



**HAL**  
open science

# Systemes Lorentziens Lyman-alpha à grand décalage spectral: Etude de l'hydrogène moléculaire

Pasquier Noterdaeme

► **To cite this version:**

Pasquier Noterdaeme. Systemes Lorentziens Lyman-alpha à grand décalage spectral: Etude de l'hydrogène moléculaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00414784

**HAL Id: tel-00414784**

**<https://theses.hal.science/tel-00414784>**

Submitted on 10 Sep 2009

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE  
PARIS VI

Spécialité

ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

**SYSTÈMES LORENTZIENS LYMAN- $\alpha$  À GRAND DÉCALAGE SPECTRAL :  
ÉTUDE DE L'HYDROGÈNE MOLÉCULAIRE**

**Pasquier NOTERDAEME**

sous la direction de Patrick PETITJEAN et Cédric LEDOUX

Présentée et soutenue publiquement le 5 novembre 2008

Jury :

Patrick	BOISSÉ	<i>Président</i>
Johan	FYNBO	<i>Rapporteur</i>
Paolo	MOLARO	<i>Rapporteur</i>
Patrick	PETITJEAN	<i>Directeur de thèse</i>
Evelyne	ROUEFF	<i>Examinatrice</i>
Geneviève	SOUCAIL	<i>Examinatrice</i>

---

Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis bd Arago, 75014 Paris, France  
European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Santiago 19, Chile









## Résumé

Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  à grand décalage spectral, observés en absorption sur la ligne de visée de quasars, sont les signatures spectrales du milieu interstellaire dans l'Univers lointain. Peu d'outils sont cependant à notre disposition pour comprendre les propriétés physiques des objets associés. Une technique qui se base sur de la physique bien comprise et qui a été largement appliquée au milieu interstellaire local est l'étude de l'hydrogène moléculaire. Les propriétés radiatives et collisionnelles spécifiques de cette molécule en font une sonde très sensible aux conditions physiques du gaz.

Dans cette thèse, j'étudie la présence d'hydrogène moléculaire dans le milieu interstellaire à grand décalage spectral en m'appuyant sur un échantillon unique de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  observés à grand rapport signal-à-bruit et haute résolution spectrale. Je présente des travaux dont l'objectif est de comprendre les propriétés et les conditions physiques du gaz neutre associé à ces systèmes (température, densité, composition chimique, fraction moléculaire, contenu en poussières, intensité du champ de radiation incident).

J'effectue en parallèle une recherche systématique et une étude statistique des systèmes Lorentziens afin de mesurer le contenu en gaz neutre de l'Univers, caractériser sa distribution et son évolution au cours du temps et contraindre ainsi la formation des galaxies.

Je montre enfin la possibilité de détecter et d'étudier d'autres molécules telles que l'hydrogène moléculaire deutéré et le monoxyde de carbone dans le milieu interstellaire à grand décalage spectral. Les outils d'analyse automatique de spectres développés dans cette thèse ont conduit à la première détection de CO dans un tel milieu, ouvrant la voie à l'astrochimie du milieu interstellaire dans l'Univers lointain.

mots-clés : cosmologie - quasars - systèmes d'absorption - milieu interstellaire - hydrogène moléculaire - molécules

## Abstract

High redshift Damped Lyman- $\alpha$  systems, observed in absorption on the line of sight to background quasars, are the spectral signatures of the interstellar medium in the distant Universe. However, few tools are available to understand the physical properties of the associated objects. A technique that relies on well-understood physics and has been widely applied to the local interstellar medium is the study of molecular hydrogen. The specific radiative and collisional properties of this molecule make it a very sensitive probe of the physical conditions in the gas.

In this thesis, I study the presence of molecular hydrogen in the interstellar medium at high redshift, from a unique sample of Damped Lyman- $\alpha$  systems observed at high signal-to-noise ratio and high spectral resolution. Subsequent work aim to investigate the properties of and physical conditions in the neutral gas associated to these systems (temperature, density, chemical composition, molecular fraction, dust content, intensity of the radiation field).

In parallel, I perform a systematic search for and a statistical study of Damped Lyman- $\alpha$  systems in order to measure the neutral gas content of the Universe, characterize its distribution and its evolution with cosmic time and therefore constrain galaxy formation.

Finally, I show the possibility of detecting and studying other molecules like deuterated molecular hydrogen and carbon monoxide in the interstellar medium at high redshift. The tools developed in this thesis for automatic analysis of spectra lead to the first detection of CO in such a medium, opening the way to interstellar astrochemistry in the distant Universe.

key words : cosmology - quasars - absorption systems - interstellar medium - molecular hydrogen - molecules

## *Remerciements*

Je suis reconnaissant en tout premier lieu à mes superviseurs, Patrick Petitjean et Cédric Ledoux. L'esprit à la fois critique, synthétique et encourageant de Patrick m'a été d'un soutien extrêmement appréciable tout au long de cette thèse, et il en est évidemment de même avec l'enthousiasme, le perfectionnisme et la grande disponibilité de Cédric. Je remercie également Raghunathan Srikanand avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discussions et échanges par courrier électronique interposé avant de faire enfin sa connaissance pendant la troisième année de thèse. Je tiens à remercier tous les trois de m'avoir intégré dans leur équipe déjà formée et mis sur les rails d'un domaine de recherche passionnant.

Merci à Alain Smette, avec qui j'ai eu la chance de pouvoir travailler avant même de commencer la thèse et tisser des liens amicaux et scientifiques, et à Franck Le Petit pour ses explications très détaillées sur le monde de la modélisation.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Paolo Molaro et Johan Fynbo pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et à Patrick Boissé, Evelyne Roueff et Geneviève Soucail pour avoir consenti à participer au jury.

Un grand merci à tous les astronomes, étudiants, post-doctorants et personnel de l'ESO à Santiago avec qui j'ai passé des moments inoubliables. Merci en particulier à Farid Rahoui pour la cohabitation sereine et les nombreux dépannages informatiques et Eric Jullo avec qui un projet de recherche est en cours.

A Paris, je tiens à remercier Xavier Haubois, pour son amitié et pour m'avoir si gentiment hébergé à plusieurs reprises et Susanna Vergani pour l'animation joviale durant les derniers mois de la thèse.

Je ne saurais trop remercier tous mes amis pour mettre de la bonne humeur au quotidien, et qui, dans tous les cas, incitent à l'humour. Pour certains, la complexité des indices peut rendre cette thèse aberrante. L'écoute, en revanche, ne leur provoque jamais de chaleur. Je les en remercie.

Merci à ma mère, Pascale, pour ses encouragements constants, et à mon père, Pierre-Marie, pour avoir alimenté ma curiosité scientifique en répondant toujours (ou tentant de répondre) à mes questions saugrenues dès l'enfance.

Merci également à mon frère Joaquin et mes soeurs Florie, Mailys et Pélégie pour leur esprit combatif, voulant tout, toujours, tout le temps et dès maintenant.

Merci à ma belle-famille pour m'avoir accueilli et accepté dès la première rencontre. Merci à José-Francisco, Fresia, Karina et Nicolas.

Enfin, mes plus tendres pensées vont naturellement à Lorena, pour son incroyable soutien inconditionnel, sa patience, pour accepter de devenir ma douce compagne et partager la joie de voir grandir ce dont je suis le plus fier aujourd'hui : notre fils Luciano.



# Préface

Jusqu'au début du XX<sup>e</sup> siècle, l'espace entre les étoiles était considéré totalement vide, mis à part dans le système solaire, où la présence de grains de poussière est à l'origine des étoiles filantes. On sait aujourd'hui que le milieu interstellaire constitue un élément clé de la galaxie, comptant pour une fraction importante de sa masse et constituant le berceau des étoiles. Notons cependant que les vides les plus poussés obtenus en laboratoire restent quelques millions de fois plus denses que l'espace interstellaire. Dans les années 1900, plusieurs observations indiquent la présence de gaz entre les étoiles. Hartmann (1904) remarque dans le spectre de  $\delta$  Orionis que la position de raies d'absorptions de calcium reste indépendante du mouvement de l'étoile, ce qui indique la présence d'un nuage de gaz entre l'étoile et la Terre. Des molécules (CN, CH et CH<sup>+</sup>) sont découvertes dans l'espace interstellaire à la fin des années 1930 ouvrant la voie à l'étude chimico-physique du milieu interstellaire. Il faut cependant attendre quarante ans de plus pour que l'hydrogène moléculaire, pourtant de loin la molécule la plus abondante dans l'Univers, soit enfin détecté par Carruthers (1970).

A la même époque, les quasars distants permettent la découverte des raies d'absorption du milieu intergalactique, plusieurs ordres de grandeur moins dense que le milieu interstellaire. Des raies d'absorption très fortes, les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ , sont également présentes dans le spectre des quasars lorsque la ligne de visée traverse le milieu interstellaire d'une galaxie, pouvant être située à plusieurs milliards d'années-lumière de la Terre.

La première détection d'hydrogène moléculaire dans un de ces systèmes n'apparaît que quelques années plus tard (Levshakov & Varshalovich, 1985) et reste pendant longtemps la seule observation de cette molécule dans l'Univers lointain, jusqu'à la recherche systématique d'hydrogène moléculaire entamée par Petitjean, Srianand, & Ledoux (2000).

Ce travail de thèse a pour but d'apporter une contribution à la compréhension des milieux interstellaires dans l'Univers lointain et jeune, à la fois en cherchant leur empreinte dans les spectres de quasars et en y recherchant et étudiant H<sub>2</sub> ainsi qu'éventuellement d'autres molécules.



*À Lorena et Luciano*





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>21</b>
1.1	Contexte scientifique . . . . .	21
1.2	Quasars et absorbants . . . . .	27
1.3	Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . . . . .	36
1.4	Propos de la thèse . . . . .	54
<b>2</b>	<b>Hydrogène moléculaire dans les systèmes Lorentziens Lyman-<math>\alpha</math> à grand décalage spectral : le relevé VLT/UVES</b>	<b>57</b>
	Préambule . . . . .	57
	Résumé . . . . .	64
2.1	Introduction . . . . .	65
2.2	Observations et échantillon . . . . .	66
2.3	Commentaires sur des systèmes individuels . . . . .	67
2.4	Population globale . . . . .	68
2.5	Fraction moléculaire . . . . .	71
2.6	L'importance de la poussière . . . . .	71
2.7	Cinématique du gaz . . . . .	78
2.8	Evolution avec le décalage spectral . . . . .	78
2.9	Conclusion . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Modélisation du gaz neutre : diagnostics physiques</b>	<b>87</b>
3.1	Introduction . . . . .	87
3.2	Modèles . . . . .	89
3.3	Détectabilité et abondance de H <sub>2</sub> . . . . .	92
3.4	Excitation des niveaux de structure fine de C I . . . . .	95
3.5	Excitation des niveaux rotationnels de H <sub>2</sub> . . . . .	96
3.6	Conclusion . . . . .	101
<b>4</b>	<b>Conditions physiques dans le milieu interstellaire neutre à <math>z = 2.43</math> sur la ligne de visée de Q 2348–011</b>	<b>105</b>
	Résumé . . . . .	105
4.1	Introduction . . . . .	109
4.2	Observations . . . . .	110
4.3	Le système à $z_{\text{abs}} = 2.4263$ sur la ligne de visée de Q 2348–011 . . . . .	111
4.4	Détermination des paramètres physiques . . . . .	124
4.5	Discussion and conclusions . . . . .	129

