are superposed.

result of this process for the C II $\lambda 1335$ transition in all three objects. The thin lines show the unsmoothed spectra, already displayed in Figure 1. The thicker lines show our rendition of the spectrum displayed by Provencal et al. (2000). While we do not know the details of the smoothing they applied to their data, our version of this figure is achieved with a simple 13 point moving window average (Press et al. 1992). This choice was motivated by our desire to reproduce the width and depth, as well as the level of visible structure, of the profiles displayed by Provencal et al. (2000). Our smoothed profiles, while not in perfect agreement with theirs, appear similar enough for us to make our point.

For both blue and red components in PG 0112+104, the interstellar (blueward) contribution appears resolved from its photospheric (redward) counterpart. This is the spectrum that we fitted below: the photospheric lines are intrinsically narrow and quite amenable to synthetic spectrum analysis. We also note that the measurement of velocities in PG 0112+104 appears clarified in our unsmoothed data in com-

parison to the situation depicted in Table 2 of Provencal et al. (2000); we find a consistent photospheric velocity $v_p = 44 \text{ km s}^{-1}$ from the two photospheric components of C II $\lambda 1335$. For the ISM, we use the Ly α profile, the interstellar C II components, as well as the N I $\lambda 1200$ triplet, and find a consistent velocity near $v_{\text{ISM}} = 0 \text{ km s}^{-1}$. With smoothing applied, however, the resolved ISM and photospheric components of the bluer feature are blended, while the weak ISM component seen in the redder feature is wiped out, as is also the case in Figures 6 and 7 of Provencal et al. (2000). Remaining is a single feature for both blueward and redward components that is much broader than the photospheric features seen in the original data. Some additional broadening mechanism would undoubtedly be required were one to try to account for the breadth of the smoothed lines.

For their fit to GD 358, Provencal et al. (2000) use only the redder components (1335.66 and 1335.71 Å) of C II $\lambda 1335$, as well as the regions around C I $\lambda 1329$ and C II $\lambda 1324$. These are displayed in their Figures 8–9. No features are seen at either of these last two wavelengths, but these regions are used as a consistency check by Provencal et al. (2000); for their final choice of effective temperature and carbon abundance, the additional broadening they require to match the shape of the “photospheric” C II component at 1335.7 Å is also instrumental in smearing a rather strong C II $\lambda 1324$ line predicted in their fits but not observed in GD 358. Otherwise, the predicted component is too strong. The unsmoothed and smoothed data for both blue and red components of the $\lambda 1335$ feature in GD 358, shown in Figure 2, behave in a manner qualitatively similar to those of PG 0112+104.

The same three spectral regions are used in the fits to GD 190 and are displayed in Figures 4 and 5 of Provencal et al. (2000). In that cooler object, however, the photospheric components of the C II $\lambda 1335$ transitions are sufficiently strong that a level of smoothing comparable to that applied to the two other stars has a reduced impact on the line profile; our ability to fit the spectrum will thus not be impaired by excessive smoothing. This is shown rather clearly in Figure 2; the interstellar component of the blue $\lambda 1334.53$ feature remains visible in the unsmoothed data, but its weaker red counterpart is invisible. From a comparison of the unsmoothed and smoothed data, it can already be anticipated that no additional “rotational broadening” would be required to match synthetic spectra to the smoothed data of GD 190.

2.2. The Model Atmosphere and Synthetic Spectrum Calculations

The models used for the determination of the carbon abundance are calculated with TLUSTY and SYNSPEC, the publicly available model atmosphere codes developed by I. Hubeny (e.g., Hubeny & Lanz 1995). These are not the codes we normally use for our own model atmosphere analyses (e.g., Beauchamp et al. 1999), and we do not aim here to compare and contrast the results generated with both sets of codes. We prefer instead to follow the analysis of Provencal et al. (2000) in order to eliminate the unavoidable differences that the use of different numerical codes or different input physics would cause in the fits. Similarly, we do not wish to reopen here the debate concerning the temperature scale of DB stars; on the basis of their ultraviolet data, Pro-

vincal et al. (2000) argue for effective temperatures of 30,000 K for PG 0112+104, of 27,000 K for GD 358, and of 23,000 K for GD 190. On the basis of fits to their rich optical spectrum, Beauchamp et al. (1999) suggest values of 28,300 K (some hydrogen included), 24,900 K (pure helium), and 21,500 K (pure helium) for the same three objects. The problem of the temperature scale of DB white dwarfs is an important one, and the resolution of these issues will require both a consideration of *all* the data available on individual objects as well as a thorough intercomparison of the results emerging from different codes. That comparison, including a rediscussion of the importance of NLTE effects and of convection in DB stars, will be dealt with in a later contribution (P. Dufour et al. 2002, in preparation).