<b>5 Mécanismes d'excitation dans des absorbants H<sub>2</sub> récemment découverts : systèmes à faibles fractions moléculaires</b>	<b>133</b>
Résumé . . . . .	134
5.1 Introduction . . . . .	137
5.2 Observations . . . . .	138
5.3 Le système à $z_{\text{abs}} = 2.431$ sur la ligne de visée de Q 2343+125 . . . . .	138
5.4 Le système à $z_{\text{abs}} = 1.989$ sur la ligne de visée de HE 2318–1107 . . . . .	145
5.5 Le système à $z_{\text{abs}} = 2.402$ sur la ligne de visée de HE 0027–1836 . . . . .	150
5.6 Excitation de H <sub>2</sub> sur la ligne de visée de HE 0027–1836 . . . . .	159
5.7 Commentaires sur la métallicité et la déplétion . . . . .	165
5.8 Conclusion . . . . .	168
<b>6 Recherche de systèmes Lorentziens dans le sondage du ciel SDSS</b>	<b>169</b>
6.1 Introduction . . . . .	170
6.2 Lignes de visée . . . . .	173
6.3 Mesure de $N(\text{H I})$ . . . . .	182
6.4 Le gaz neutre à $z > 2.2$ . . . . .	196
6.5 Évolution avec le temps . . . . .	204
6.6 Conclusion . . . . .	211
<b>7 Autres molécules</b>	<b>213</b>
7.1 Introduction . . . . .	213
7.2 Observations . . . . .	214
7.3 Analyse . . . . .	215
7.4 Discussions . . . . .	220
7.5 Conclusion . . . . .	225
<b>8 Conclusions et perspectives</b>	<b>229</b>
8.1 Le gaz neutre à grand décalage spectral . . . . .	229
8.2 L'hydrogène moléculaire à grand décalage spectral . . . . .	230
8.3 Perspectives . . . . .	230
<b>Annexes</b>	<b>235</b>
<b>A Formation des raies</b>	<b>235</b>
A.1 Le profil de Voigt . . . . .	235
A.2 La courbe de croissance . . . . .	236
<b>B Niveaux d'énergie de H<sub>2</sub></b>	<b>239</b>
<b>C SDSS - Spectroscopie</b>	<b>241</b>
<b>D Systèmes Lorentziens Lyman-<math>\alpha</math> du SDSS-DR6</b>	<b>243</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>271</b>

# Liste des tableaux

1.1	Éléments fréquemment observés dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . . . . .	41
2.1	Hydrogène moléculaire et métaux dans les DLAs de l'échantillon UVES . . . . .	83
2.1	continuation . . . . .	84
2.1	continuation . . . . .	85
3.1	Température $T_{01}$ dans les composantes individuelles . . . . .	100
4.1	Transitions utilisées pour contraindre les ajustements de $H_2$ . . . . .	116
4.2	Densités projetées de $H_2$ dans différents niveaux rotationnels . . . . .	117
4.3	Densités projetées des niveaux de structure-fine de C I . . . . .	118
4.4	Densité projetées des métaux de basse ionisation . . . . .	123
4.5	Champs de radiation UV et taux de formation d'étoiles . . . . .	128
4.6	Densités volumiques estimées à partir des populations des niveaux de structure-fine de C I . . . . .	131
5.1	Densités projetées de $H_2$ et de C I dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 2.431$ sur la ligne de visée de Q 2343+125 . . . . .	140
5.2	Densités projetées des métaux de basse-ionisation dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 2.431$ sur la ligne de visée de Q 2343+125 . . . . .	144
5.3	Densités projetées de $H_2$ et C I dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 1.989$ sur la ligne de visée de HE 2318-1107 . . . . .	147
5.4	Densités projetées des métaux de basse-ionisation dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 1.989$ sur la ligne de visée de HE 2318-1107 . . . . .	148
5.5	Densités projetées de $H_2$ et de C I dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 2.402$ sur la ligne de visée de HE 0027-1836 . . . . .	151
5.6	Densités projetées des métaux de basse-ionisation dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 2.402$ sur la ligne de visée de HE 0027-1836 . . . . .	156
5.7	Densités projetées de C II* dans le DLA à $z_{\text{abs}} = 2.402$ sur la ligne de visée de HE 0027-1836 . . . . .	158
5.8	Résumé des abondances . . . . .	166
6.1	Test de fiabilité sur une sélection aléatoire de 100 candidats DLA. . . . .	196
6.2	Paramètres des ajustements à la fonction de distribution $f_{H\text{I}}(N, X)$ . . . . .	199
6.3	Caractéristiques statistiques de l'échantillon de systèmes Lorentziens sans correction de $z_{\text{min}}$ . . . . .	210

---

6.4	Caractéristiques statistiques de l'échantillon de systèmes Lorentziens pour $\delta v = 10\,000 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	210
7.1	Abondances des principaux métaux dans la composante principale . . . . .	217
7.2	Densités projetées dans les composantes individuelles de HD . . . . .	220
C.1	Caractéristiques des spectres du SDSS . . . . .	241

# Liste des figures

1.1	La relation vitesse distance des galaxies telle que publiée par Hubble (1929) . . .	22
1.2	Spectre de corps noir du fond de rayonnement cosmologique . . . . .	22
1.3	Carte du fond diffus de rayonnement cosmologique par WMAP . . . . .	23
1.4	Prédictions de l’abondance des éléments légers . . . . .	23
1.5	Les grandes évolutions de l’Univers depuis le Big Bang . . . . .	25
1.6	Age de l’Univers en fonction du décalage spectral . . . . .	26
1.7	Spectre du quasar CFHQS J2329–0301 . . . . .	28
1.8	Formation des raies d’absorptions dans les spectres des quasars . . . . .	29
1.9	Spectre du quasar 3C 191 . . . . .	29
1.10	Comparaison d’une portion de spectre observé à basse et haute résolutions. . .	30
1.11	Spectre haute résolution (VLT/UVES) du quasar Q 1409+095 . . . . .	31
1.12	Distribution de matière noire à $z = 2$ . . . . .	33
1.13	$f(\text{H I}, X)$ . . . . .	35
1.14	Densité cosmologique de gaz neutre contenu dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . . . . .	39
1.15	Diagramme âge-métallicité dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . . . . .	41
1.16	[Fe/S] en fonction de [Si/S] . . . . .	43
1.17	Abondance relative de N et O en fonction de l’abondance de l’oxygène dans des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . . . . .	45
1.18	Détection de l’émission Ly- $\alpha$ . . . . .	51
1.19	Densité projetée de H I à $z = 3$ à partir d’une simulation SHP . . . . .	53
2.1	Première détection de H <sub>2</sub> dans le milieu interstellaire . . . . .	62
2.2	Détection de H <sub>2</sub> avec UVES à $z_{\text{abs}} = 2.4$ dans le spectre de HE 0027–1836 . .	62
2.3	Distribution des densités projetées d’hydrogène neutre dans les systèmes avec et sans hydrogène moléculaire . . . . .	70
2.4	Densité projetée d’hydrogène neutre vs métallicité des systèmes . . . . .	72
2.5	Distribution des métallicités . . . . .	73
2.6	Fraction moléculaires vs densités projetées totales d’hydrogène . . . . .	75
2.7	Fraction moléculaire vs métallicité . . . . .	76
2.8	Corrélation entre le facteur de déplétion et la métallicité . . . . .	76
2.9	Distribution des facteurs de déplétion . . . . .	77
2.10	$N(\text{H}_2)$ vs $N(\text{Fe})_{\text{dust}}$ . . . . .	77
2.11	Distribution des extensions en vitesse des métaux de basse ionisation . . . . .	79
2.12	Distribution des décalages spectraux . . . . .	80

3.1	Structure en oignon d'une région de photo-dissociation . . . . .	88
3.2	Champs de radiation incidents utilisés dans les modèles . . . . .	91
3.3	Détectabilité de $H_2$ en fonction de la densité volumique du gaz . . . . .	93
3.4	Fraction moléculaire en fonction de la densité du gaz . . . . .	94
3.5	Résultats des modèles en fonction de la densité des grains de poussières . . . . .	95
3.6	Population relative des états excités de structure fine de $CI$ . . . . .	97
3.7	Température $T_{01}$ en fonction de la densité projetée d'hydrogène moléculaire . . . . .	98
3.8	Rapports des densités projetées $N(H_2, J = 4)$ et $N(H_2, J = 0)$ dans les composantes individuelles de $H_2$ . . . . .	102
3.9	Rapport des densités projetées $N(H_2, J = 3)$ et $N(H_2, J = 1)$ dans les composantes individuelles de $H_2$ . . . . .	103
4.1	Portion du spectre normalisé de Q 2348–011 . . . . .	113
4.2	$H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 0$ . . . . .	115
4.3	$H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 1$ . . . . .	115
4.4	$H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 2$ . . . . .	115
4.5	$H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 3$ . . . . .	115
4.6	$H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 4$ . . . . .	115
4.7	$H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 5$ . . . . .	115
4.8	Profil d'absorption de $CI$ . . . . .	119
4.9	Transitions de métaux à basse ionisation . . . . .	120
4.10	Profils d'absorption de $Si\ IV$ et $C\ IV$ . . . . .	121
4.11	Dépletion du fer . . . . .	122
4.12	Diagrammes d'excitations pour les sept composantes de $H_2$ dans le spectre de Q 2348–011 . . . . .	125
4.13	Logarithme du taux de photo-absorption en fonction de $\log N(H_2)/N(CI)$ . . . . .	127
4.14	Analyse des populations relatives des niveaux de structure-fine de $CI$ . . . . .	130
5.1	Ajustement de la raie Lorentzienne Lyman- $\alpha$ à $z_{\text{abs}} = 2.431$ dans le spectre de Q 2343+125 . . . . .	139
5.2	Raies de $H_2$ dans le spectre de Q 2343+125 . . . . .	140
5.3	Portion du spectre normalisé de Q 2343+125 . . . . .	141
5.4	Profils d'absorption de $Si\ IV$ and $C\ IV$ à $z_{\text{abs}} = 2.431$ dans le spectre de Q 2343+125 . . . . .	142
5.5	Profils d'absorption des espèces neutres et faiblement ionisées dans le spectre de Q 2343+125 . . . . .	143
5.6	Ajustement de la raie Lorentzienne Lyman- $\alpha$ à $z_{\text{abs}} = 1.989$ dans le spectre de HE 2318–1107 . . . . .	145
5.7	Profil d'absorption de $H_2$ à $z_{\text{abs}} = 1.98888$ dans le spectre de HE 2318–1107 . . . . .	146
5.8	Raies de structure fine de $CI$ . . . . .	146
5.9	Profils d'absorption des espèces neutres et de basse ionisation dans le spectre de HE 2318–1107 . . . . .	149
5.10	Ajustement de la raie Ly- $\beta$ à $z_{\text{abs}} = 2.402$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	150
5.11	Raies de $H_2$ , $J=0$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	152
5.12	Raies de $H_2$ , $J=1$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	152
5.13	Raies de $H_2$ , $J=2$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	152
5.14	Raies de $H_2$ , $J=3$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	153

5.15	Raies de $H_2$ , $J=5$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	153
5.16	Raies de $H_2$ , $J=4$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	153
5.17	Possible détection de $H_2$ dans le niveau rotationnel $J = 6$ . . . . .	153
5.18	Raies d’absorption du carbone neutre dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	154
5.19	Profils d’absorption des espèces neutre et de basse ionisation dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	155
5.20	Profil d’absorption de $C\ II^*$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	158
5.21	Diagramme d’excitation de $H_2$ à $z_{\text{abs}} = 2.402$ dans le spectre de HE 0027–1836 . . . . .	159
5.22	Paramètre Doppler $b$ en fonction de l’énergie entre les différents niveaux rotationnels . . . . .	161
5.23	Diagramme d’excitation pour des modèles isothermes . . . . .	164
5.24	Diagramme d’excitation pour des modèles d’équilibre thermique . . . . .	165
5.25	Patron de déplétion pour les trois systèmes considérés . . . . .	167
6.1	Illustration du calcul du rapport signal-à-bruit dans la forêt $Ly-\alpha$ que l’on aurait en l’absence d’absorption . . . . .	176
6.2	Spectre de quasar présentant de large raies d’absorption intrinsèques . . . . .	177
6.3	Sensitivité $g(z)$ . . . . .	179
6.4	Illustration de l’effet de la présence d’un DLA sur la détermination de $z_{\text{min}}^0$ . . . . .	179
6.5	Calcul de $\Omega_g^{\text{DLA}}$ en fonction de $\delta v$ . . . . .	181
6.6	Sensitivité $g(z)$ pour $\delta v = 10\,000\text{ km s}^{-1}$ . . . . .	181
6.7	Spectre de quasar présentant un candidat DLA . . . . .	183
6.8	Fonction de corrélation croisée . . . . .	184
6.9	Ajustement des raies d’absorption métalliques . . . . .	185
6.10	Portion du spectre SDSS de J100428+001825 . . . . .	186
6.11	Ajustement de profil Lorentzien . . . . .	186
6.12	Vérification de la nature Lorentzienne du profil . . . . .	187
6.13	DLA présentant une forte raie d’émission dans le coeur du profil . . . . .	188
6.14	Distribution des densités projetées et des décalages spectraux des DLAs du SDSS . . . . .	188
6.15	Exemple 1 - Système Lorentzien avec raies métalliques de basse ionisation . . . . .	190
6.16	Exemple 2 - Système Lorentzien avec raies métalliques de haute ionisation . . . . .	191
6.17	Ex-ample 3 - Système Lorentzien sans raie métallique détectée . . . . .	192
6.18	Comparaison des densités projetées obtenues automatiquement à partir des spectres SDSS avec celles obtenues par ajustement visuel à partir de spectres à haute résolution (VLT/UVES ou Keck/ESI) . . . . .	193
6.19	Comparaison des densités projetées de $N(\text{HI})$ avec celles obtenues pour les mêmes systèmes par Prochaska et al. pour différents intervalles de décalage spectral . . . . .	194
6.20	Comparaison des densités projetées de $N(\text{HI})$ avec celles obtenues pour les mêmes systèmes par Prochaska et al. pour différentes densités projetées . . . . .	195
6.21	Fonction de distribution $f_{\text{HI}}(N, X)$ . . . . .	197
6.22	Absorption Lorentzienne $Ly-\alpha$ à $z_{\text{abs}} = 3.286$ dans le spectre de SDSS J0816+1446 : $\log N(\text{HI}) = 22$ . . . . .	199
6.23	Densité cosmologique de gaz neutre cumulée en fonction de $N_{\text{max}}$ . . . . .	200



6.24	Contribution des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ par intervalle de densité projetée. . . . .	201
6.25	Contribution comparée des systèmes LLS et des DLAs à la masse de gaz neutre contenue dans l'Univers à $z \sim 2.2 - 5$ . . . . .	201
6.26	Incertitude statistique sur la détermination de $\Omega_g^{\text{DLA}}$ à $z \sim 2.2 - 5$ . . . . .	202
6.27	Illustration des effets de la taille de l'échantillon sur la distribution du gaz neutre en fonction de la densité projetée . . . . .	203
6.28	Évolution de la fonction de distribution avec le décalage spectral . . . . .	205
6.29	Incidence des systèmes Lorentziens par unité de distance d'absorption . . . . .	206
6.30	Evolution de $\Omega_g^{\text{DLA}}$ en fonction des différentes corrections . . . . .	207
6.31	Évolution de la densité cosmologique de gaz neutre dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . . . . .	209
7.1	Spectre SDSS de J143912.04+111740.5 . . . . .	214
7.2	Profil des raies d'absorption Ly- $\alpha$ , Ly- $\beta$ et O I $\lambda$ 1302 . . . . .	216
7.3	Profils d'absorption de métaux . . . . .	218
7.4	Raies d'absorption d'hydrogène moléculaire. . . . .	219
7.5	Raies d'absorption de Si I, C I et $^{12}\text{CO}$ . . . . .	221
7.6	Diagramme d'excitation de CO . . . . .	222
7.7	Le rapport HD/2H <sub>2</sub> en fonction de la fraction moléculaire . . . . .	224
7.8	Position relative des raies en fonction des coefficients de sensibilité . . . . .	226
A.1	Courbe de croissance de la raie H I $\lambda$ 1215 (Lyman- $\alpha$ ) . . . . .	238
B.1	Potentiel de la molécule H <sub>2</sub> dans différents états électroniques en fonction de la séparation des noyaux . . . . .	240

# Chapitre 1

## Introduction

« There can be little doubt, in my opinion,  
about the existence of absorption in space »

J.C. Kapteyn

*On the Absorption of Light in Space, 1909*

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Contexte scientifique</b>	<b>21</b>
<b>1.2</b>	<b>Quasars et absorbants</b>	<b>27</b>
1.2.1	Quasars : des objets lumineux extragalactiques	27
1.2.2	Sonder l'Univers en absorption	27
1.2.3	Classification des absorbants	28
<b>1.3</b>	<b>Les systèmes Lorentziens Lyman-<math>\alpha</math></b>	<b>36</b>
1.3.1	Définition	36
1.3.2	La recherche de Systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$	36
1.3.3	Abondances	38
1.3.4	Cinématique	46
1.3.5	Le gaz ionisé	47
1.3.6	Identification des biais	48
1.3.7	Formation d'étoiles	50
1.3.8	Dimensions et morphologies	51
<b>1.4</b>	<b>Propos de la thèse</b>	<b>54</b>

---

### 1.1 Contexte scientifique

Selon la théorie du Big-Bang, l'état initial de l'Univers est dense et chaud. Cette théorie est supportée observationnellement par l'expansion de l'Univers (Fig. 1.1), le spectre de corps noir du fond diffus de rayonnement cosmologique (Fig. 1.2), les fluctuations de température dans ce fond diffus (Fig 1.3) et la nucléosynthèse primordiale qui prédit l'abondance des éléments légers : hydrogène ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ), hélium ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) et lithium ( $^7\text{Li}$ ) (Fig. 1.4).

La cartographie du fond diffus de rayonnement cosmologique par l'instrument *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) a permis de poser des contraintes fortes sur les paramètres cosmologiques qui caractérisent l'Univers. Des contraintes supplémentaires proviennent principalement de mesures de distances par les supernovae de type Ia (Riess et al.,

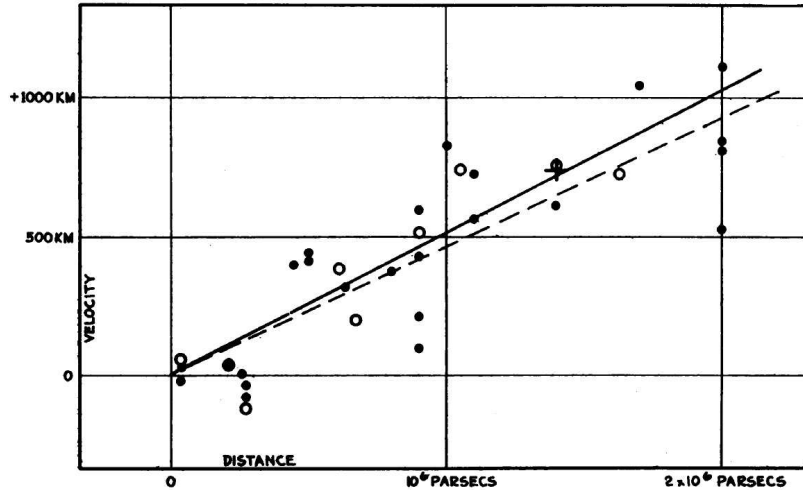


FIG. 1.1 – La relation entre la vitesse de récession de galaxies et leur distance telle que publiée par Hubble (1929). Il s’agit de la première évidence observationnelle de l’expansion de l’Univers : les galaxies s’éloignent d’autant plus vite qu’elles sont éloignées les unes des autres. La relation est grossièrement linéaire. Les estimations actuelles montrent que le facteur de proportionnalité ( $H_0$ ) calculé par Hubble était surestimé d’un facteur sept. Notons que cette relation est maintenant testée sur des distances beaucoup plus grandes grâce aux supernovae de type Ia (e.g. Riess et al., 2007).

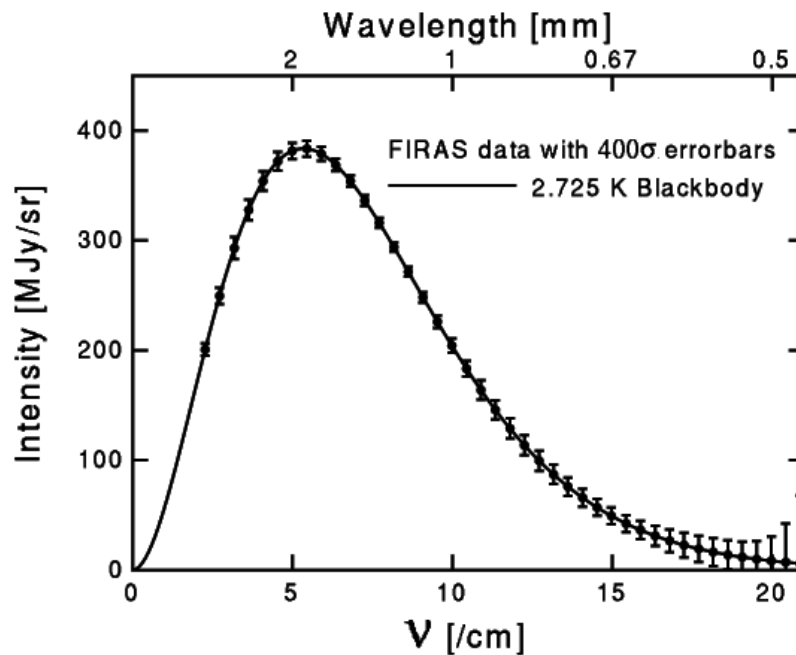


FIG. 1.2 – Le spectre de corps noir du fond de rayonnement cosmologique. Celui-ci a été prédit par Gamow et 1946 et découvert en 1963 par les physiciens Penzias et Wilson, récompensés par un prix Nobel en 1978. Le spectre théorique ajuste parfaitement les observations. Le meilleur ajustement de corps noir donne une température  $T = 2.725 \pm 0.002$  K (Mather et al., 1999). Il n’existe pour l’instant aucune théorie alternative qui prédise aussi bien ce spectre d’énergie. [Crédit : NASA/COBE]

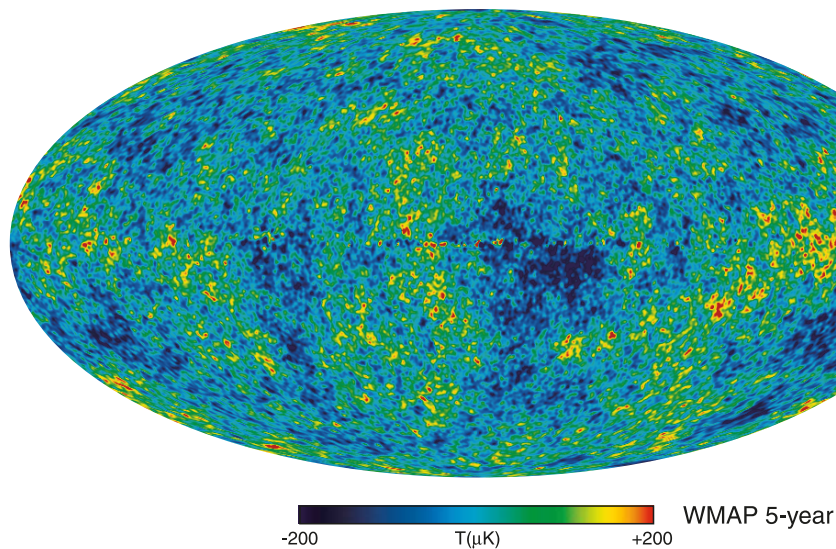


FIG. 1.3 – Carte WMAP du fond diffus de rayonnement cosmologique. Les faibles fluctuations de température (et de densité) vont donner plus tard naissance aux grandes structures de l'Univers, par suite d'effondrement gravitationnels. [Figure tirée de Hinshaw et al. (2008)]