We made use of version 198 of TLUSTY and of version 43 of SYNSPEC. The models we computed are at $\log g = 8.0$, in NLTE and include convective energy transport. Its parameterization, i.e., the a , b , and c coefficients (see Fontaine, Villeneuve, & Wilson 1981 for definitions), is that built into TLUSTY, namely, that described by Mihalas (1978). In addition, we set $l/H = 2$. For all our models, carbon is included both in TLUSTY and in SYNSPEC. The fluxes from our synthetic spectra were convolved with Gaussians of FWHM of 0.07 Å for PG 0112+104 and of 0.13 Å for GD 358. These correspond to the advertised pre- and post-COSTAR spectroscopic resolving powers.

2.3. The Analysis

We restrict our analysis to the two hottest stars, PG 0112+104 and GD 358, for which rotation or mass motions was invoked by Provencal et al. (2000) to match the observed C II transitions. Figure 3 shows the results we achieve for PG 0112+104 in the regions around the C II $\lambda\lambda 1324$ and 1335 features. The effective temperature is assumed to be $T_{\text{eff}} = 30,000 \text{ K}$, as adopted by Provencal et al. (2000), and we use $\log(\text{H}/\text{He}) = -5$. To match the interstellar component of the feature at 1334.53 Å, we adopt a typical value for the velocity dispersion of $b = 5 \text{ km s}^{-1}$ and determine an optimal column density of ionized carbon $\log N_{\text{C II}} \sim 17.0$. Other values of b are possible, however, and the derived column density of ionized carbon decreases with increasing velocity dispersion (e.g., $\log N_{\text{C II}} \sim 15.0$ for $b = 10 \text{ km s}^{-1}$). This column density, coupled with the neutral hydrogen column density measured by Provencal et al. (2000) from the interstellar Ly α profile, $\log N_{\text{H I}} = 19.5$, yields an abundance ratio $\log(\text{C II}/\text{H I}) \sim -2.5$ (-4.5 if $b = 10 \text{ km s}^{-1}$ is preferred). The features at rest wavelengths of 1335.66 and 1335.71 Å originate from a fine-structure level. In the ISM, that level is populated by electron collisions, and the relative strength of the interstellar $\lambda\lambda 1335.66, 1335.71$ component compared to the interstellar $\lambda 1334.53$ component, which originates from the ground state, is a function of the electron density in the local ISM. Our analysis follows that of Holberg et al. (1999) and Vennes et al. (2000); we derive $\log N_{\text{C II}^*} \sim 13.4$ for velocity dispersions between 5 and 10 km s^{-1} . The ratio of the column density of ionized carbon in the excited state to that in the ground state, coupled to the detailed balancing argument of Vennes et al. (2000), yields a value of $n_e \sim 0.65 \text{ cm}^{-3}$ (or $n_e \sim 0.007 \text{ cm}^{-3}$ for $b = 10 \text{ km s}^{-1}$) for the local ISM on the line of sight to PG 0112+104.

For the photospheric components, we generated synthetic spectra with SYNSPEC, and sample profiles obtained