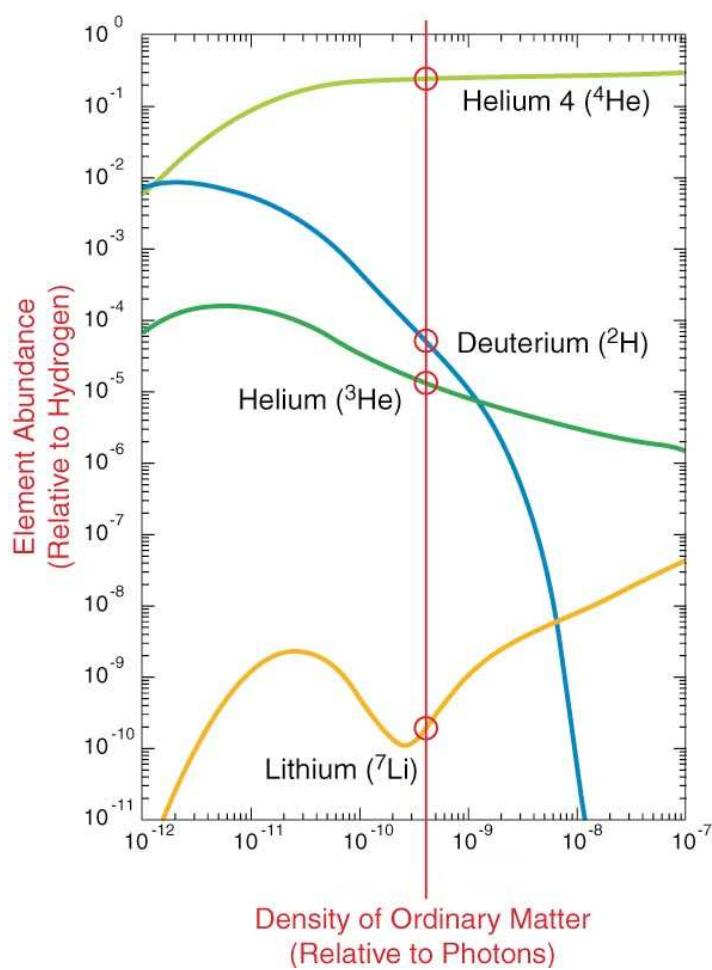


FIG. 1.4 – Prédications de l'abondance des éléments légers en fonction du rapport baryons sur photons  $\eta$ . [Crédit : NASA/WMAP]

2007; Astier et al., 2006) et des oscillations acoustiques des baryons vues à grande échelle dans la distribution des galaxies (Percival et al., 2007).

Ces contraintes aboutissent à un modèle dit *standard*, selon lequel l'Univers a 13.7 milliards d'années, et est aujourd'hui constitué en masse d'environ 28% de matière dont  $\sim 16\%$  de matière baryonique et  $\sim 84\%$  de *matière noire*, qu'il reste encore à identifier, tandis que les 72% restant de la masse de l'Univers sont inclus dans la constante cosmologique.

L'Univers primordial est extrêmement homogène (voir Fig. 1.3). Les minuscules variations de densité d'un endroit à un autre ont donc dû augmenter en amplitude avec le temps sous l'effet de la gravitation pour que la matière puisse se structurer et que l'Univers aboutisse aujourd'hui à celui complexe, très hétérogène, que l'on connaît localement avec ses grands vides intergalactiques, galaxies, étoiles, nuages interstellaires, trous noirs, doctorants rédigeant leur mémoire de thèse et autres objets plus ou moins complexes.

La matière dans l'Univers jeune est complètement ionisée. Matière et rayonnement sont couplés par les diffusions Compton et l'Univers présente alors les caractéristiques d'un corps noir parfait.

Quatre cent mille ans environ après le Big-Bang, l'Univers devient assez froid ( $T = 3000$  K) pour que la matière baryonique devienne neutre, c'est le moment dit de *recombinaison*. Les photons se découplent de la matière et gardent l'empreinte de leur dernière diffusion. L'image de la surface de dernière diffusion constitue le fond de rayonnement cosmologique. On l'observe maintenant à une température beaucoup plus basse ( $T = 2.725$  K; Mather et al., 1999), à cause du refroidissement adiabatique dû à l'expansion de l'Univers. Cette période de découplage marque le début de l'âge sombre (*Dark ages*), qui durera environ 500 millions d'années, voir Fig. 1.5.

L'augmentation dans la capacité et la puissance de calcul des ordinateurs permet aujourd'hui d'effectuer des simulations à  $N$ -corps portant sur de grands volumes d'univers et avec une résolution et une complexité chaque fois grandissante. Ces simulations, en accord avec la théorie *cold dark matter*, montrent que la matière noire comme la matière baryonique (principalement de l'hydrogène) s'organisent lentement le long de filaments sous l'effet de la gravitation. Les nuages d'hydrogène se condensent et les premières étoiles et quasars peuvent se former<sup>1</sup>.

De plus en plus d'objets se forment peu à peu et ionisent le gaz environnant<sup>2</sup>. La majeure partie des photons peuvent voyager librement dans l'Univers lorsque les bulles ionisées autour des objets deviennent connexes. C'est l'époque dite de *réionisation* (Barkana & Loeb, 2001). A partir de ce moment là, l'Univers devient accessible aux observations optiques (voir Fig. 1.5).

Avec l'arrivée des grands télescopes et une instrumentation toujours plus performante, il est possible aujourd'hui d'observer l'Univers à des époques de plus en plus reculées. Le temps se mesure en cosmologie avec le décalage spectral  $z$ . L'Univers se dilate d'un facteur  $1 + z$  entre une époque  $z$  et le présent (à  $z = 0$ ). La longueur d'onde de la lumière est également étirée par cette même quantité. Un objet émettant à  $\lambda_0$  dans son référentiel est donc observé avec une longueur d'onde  $\lambda_{obs} = \lambda_0 \times (1 + z)$  aujourd'hui. Il suffit de comparer les longueurs

<sup>1</sup>L'époque à laquelle sont apparus les premières sources lumineuses est toujours mal connue. Tandis que la théorie autorise que des étoiles massives (100 fois la masse solaire) naissent 100 à 200 millions d'années seulement après le Big-Bang, aucune observation ne peut encore le confirmer. La bulle ionisée autour des premiers objets pourrait cependant laisser une trace détectable dans la polarisation du fond diffus (Dunkley et al., 2008).

<sup>2</sup>Les derniers résultats de WMAP montrent que la réionisation s'est effectuée progressivement et non pas de manière soudaine.

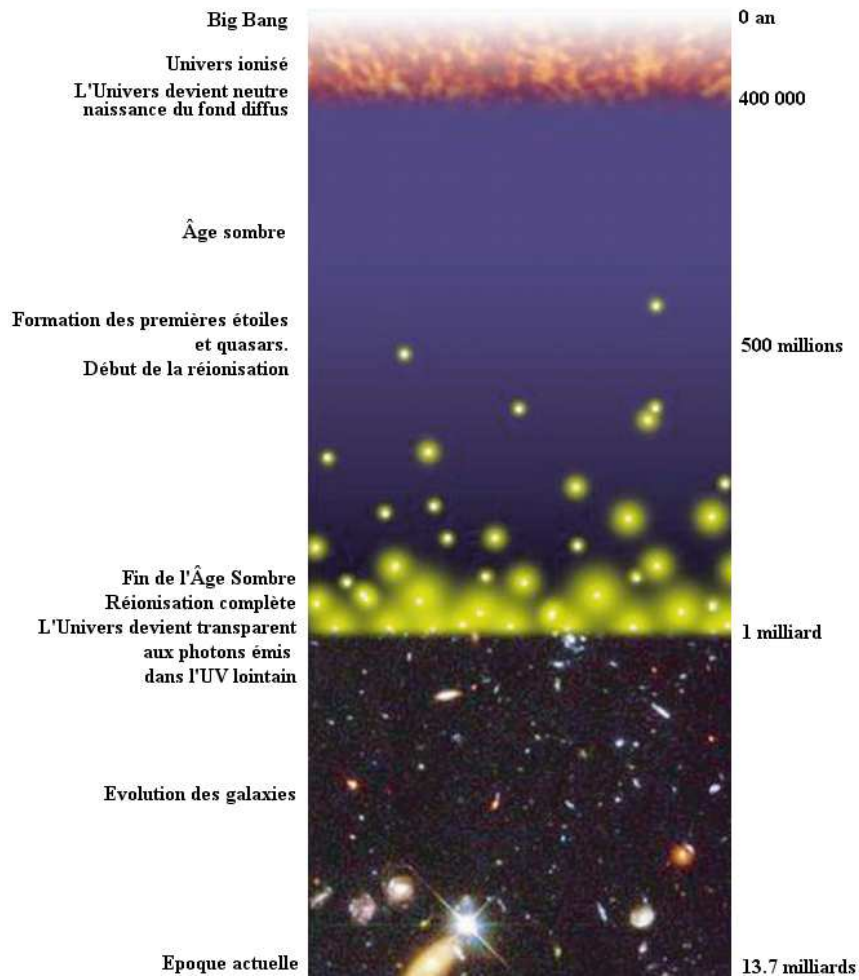


FIG. 1.5 – Les grandes évolutions de l'Univers depuis le Big Bang. [Figure adaptée de G. Djogorvski]

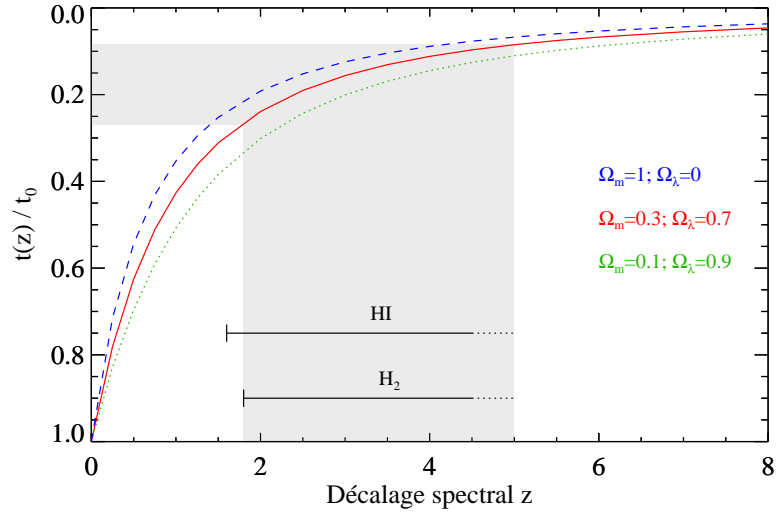


FIG. 1.6 – Fraction de l'âge de l'Univers en fonction du décalage spectral auquel il est observé pour différents paramètres cosmologiques. La zone grisée correspond environ aux décalages spectraux principalement étudiés dans cette thèse. Pour les paramètres cosmologiques les plus récents (Komatsu et al., 2008), cela correspond à un intervalle de temps compris entre 1 et 3.5 milliards d'années après le Big-Bang. Les intervalles de décalages spectraux pour lesquels il est possible d'observer HI et H<sub>2</sub> depuis le sol sont également indiqués. Leur limite inférieure correspond à la coupure UV de l'atmosphère terrestre à 3200 Å.

d'onde observées à celles connues, mesurées en laboratoire, pour obtenir directement  $z$ . La conversion de  $z$  en temps et en distance est quant à elle un peu moins directe et dépend des paramètres cosmologiques (voir Fig. 1.6).

Une des techniques les plus en vogue en cosmologie observationnelle pour sonder l'Univers à différents décalages spectraux consiste à étudier les absorptions dans le spectre des quasars. Cette technique, que j'introduis dans la section suivante, est celle utilisée tout au long de ce travail de thèse.



## 1.2 Quasars et absorbants

### 1.2.1 Quasars : des objets lumineux extragalactiques

Au début des années 1960, les astronomes étaient intrigués par des sources radio intenses qui avaient l'apparence d'étoiles, c'est à dire non résolues, mais avec des spectres optiques non compris. Ce sont les *QSOs* ou *quasars*<sup>3</sup>. Le premier quasar découvert est 3C 48, par Matthews & Sandage. Ces auteurs obtiennent des spectres de ce quasar et remarquent de larges raies d'émission à des longueurs d'ondes qui ne correspondent pas aux raies normalement vues dans les étoiles. L'énigme est résolue en 1963 lorsque Schmidt comprend que les fortes raies d'émission provenant de la source 3C 273 sont en fait des raies de Balmer fortement décalées vers le rouge ( $z = 0.158$ ). Il conclut alors que 3C 273 est soit une étoile compacte avec fort décalage spectral gravitationnel — ce qui est improbable — soit il s'agit du noyau extrêmement brillant d'une galaxie lointaine. Greenstein & Matthews (1963), indépendamment et au même moment, arrivent à la même conclusion pour 3C 48, dont ils mesurent le décalage spectral  $z = 0.368$ .

On comprend maintenant que les quasars sont des objets extrêmement lumineux, grâce à la conversion en radiation lumineuse de l'énergie gravitationnelle provenant de l'accrétion de matière sur un trou noir supermassif.

Les astronomes se rendent vite compte que ces objets sont les plus lumineux de l'Univers<sup>4</sup>, et donc que ce sont aussi les objets que l'on arrive à détecter à plus grand décalage spectral. Quelques 100 000 quasars ont été découverts depuis, notamment durant les dernières années grâce aux grands sondages du ciel comme le *Sloan Digital Sky Survey* (Stoughton et al., 2002). L'actuel record de distance est détenu par le quasar CFHQS J2329–0301 à un décalage spectral de  $z = 6.43$  (Fig. 1.7; Willott et al., 2007).

### 1.2.2 Sonder l'Univers en absorption

Les absorptions dans les spectres des quasars sont à la fois attendues et observées. Puisque la lumière d'un quasar illumine toute la matière sur son chemin jusqu'à nous, les quasars (ainsi que d'autres sources très lumineuses comme les sursauts gamma, e.g. Fynbo et al., 2006) servent comme des phares distants pouvant révéler les propriétés de l'Univers à différents décalages spectraux. La matière interposée entre le quasar et l'observateur absorbe sélectivement une partie du rayonnement. Ceci est illustré en Fig. 1.8.

Les premières raies d'absorption sont détectées dans le spectre du quasar 3C 191 par Burbidge et al. (1966) et Stockton & Lynds (1966) (Fig. 1.9). Ces raies proviennent en fait de gaz proche du quasar  $z_{\text{abs}} \sim z_{\text{em}}$  et l'interprétation faite à l'époque — et toujours valable aujourd'hui — est que ces absorptions sont dues à du gaz éjecté par le quasar lui-même. Peu après, la découverte des premières raies d'absorption à des décalages spectraux très différents de ceux des quasars établissent la nature cosmologique de la majorité des absorbants. En effet, si ces absorbants étaient associés au quasar, ils devraient avoir des vitesses d'éjection considérables, hypothèse expliquant très difficilement leurs faibles dispersions en vitesse.

<sup>3</sup>Notons que originellement, “quasar” se réfère à “quasi-stellar radio sources”, c'est à dire émettant en radio, alors que l'acronyme “QSO” (Quasi Stellar Object) comprend aussi les sources non émettrices en radio. Il est cependant usuel d'utiliser sans distinction “QSO” et “quasar”.

<sup>4</sup>L'origine extragalactique des sursauts gamma n'a été démontrée qu'en 1997, et avec elle, leur formidable luminosité, souvent supérieure à celle des quasar pendant un bref instant (van Paradijs et al., 1997).



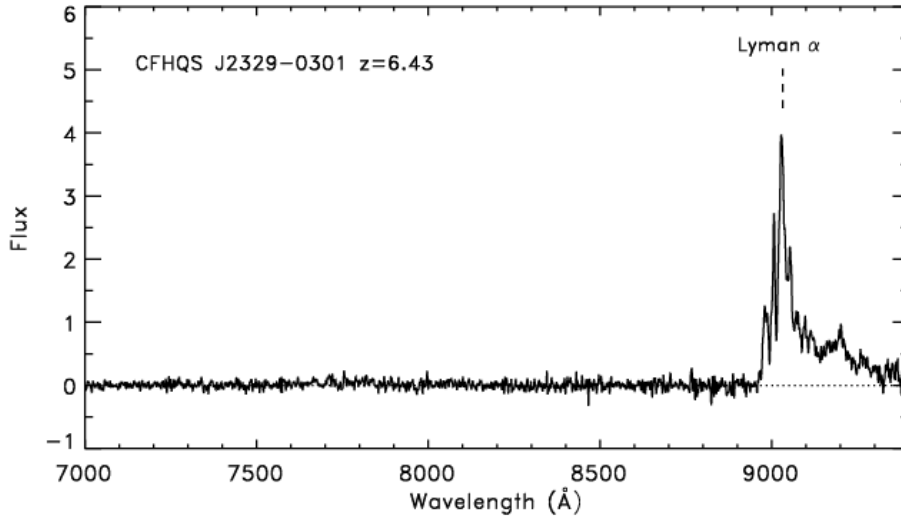


FIG. 1.7 – Spectre du quasar CFHQS J2329–0301 obtenu avec le télescope de 8 m Gemini-sud. La raie Lyman- $\alpha$  est observée à environ 9000 Å indiquant le très grand décalage spectral  $z = 6.43$ . [Figure tirée de Willott et al. (2007).]

L'étude des absorptions dans le spectre des quasars s'impose maintenant comme une des techniques les plus utilisées en cosmologie observationnelle. Tandis que la détection d'objets en émission est limitée aux objets très lumineux (e.g. Giavalisco, 2002; Steidel et al., 2003; Fynbo et al., 2003), l'étude en absorption, quant à elle, permet de déceler des quantités infimes de matière non lumineuse, allant de densités projetées aussi faibles que  $10^{12}$  atomes d'hydrogène par  $\text{cm}^2$  jusqu'à  $10^{22}$  atomes  $\text{cm}^{-2}$ , soit un intervalle de 10 ordres de grandeur. De plus, l'intensité de l'absorption ne dépend que des propriétés physiques du gaz considéré, mais pas de sa distance. Il est donc possible d'étudier de la même façon du gaz entre  $z = 0$  et  $z > 5$ , soit  $\sim 90\%$  de l'âge de l'Univers.

### 1.2.3 Classification des absorbants

#### Définitions

Afin de mieux comprendre les discussions sur la nature des absorbants, il convient tout d'abord de donner quelques définitions :

- Le *décalage spectral*  $z$  d'une raie est donné par  $z = \lambda_{obs}/\lambda_0 - 1$  où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde émise et  $\lambda_{obs}$  celle observée. Les longueurs d'ondes sont généralement les valeurs dans le vide et  $\lambda_{obs}$  est exprimée dans le repère héliocentrique afin de se débarrasser du décalage Doppler induit par les mouvements de la Terre, principalement sa révolution autour du soleil ainsi que sa rotation sur elle-même.
- Toutes les raies provenant d'un même absorbant forment un *système*. Ces raies peuvent provenir de différentes transitions d'un même élément, ion ou molécule, ou encore d'espèces différentes ; mais possèdent toutes sensiblement le même décalage spectral.

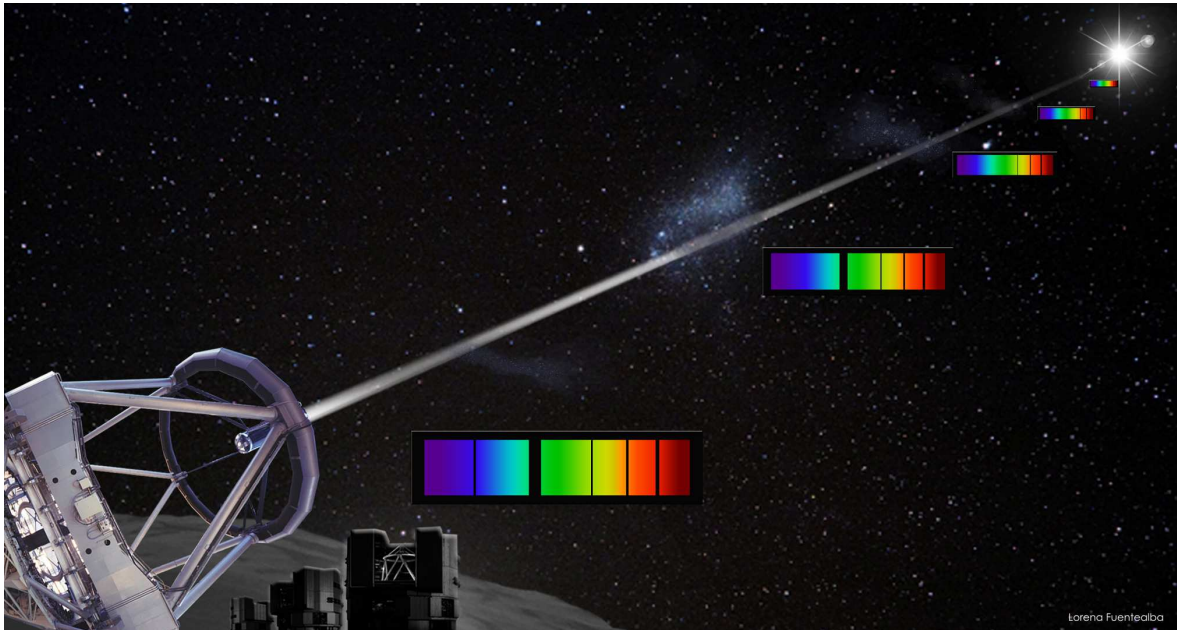


FIG. 1.8 – Illustration de la formation des raies d’absorption dans le spectre des quasars. La lumière du quasar, à droite sur cette représentation schématique, est observée au télescope après un long voyage dans l’Univers au cours duquel les absorbants ont laissé une empreinte dans le spectre initial. [Figure créée par Lorena Fuentealba]

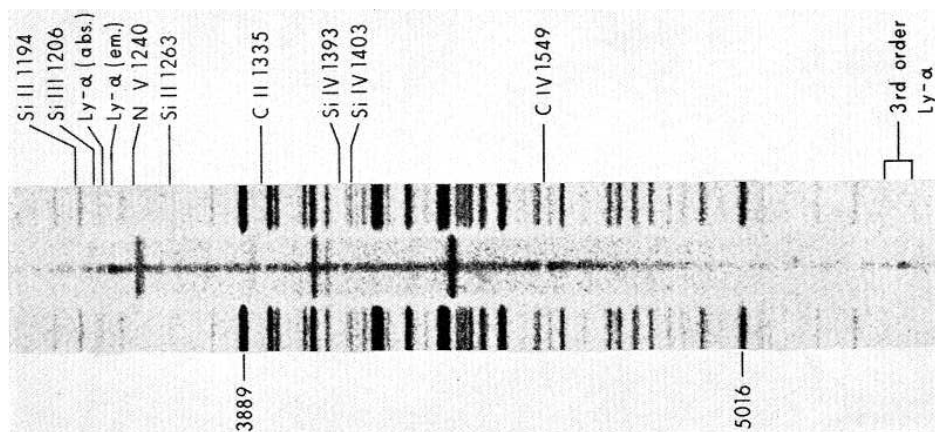


FIG. 1.9 – Spectre du quasar 3C 191 obtenu en 1966 avec le télescope de 3 m de l’observatoire Lick. Les spectres de comparaison (He+Ar) sont de part et d’autre du spectre du quasar. Il s’agit de la première détection d’absorption dans un spectre de quasar. On remarque facilement la forte absorption C IV dans ce spectre. Il s’agit ici en fait d’une absorption “BAL” (pour *Broad Absorption Line*). [Figure tirée de Burbidge et al. (1966).]