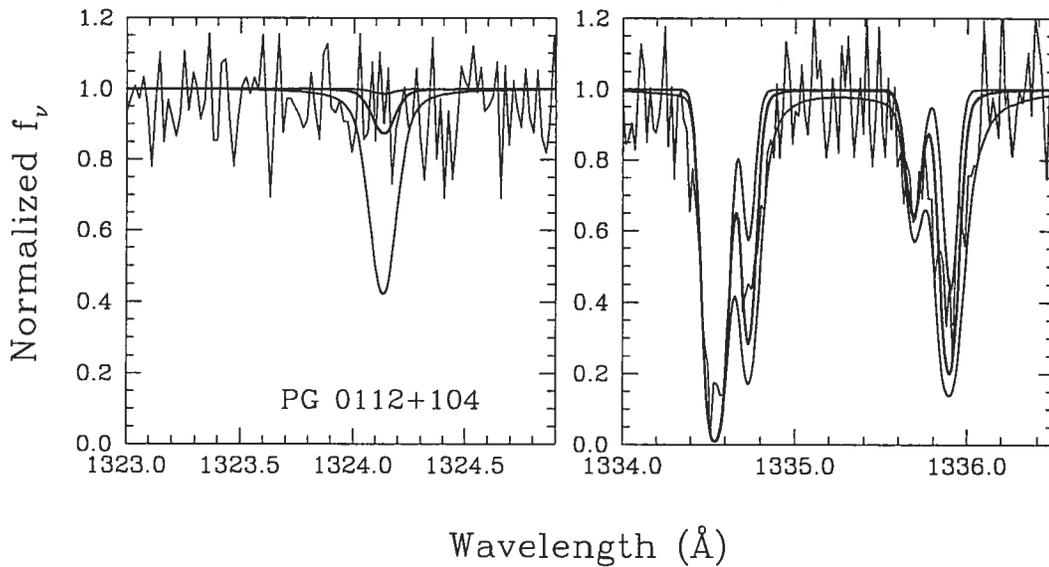


FIG. 3.—Fits to the unsmoothed C II $\lambda\lambda 1324$ and 1335 features in PG 0112+104. The synthetic spectra, calculated at $T_{\text{eff}} = 30,000$ K with SYNSPEC, correspond to, from top to bottom, abundances of $\log(\text{C}/\text{He}) = -7, -6,$ and -5 . The thicker line is the profile at an abundance close to the optimal one, $\log(\text{C}/\text{He}) \approx -6$. For the $\lambda 1335$ features, the blueward ISM components are modeled as described in the text.

for photospheric carbon abundances of $\log(\text{C}/\text{He}) = -7, -6,$ and -5 are shown in Figure 3. Together with our analysis of the ISM components, the intermediate value, $\log(\text{C}/\text{He}) = -6$ fits all the data near 1335 Å (*right panel*) and creates no serious inconsistency with the C II $\lambda 1324$ line (*left panel*), especially considering the fact that we have allowed no variation in T_{eff} or $\log g$ in our fit. That photospheric abundance compares well with that derived by Provençal et al. (2000), namely, $\log(\text{C}/\text{He}) = -5.8$. *There is, however, no need for additional broadening from rotation or horizontal motions*, as both the shape and the strength of the profiles is well reproduced in our calculations.

Our reanalysis of GD 358 follows along the same lines, and our results are displayed in Figure 4. Here, the effective temperature and hydrogen abundance adopted are $T_{\text{eff}} = 27,000$ K and $\log(\text{H}/\text{He}) = -5$, while the required carbon column density is $\log N_{\text{C II}} = 14.0$ for $b = 10$ km s $^{-1}$. Synthetic spectra are displayed for the same carbon abundances as in Figure 3, and the optimal abundance from the fit to the $\lambda 1335$ features is the same as in PG 0112+104, namely, $\log(\text{C}/\text{He}) = -6$. Here as well, no inconsistency is detected near C II $\lambda 1324$ (*left panel*). Furthermore, while our carbon abundance is nearly identical to that of Provençal et al. (2000), $\log(\text{C}/\text{He}) = -5.9$, *no additional broaden-*

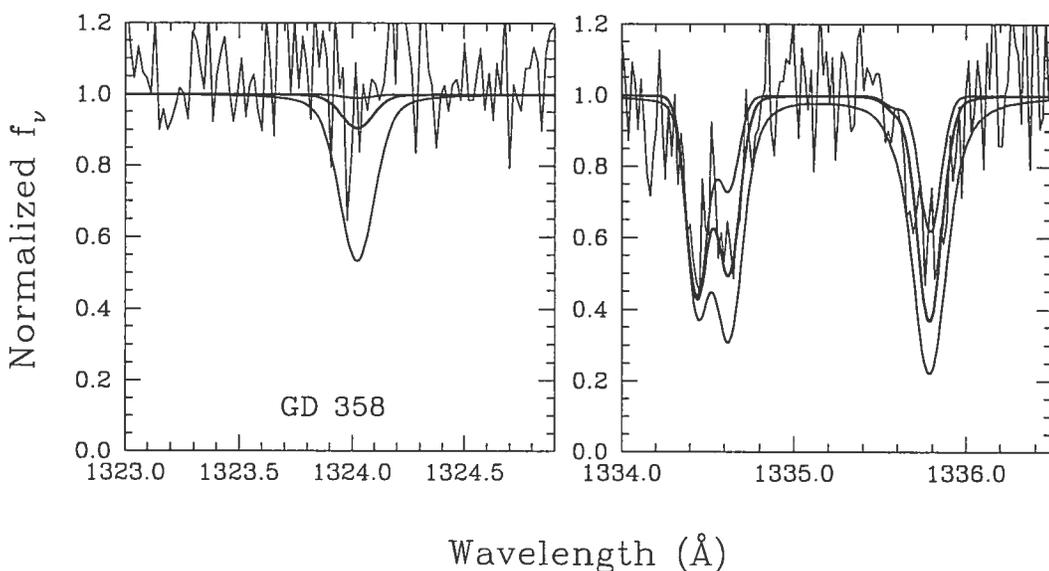


FIG. 4.—Same as Fig. 3, but for GD 358. The temperature here is $T_{\text{eff}} = 27,000$ K.

ing is needed in GD 358 to match the shape and strength of the profiles.