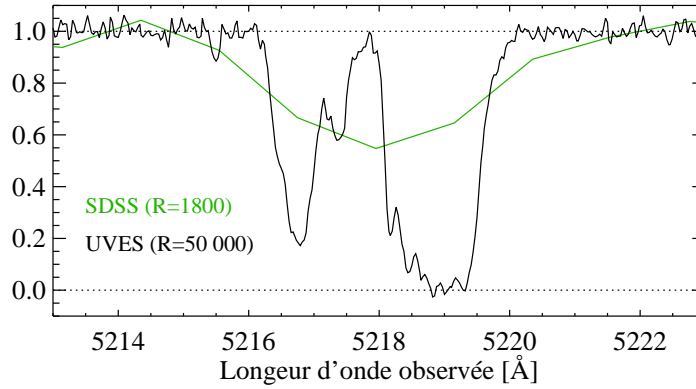


FIG. 1.10 – Comparaison d’une même portion de spectre de quasar observé à basse ( $R=1\,800$ ) et haute ( $R=50\,000$ ) résolutions. La même raie d’absorption ne présente qu’une composante dans le spectre SDSS tandis qu’elle est résolue en une dizaine de composantes par l’instrument UVES.

- Les raies d’un système donné peuvent être dispersées sur plusieurs dizaines, voire centaines de kilomètres par seconde. Ces systèmes peuvent alors être décomposés en sous-systèmes que l’on appelle *composantes*. La décomposition en composantes du profil total d’un système dépend essentiellement de la résolution à laquelle on observe l’absorbant, mais aussi du rapport signal-à-bruit et de la saturation de la raie. A basse résolution, le profil total du système apparaît souvent comme une absorption unique non résolue et la décomposition n’est pas possible : on ne voit qu’une seule composante. A haute résolution, il est par contre fréquent de pouvoir décomposer un système en dizaines de composantes individuelles (Fig. 1.10).

## Origine

Nous pouvons distinguer deux origines des absorbants :

- *Les absorbants associés*,  $z_{\text{abs}} \sim z_{\text{em}}$  : Ils correspondent à du gaz physiquement associé au quasar ou son environnement proche, c’est à dire se trouvant (i) dans un amas abritant le quasar ; (ii) dans la galaxie abritant le noyau actif ou encore (iii) il peut s’agir de gaz éjecté par le quasar lui-même. Dans ce cas, le gaz, riche en métaux (Hamann, 1999) est souvent fortement ionisé par le flux du quasar et produit de fortes raies d’absorptions métalliques. On parle de *Broad Absorption Lines (BALs)* (e.g., Weymann et al., 1979; Lundgren et al., 2007) lorsque la dispersion en vitesse est grande ( $\sim 10\,000 \text{ km s}^{-1}$ ; Petitjean et al., 1992), et de *Narrow Absorption Lines (NALs)* lorsque les raies sont étroites (e.g., Misawa et al., 2007; Wild et al., 2008).
- *Les absorbants intervenants*,  $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$  : Ils sont dus à du gaz distribué cosmologiquement et qui se trouve par hasard sur la ligne de visée du quasar. Ils ne sont pas spatialement liés au quasar. Puisque les galaxies ont tendance à se regrouper, on s’attend à un excès de galaxies proches du quasar, avec une extension spatiale allant jusqu’à des distances équivalentes à quelques longueurs de corrélation des galaxies ( $\sim 20 \text{ Mpc}$  soit  $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ ). Cependant, certaines études montrent un excès d’absorbants jus-

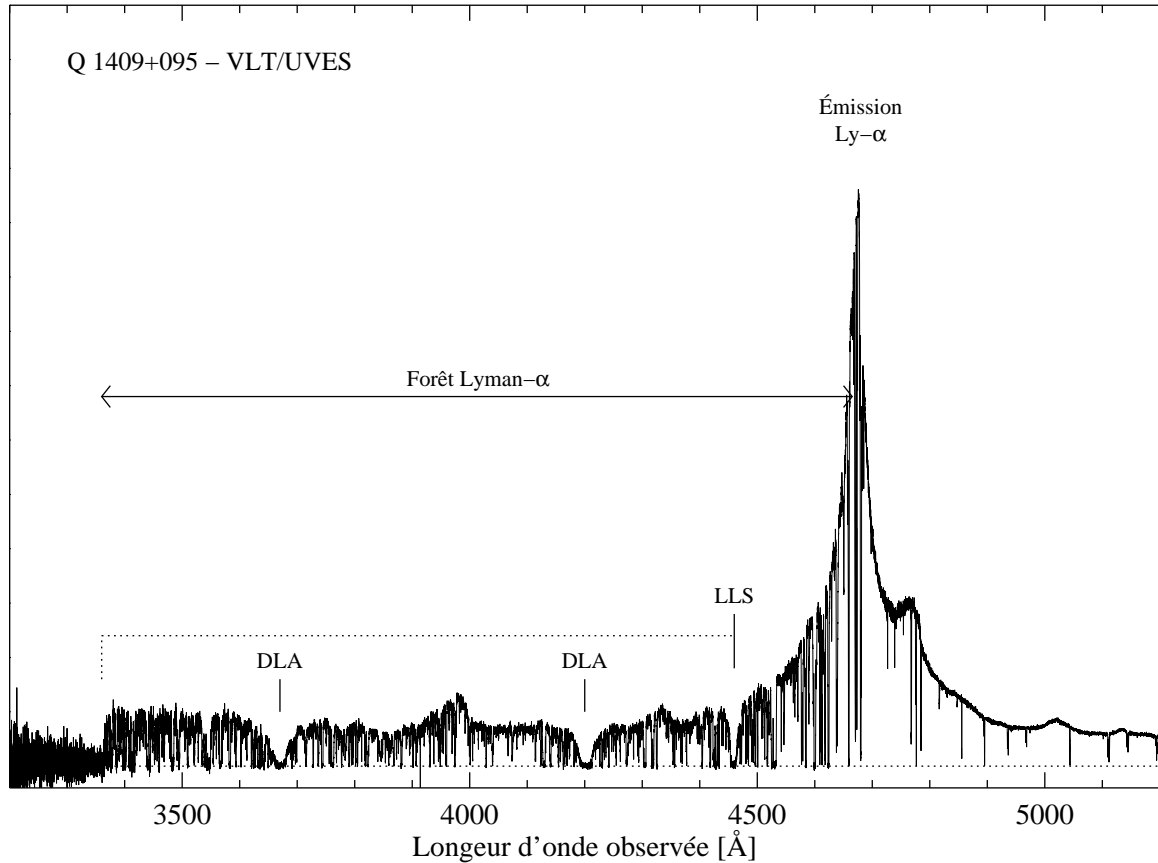


FIG. 1.11 – Spectre haute résolution du quasar Q 1409+095 observé avec l’instrument *Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph* du *Very Large Telescope* à l’observatoire européen austral (*European Southern Observatory*) au Chili. On remarque dans le bleu de la raie d’émission du quasar ( $\lambda_{\text{em}} \approx 4700 \text{ \AA}$ ) les très nombreuses raies Ly- $\alpha$  de la forêt. Un système LLS est présent à  $z \approx 2.7$ , caractérisé par une profondeur optique très grande à  $\lambda < (1 + 2.7) \times 912 \approx 3380 \text{ \AA}$ . Deux systèmes Lorentziens (DLA) sont également présents, à  $z \approx 2$  et  $2.45$ . L’absorption à  $\lambda \approx 3550 \text{ \AA}$  correspond à la transition Lyman- $\beta$  du système Lorentzien Lyman- $\alpha$  à  $z \approx 2.45$ . A des longueurs d’ondes plus grandes que la raie d’émission du quasar on observe quelques raies métalliques associées aux systèmes Lorentziens.

qu’à  $v \sim 5000 \text{ km s}^{-1}$  du quasar (Richards, 2001). Afin de minimiser la possibilité de confusion avec des systèmes associés aux quasars, on ne considère généralement comme intervenants que les systèmes avec une vitesse  $v > 5000 \text{ km s}^{-1}$  par rapport au quasar.

### Les absorbants intervenants

L’hydrogène est l’élément le plus abondant dans l’Univers. La raie Lyman- $\alpha$  de l’hydrogène est caractérisée par une grande force d’oscillateur et sa longueur d’onde ( $\lambda = 1215.67 \text{ \AA}$ ) permet de sonder l’Univers à des décalage spectraux  $z > 1.6$ . Tous les systèmes présentent des absorptions H I lorsque celles-ci sont couvertes par les observations. La classification la plus répandue des absorbants intervenants est donc basée sur la densité projetée d’hydrogène atomique.

La forêt Lyman- $\alpha$  : La Figure 1.11 présente un spectre de quasar observé à haute résolution spectrale. On y observe de nombreuses raies d'absorption à des longueurs d'onde plus courtes que la raie d'émission Lyman- $\alpha$  du quasar. Lynds (1971) suggère que ces raies correspondent à la transition H I  $\lambda 1215$  (Lyman- $\alpha$ ) de l'hydrogène atomique se trouvant entre le quasar et l'observateur. Cette idée est supportée par le fait que l'on observe ces raies seulement à des longueurs d'ondes plus courtes que la raie d'émission du quasar <sup>5</sup>. De plus, il est parfois possible de détecter la raie Ly- $\beta$  associée à ces raies Ly- $\alpha$ , lorsque la couverture spectrale le permet (Oemler & Lynds, 1975). Cette interprétation des absorptions n'est définitivement acceptée que assez tardivement, après les travaux de Sargent et al. (1980). L'ensemble de ces raies constitue la *forêt Lyman- $\alpha$* . Ces absorptions correspondent à des densités projetées d'hydrogène neutre  $N(\text{H I}) < 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Avant 1990, il était courant de considérer ces raies comme provenant de nuages sphériques baignant dans un milieu intergalactique plus chaud. On sait depuis, grâce aux simulations numériques (Fig. 1.12) que la forêt Ly- $\alpha$  provient de surdensités d'hydrogène confiné par la matière noire le long de filaments étendus (Cen et al., 1994; Petitjean et al., 1995). Le gaz associé à forêt Lyman- $\alpha$  est fortement ionisé et à de hautes températures ( $T \sim 10^4 \text{ K}$ ). Le gaz neutre responsable de l'absorption Lyman- $\alpha$  n'est donc représentatif que d'une faible fraction de la matière baryonique dans ces absorbants. On montre d'ailleurs que la forêt Lyman- $\alpha$  est le principal réservoir de gaz baryonique de l'Univers (e.g., Petitjean et al., 1993; Rauch et al., 1997, voir aussi Fig. 1.13). On pourra également se référer à Rauch (1998) pour une revue détaillée sur le sujet.

Les systèmes optiquement épais à la limite de Lyman : Ces systèmes correspondent à des densités projetées d'hydrogène neutre suffisamment grandes ( $\log N(\text{H I}) > 17.2$ ) pour que la plupart des photons ionisants (d'énergie  $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ , soit  $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) ne puissent passer au travers de l'absorbant. Plus spécifiquement, ces systèmes correspondent à une épaisseur optique  $\tau_{912} > 1$ . Le spectre du quasar présente alors une discontinuité et son flux est nul à des longueurs d'ondes plus courtes que  $\lambda = (1 + z_{\text{abs}}) \times 912 \text{ \AA}$ . Notons cependant que la section efficace d'absorption dépend de la fréquence du photon considéré selon  $\sigma = 6.3 \times 10^{-18} (E_{\gamma}/13.6\text{eV})^{-3} \text{ cm}^2$ . Le nuage d'hydrogène atomique est donc transparent aux photons d'énergie significativement supérieure à  $13.6 \text{ eV}$  ( $\tau = \sigma N(\text{H I}) \sim 10^{-3}$  pour  $N(\text{H I}) = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  à  $h\nu = 250 \text{ eV}$ ).

Un exemple d'un tel système est présent dans le spectre de la Fig. 1.11, avec l'absorption Ly- $\alpha$  à  $\sim 4450 \text{ \AA}$  et la discontinuité de Lyman à  $\sim 3380 \text{ \AA}$ . Les systèmes de densités projetées  $17.2 < \log N(\text{H I}) (\text{cm}^{-2}) < 20.3$  sont appelés *Lyman-limit systems (LLS)* et proviennent probablement de zones périphériques de galaxies en formation. Une discussion sur la nature de ces objets est présentée par Prochaska (1999).

Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  : Lorsque la densité de colonne d'hydrogène est suffisamment grande, l'épaisseur optique devient très grande et les rayons ionisants ne peuvent pénétrer profondément dans le nuage de gaz. Ces systèmes correspondent à  $N(\text{H I}) \geq 2 \times$

<sup>5</sup>Ces absorbants sont parfois observés à des décalages spectraux légèrement supérieurs à celui du quasar, ce qui n'est possible que lorsque la vitesse projetée de ces absorbants est dirigée vers le quasar (voir par exemple Loeb & Eisenstein, 1995). Cette vitesse dépasse rarement  $v = 2000 \text{ km s}^{-1}$ .

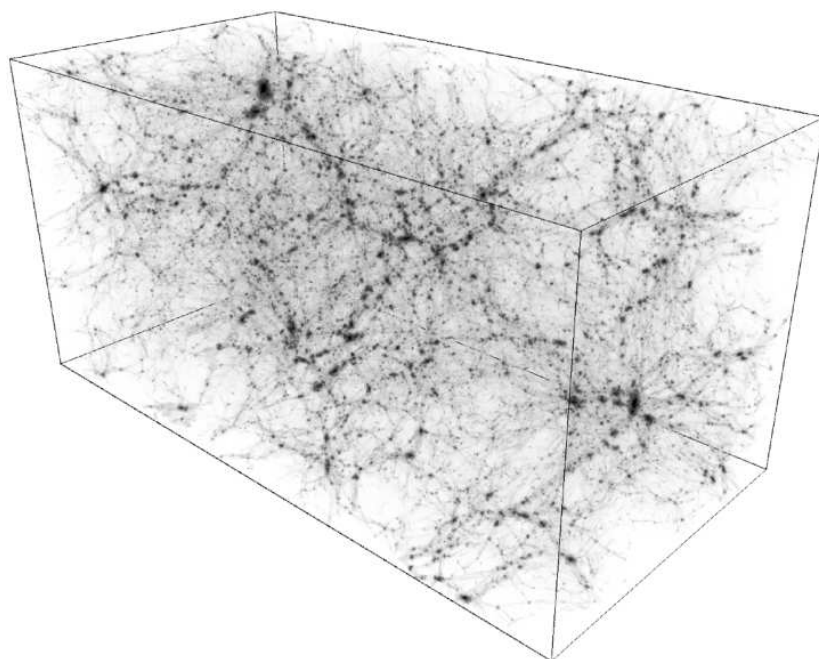


FIG. 1.12 – Distribution de matière noire à  $z = 2$ . Les dimensions comobiles du parallélépipède sont  $25 \times 25 \times 50$  Mpc. L'utilisation de lignes de visées proches doit permettre de cartographier l'Univers en trois dimensions (e.g., Caucci et al., 2008). Il est cependant nécessaire de détecter un grand nombre de quasars dans une petite portion du ciel (typiquement 100 quasars dans 1 degré carré). Il est donc essentiel de développer des outils adaptés à la recherche de quasars lointains dans les grands relevés du ciel (voir par exemple la thèse de F. Coppolani, 2006). [Figure tirée de Pichon et al. (2001)]



$10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (Wolfe et al., 1986) et sont appelés *Systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$*  (SLLAs) ou *Damped Lyman- $\alpha$  systems* (DLAs). Nous nous référerons souvent dans la suite à ces systèmes en utilisant l'acronyme anglophone *DLAs*. Ces systèmes sont passionnants. Ils correspondent à un milieu neutre dans sa grande totalité, et sont associés à de fortes raies métalliques. Celles-ci se trouvent pour la plupart à des longueurs d'ondes plus grandes que celle de la raie d'émission Lyman- $\alpha$  du quasar, voir Fig. 1.11. Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  tracent probablement le milieu interstellaire de protogalaxies en formation et dominent le contenu en gaz neutre de l'Univers (Fig. 1.13). Puisque ces systèmes sont ceux étudiés dans ce mémoire de thèse, nous leur réserverons une section entière (Sect. 1.3) faisant l'état des lieux des connaissances actuelles ainsi qu'un chapitre entier décrivant la recherche de DLAs dans les spectres de quasars. Enfin, l'étude des absorptions moléculaires présentes dans une fraction de ces systèmes constitue le thème central de ce mémoire de thèse.

*L'effet Gunn-Peterson* : A grand décalage spectral, on pourrait s'attendre à ce que la répartition spatiale d'hydrogène soit beaucoup plus uniforme sur de grandes étendues (i.e., sur de grands  $\Delta v$ ). Ceci doit alors résulter en une absorption continue dans le spectre du quasar, dans le bleu de sa raie d'émission Ly- $\alpha$ . Il s'agit de l'effet Gunn-Peterson (Gunn & Peterson, 1965; Jenkins & Ostriker, 1991; Trimble, 1999; Songaila et al., 1999). On n'observe en général pas d'effet Gunn-Peterson pour H I dans la plupart des spectres de quasars <sup>6</sup>, puisque le milieu intergalactique est fortement ionisé et hétérogène ce qui donne lieu à la forêt Ly- $\alpha$ . On pourra se référer à Levshakov & Kegel (1998) pour une discussion sur la distinction (et possible confusion) entre effet Gunn-Peterson et forêt Lyman- $\alpha$ . A grand décalage spectral ( $z \gtrsim 6$ ) cet effet est parfois détecté (e.g., Becker et al., 2001; Djorgovski et al., 2001; Willott et al., 2007) et permet de sonder l'Univers à une époque proche de la réionisation <sup>7</sup>.

Notons enfin qu'il existe d'autres classifications des absorbants basées sur la présence de raies métalliques (e.g., Weymann et al., 1981; Ledoux, 1999). C'est le cas par exemple des absorbants facilement identifiés par le doublet Mg II  $\lambda\lambda 2796, 2803$  à des décalages spectraux inaccessibles avec Ly- $\alpha$  depuis le sol ( $z < 1.6$ ).

<sup>6</sup>pour He II voir par exemple Smette et al. (2002)

<sup>7</sup>Les résultats de WMAP suggèrent  $z_{\text{reion.}} \sim 11$

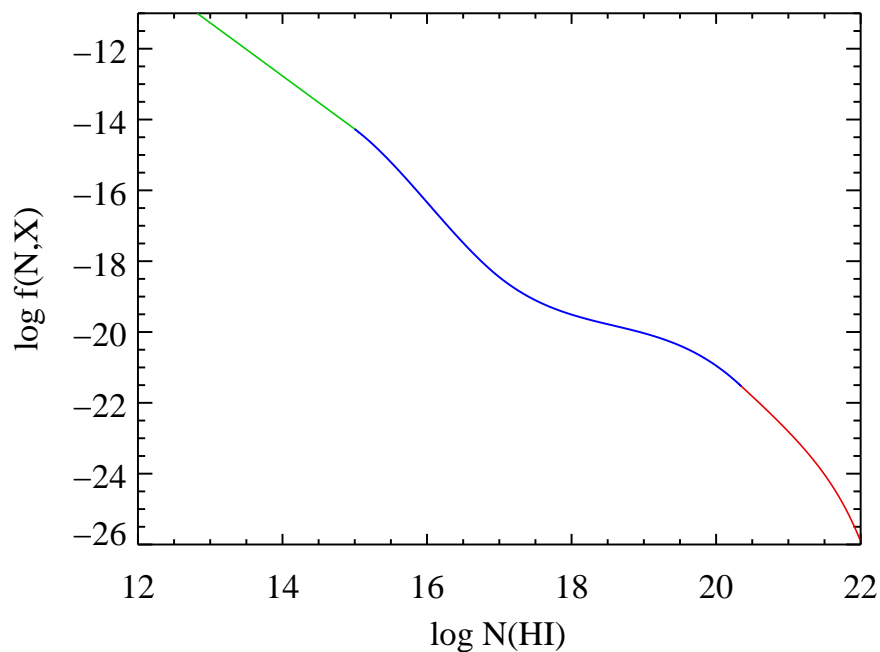


FIG. 1.13 – Distribution en fréquences des absorbants Ly- $\alpha$  en fonction de leur densité projetée. La partie verte correspond à la forêt Lyman- $\alpha$  (Kirkman & Tytler, 1997), la rouge aux systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  (Prochaska et al., 2005a). La courbe bleue représente une interpolation pour les systèmes LLS tenant compte de leur densité numérique (voir également Petitjean et al., 1993). Les absorbants Lorentziens Lyman- $\alpha$ , bien que moins fréquents, contiennent la majeure partie du gaz neutre tandis que les absorptions de la forêt Ly- $\alpha$ , dominent la densité numérique des absorbants et contiennent la majeure partie du gaz baryonique. [Figure adaptée de Prochaska et al. (2005a)]



### 1.3 Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$

Dans cette section, je passe en revue les principales connaissances actuelles sur les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  (ou DLAs) ainsi que les problèmes soulevés. La littérature concernant ces systèmes est abondante et il ne sera question ici que de résumer les aspects les plus importants pour situer et comprendre le cadre de ce mémoire de thèse. On pourra également se référer à la revue de Wolfe et al. (2005). Tout au long de ce mémoire de thèse, sauf mentionné explicitement, je me référerai aux systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  intervenants sur la ligne de visée des quasars et non pas à ceux détectés dans les spectres de sursauts gamma.

#### 1.3.1 Définition

Les *systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$*  sont par définition les absorbants de densité projetée d'hydrogène neutre  $N(\text{H I}) \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Cette définition est avant tout historique (Wolfe et al., 1986) et correspond à une largeur équivalente  $W_r = 10 \text{ \AA}$  (Fig. A.1), permettant la détection de ces systèmes à basse résolution. De plus, cette limite correspond à la limite de détection d'observations à 21 cm à cette époque et à une densité surfacique suffisante pour permettre la formation d'étoiles. En effet, on s'attend à ce que les étoiles se forment depuis un milieu neutre et relativement froid. Les absorbants à grand  $z$  baignent dans un champ de radiation ionisant dû aux émissions des quasars et des galaxies (Haardt & Madau, 1996). Or, à des densités projetées aussi élevées que celles des DLAs, l'hydrogène est atomique dans sa grande totalité (e.g. Prochaska, 1999; Vladilo et al., 2001).

Notons cependant que le gaz est majoritairement neutre dès que  $\log N(\text{H I}) > 19.5$  (Viegas, 1995) et que la limite historique ( $\log N(\text{H I}) \geq 20.3$ ) pourrait donc ne pas avoir de véritable justification physique. Elle s'impose cependant comme une définition largement utilisée dans le domaine. Péroux et al. (2003) définissent alors les systèmes avec  $19 < \log N(\text{H I}) < 20.3$  comme étant des *Sub-Damped Lyman- $\alpha$  Systems*, tandis que Wolfe et al. (2005) leur préfèrent le nom de *Super Lyman Limit Systems*.

#### 1.3.2 La recherche de Systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$

##### Découverte

Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  ont été découverts par hasard dans les années 1970. La première publication d'une telle absorption est celle du système à  $z = 2.309$  dans le spectre du quasar PHL 957 (Lowrance et al., 1972), observé indépendamment par Beaver et al. (1972). De nouvelles détections fortuites de DLAs suivent rapidement (Carswell et al., 1975; Wright et al., 1979). L'identification à des raies lorentziennes décalées vers le rouge et correspondant à de forte densités projetées d'hydrogène atomique est due à Smith et al. (1979). Il s'agit des absorbants de plus haute densité projetée vus le long de la ligne de visée de quasars. En étudiant les propriétés de ces absorbants avec le décalage spectral, il devient possible d'explorer l'évolution du gaz neutre de l'Univers.