3. CONCLUSIONS

We have reconsidered the conclusions of Provencal et al. (2000) concerning the need for additional broadening to match the observed C II features in the hot DB stars PG 0112+104 and GD 358 and showed that their problems in matching the ultraviolet spectroscopy stem from an apparently excessive amount of smoothing applied to the data prior to fitting. Within the framework of the analysis of Provencal et al. (2000) (i.e., same effective temperatures, comparable hydrogen abundances, and same model atmosphere and spectrum synthesis codes), the abundances we derive are entirely consistent with theirs. However, we require no additional broadening to fit the unsmoothed archival data.

Our analysis also provides a natural explanation for the lack of apparent "rotation velocity" in the cooler star GD 190.

There is thus currently no evidence for rotation or for the presence of horizontal motions with $v \sim 60 \text{ km s}^{-1}$ in the hot DB white dwarfs PG 0112+104 and GD 358. This conclusion does not hinge on, but is nevertheless consistent with, (1) the generally small rotational velocities observed in white dwarfs of all spectral types, (2) the fact that PG 0112+104 is not reported as a pulsating DB white dwarf, and (3) the small surface velocities, of the order of 5 km s^{-1} only, predicted to be associated with g -mode pulsations in white dwarfs.

We are grateful to J. L. Provencal for providing us with some details of the Provencal et al. (2000) analysis. This work was supported in part by the NSERC Canada, by the Fund NATEQ (Québec), and by a FCAR Graduate Fellowship to one of us (P. D.).

REFERENCES

- Beauchamp, A., Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., Saffer, R. A., Liebert, J., & Brassard, P. 1999, *ApJ*, 516, 887
 Fontaine, G., Villeneuve, B., & Wilson, J. 1981, *ApJ*, 243, 550
 Greenstein, J. L., Boksenberg, A., Carswell, R., & Shortridge, K. 1977, *ApJ*, 212, 186
 Greenstein, J. L., & Peterson, D. M. 1973, *A&A*, 25, 29
 Heber, U., Napiwotzki, R., & Reid, I. N. 1997, *A&A*, 323, 819
 Holberg, J. B., Bruhweiler, F. C., Barstow, M. A., & Dobbie, P. D. 1999, *ApJ*, 517, 841
 Hubeny, I., & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
 Kawaler, S., Bond, H. E., Sherbert, L. E., & Watson, T. K. 1994, *AJ*, 107, 298
 Koester, D., Dreizler, S., Weidemann, V., & Allard, N. F. 1998, *A&A*, 338, 612
 Koester, D., & Herrero, A. 1988, *ApJ*, 332, 910
 Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres* (2d ed.; San Francisco: Freeman)
 Pilachowski, C. A., & Milkey, R. W. 1984, *PASP*, 96, 821
 ———. 1987, *PASP*, 99, 836
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN* (2d ed.; Cambridge: Cambridge Univ. Press), 644
 Provencal, J. L., Shipman, H. L., Thejll, P., & Vennes, S. 2000, *ApJ*, 542, 1041
 Reimers, D., Jordan, S., Beckmann, V., Christlieb, N., & Wisotzki, L. 1998, *A&A*, 337, L13
 Robinson, E. L., Kepler, S. O., & Nather, R. E. 1982, *ApJ*, 259, 219
 Robinson, E. L., & Winget, D. E. 1983, *PASP*, 95, 386
 Schmidt, G. D., & Norsworthy, J. E. 1991, *ApJ*, 366, 270
 van Kerkwijk, M. H., Clemens, J. C., & Wu, Y. 2000, *MNRAS*, 314, 209
 Vennes, S., Polomski, E. F., Lanz, T., Thorstensen, J., Chayer, P., & Gull, T. R. 2000, *ApJ*, 544, 423
 Wesemael, F., Beauchamp, A., Liebert, J., & Bergeron, P. 1995, in *White Dwarfs*, ed. D. Koester & K. Werner (Berlin: Springer), 200
 Wesemael, F., Liebert, J., Schmidt, G. D., Beauchamp, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2001, *ApJ*, 554, 1118
 Wickramasinghe, D. T., & Reid, N. 1983, *MNRAS*, 203, 887
 Winget, D. E., et al. 1994, *ApJ*, 430, 839