##### Tracer le contenu en gaz neutre de l'Univers

Dans l'Univers local, l'hydrogène atomique est détecté en émission grâce à sa transition hyperfine à 21 cm, observée pour la première fois par Ewen & Purcell (1951). Cette technique permet d'estimer le contenu en gaz neutre de l'Univers local (Zwaan et al., 2005a). La surface

collectrice des radiotélescopes est cependant insuffisante pour détecter cette émission à des décalages spectraux plus grands que  $z \approx 0.2$  (Lah et al., 2007). Certains groupes (e.g., Brown & Roberts, 1973) ont tenté de détecter l'absorption 21 cm à plus grand décalage spectral. Le taux de détection reste néanmoins très faible.

L'absorption 21 cm est due à du gaz neutre, dense et froid, ce qui en fait une technique d'étude du milieu interstellaire froid très puissante (e.g., Gupta et al., 2007), mais peu adaptée à la détermination du contenu en gaz neutre dans l'Univers lointain, majoritairement plus chaud (Petitjean et al., 2000). De plus les bandes passantes des sondages radio ne couvrent que des intervalles de décalages spectraux très petits  $\Delta z \approx 0.02$  et le nombre de quasars émettant suffisamment de flux en radio pour permettre les détections à 21 cm est très limité. Finalement, l'extension spatiale des sources radio est en général plus grande que 100 pc, ce qui diminue la probabilité d'observer des systèmes avec faible facteur de couverture.

L'hydrogène neutre est donc principalement recherché dans l'Univers lointain via l'absorption Lyman- $\alpha$ . Cependant, l'atmosphère terrestre présente une coupure à 3200 Å, ce qui limite la détection de Ly- $\alpha$  à  $z > 1.6$ . Pour accéder à des décalages spectraux plus petits, il faut attendre des observations avec le télescope spatial Hubble (e.g. Rao & Turnshek, 2000). Bien que  $z \sim 1$  corresponde à 60% de l'âge de l'Univers, l'intervalle de décalages spectraux  $0 < z < 1$  reste encore peu exploré.

La première recherche systématique de DLAs (Wolfe et al., 1986) est motivée par la recherche de disques de galaxies à grands décalages spectraux<sup>8</sup>. En effet, les densités de colonne correspondantes sont similaires à ce qui est observé en radio dans le disque de galaxies spirales locales (Bosma, 1981). L'échantillon de Wolfe et al. contient alors 68 quasars dont les spectres sont obtenus à l'observatoire Lick avec une résolution de 10 Å. L'intervalle cumulé de décalage spectral couvert par ces observations est  $\Delta z = 55$ . Ces auteurs trouvent 47 absorptions avec  $W > 5$  Å, dont 15 sont attribuées à des systèmes Lorentziens, confirmés à plus haute résolution spectrale (Wolfe et al., 1986; Turnshek et al., 1989; Wolfe et al., 1993). Ceci conduit à la première estimation de l'incidence de ces systèmes, c'est à dire le nombre de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  par unité de décalage spectral,  $dn/dz = 0.29 \pm 0.07$  à  $\langle z \rangle = 2.5$ .

Une centaine de quasars sont ensuite observés lors du relevé Las Campanas/Palomar (Lanzetta et al., 1991). En incluant les résultats du sondage Lick, Lanzetta et ses collaborateurs obtiennent un échantillon de 38 DLAs dans les spectres de 156 quasars couvrant  $\Delta z = 155$ . Ils définissent les grandeurs utiles pour étudier les propriétés statistiques des DLAs, outils largement utilisés maintenant. Il s'agit du nombre de DLAs par unité de décalage spectral (ou mieux: par unité de distance d'absorption comobile  $X$ , ce qui permet de s'affranchir des effets géométriques, Bahcall & Peebles, 1969), de la distribution en fréquence des densités projetées  $f(N, X)$ , et densité cosmologique de gaz neutre contenu dans les DLAs :  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ <sup>9</sup>. Ces quantités seront définies, utilisées et discutées dans le Chapitre 6. Notons dès maintenant que le calcul de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  est très robuste puisqu'il ne dépend que de la cosmologie considérée et non pas de la nature des DLAs.

En 1995, Wolfe, Lanzetta, Foltz, & Chaffee obtiennent les spectres de 228 quasars du *Large Bright Quasar Survey*. Leur échantillon statistique contient 58 systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  confirmés. Dans les années suivantes, plusieurs recherches systématiques de DLAs suivent

<sup>8</sup>Avant l'arrivée des sondages profonds du ciel en imagerie, les DLAs sont les seuls traceurs de galaxies dans l'Univers lointain

<sup>9</sup>On note  $\Omega$  les masses par unité de volume comobile exprimées en unité de densité critique  $\rho_{crit}$ .

alors (Lanzetta et al., 1995; Storrie-Lombardi et al., 1996a,b; Storrie-Lombardi & Wolfe, 2000; Ellison et al., 2001). Péroux et al. (2001, 2003) tentent d'accéder à des décalages spectraux plus grands en cherchant les DLAs dans 66 quasars à  $z_{\text{em}} > 4$ . Ces auteurs découvrent 26 nouveaux systèmes Lorentziens, dont 15 à  $z_{\text{abs}} > 3.5$ . Leur résultats suggèrent qu'il n'y a statistiquement pas d'évolution dans la masse de gaz neutre pour  $1 < z < 4$ , mais qu'une partie significative de cette masse se trouve dans des systèmes de densité projetée plus petite (i.e.  $\log N(\text{HI}) < 20.3$ ).

Quelques autres recherches systématiques de systèmes Lorentziens vont contribuer à augmenter le nombre de DLAs connus à grand décalage spectral (e.g. Smette et al., 2005), qui atteint alors un peu plus d'une centaine, ceci avant l'arrivée du grand relevé *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS; Abazajian et al., 2003). Prochaska et ses collaborateurs, grâce à une recherche semi-automatique dans les spectres basse-résolution du SDSS, augmentent alors le nombre de DLAs connus par près d'un ordre de grandeur (Prochaska & Herbert-Fort, 2004; Prochaska et al., 2005a). Les DLAs du SDSS dominent maintenant le nombre de DLAs connus à  $z > 2.2$ . La Fig. 1.14 résume les résultats de plusieurs groupes. Notons que ces mesures sont obtenues à partir d'échantillons sélectionnés différemment et qu'elles restent assez discutées. Si l'évolution dans  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  est l'objet de débats, le consensus général est que  $\Omega_g^{\text{DLA}} \sim 10^{-3}$  à  $1 < z < 4$ . Les DLAs semblent contenir la plus grande partie du gaz neutre de l'Univers à des décalages spectraux  $z \sim 2 - 4$  (e.g., Lanzetta et al., 1995), disponible pour la formation d'étoiles (e.g. Nagamine et al., 2004). L'étude à des décalages spectraux plus grands que  $z = 4$  devient très difficile à cause de la densité croissante de la forêt Lyman- $\alpha$  avec le décalage spectral, et de l'amoindrissement de la brillance apparente des quasars, ce qui implique des statistiques plus faibles et une moindre qualité des données.

L'étude du contenu en gaz neutre de l'Univers sera discutée en détail dans le Chapitre 6 où nous présenterons notre propre recherche et notre analyse des systèmes lorentziens dans le SDSS.

### 1.3.3 Abondances

L'étude des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  ne s'arrête pas à celle du contenu en hydrogène neutre et de son évolution au cours du temps. L'identification des nuages d'hydrogène atomique dans l'Univers distant permet d'y étudier l'abondance des éléments. On pourra se référer à Pettini (2004) pour une revue détaillée sur le sujet.

### Méthodes

On compare généralement l'abondance des éléments dans un milieu astrophysique donné avec la composition du soleil, qui sert de référence. Celle-ci est déterminée par spectrométrie de la photosphère solaire, ou encore à partir de météorites (e.g. Asplund et al., 2006). La notation standard pour décrire l'abondance relative d'un élément X par rapport à un élément Y est :

$$[\text{X}/\text{Y}] \equiv \log (\text{X}/\text{Y})_{\text{obs}} - \log (\text{X}/\text{Y})_{\odot}, \quad (1.1)$$

où  $(\text{X}/\text{Y})_{\text{obs}}$  est l'abondance relative de X par rapport à Y dans le milieu considéré et  $(\text{X}/\text{Y})_{\odot}$  ce même rapport dans le soleil. On parle de métallicité lorsque l'abondance d'un élément plus lourd que He est déterminée par rapport à celle de l'hydrogène. Elle est donc simplement notée  $[\text{X}/\text{H}]$  ou Z.

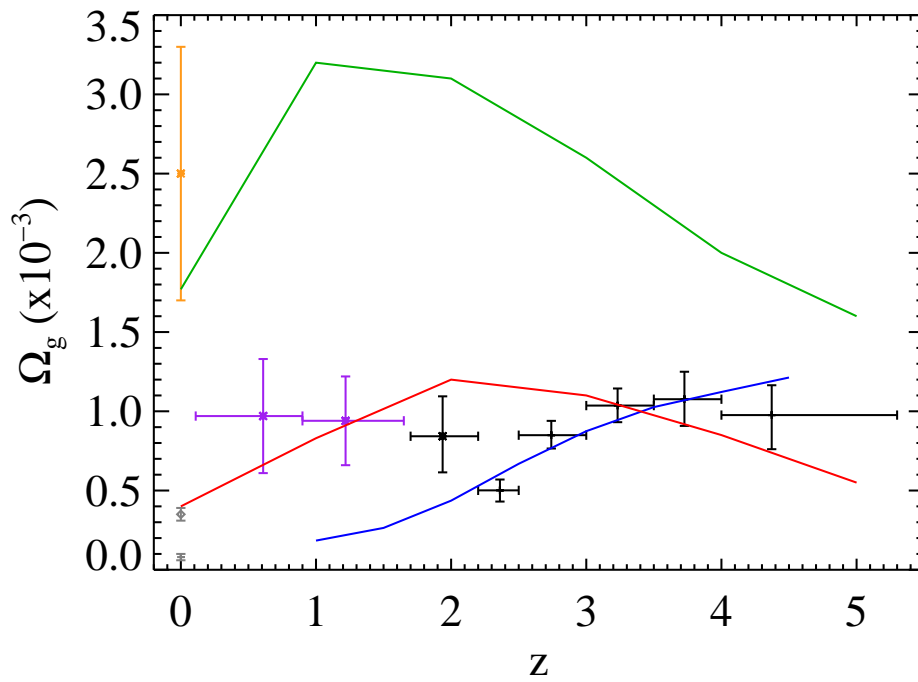


FIG. 1.14 – Densité cosmologique de gaz neutre contenu dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . Les valeurs à  $z > 2.2$  proviennent de Prochaska et al. (2005a), à  $z \sim 2$  de Péroux et al. (2003), à  $z \sim 1$  d'observations HST (Rao et al., 2006) et enfin à  $z = 0$  de Fukugita et al. (1998) (gris). Les courbes théoriques sont celles de Cen et al. (2003) (vert), Somerville et al. (2001) (rouge) et Nagamine et al. (2004) (bleu). Enfin, la masse contenue dans les étoiles à  $z = 0$  provient de Cole et al. (2001) (orange). [Figure extraite de Prochaska et al. (2005a)]

L'utilisation de spectres à haute résolution obtenus avec les grands télescopes permet d'obtenir des mesures d'abondances précises à 10-20%. Il y a plusieurs raisons à cela.

Tout d'abord, l'hydrogène est majoritairement neutre. En effet, les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  sont optiquement épais à la limite de Lyman avec des profondeurs optiques  $\tau(912\text{\AA}) \gg 100$ . Les photons UV —provenant d'étoiles massives proches ou du champ moyen de Haardt & Madau (1996)— d'énergie supérieure à celle d'ionisation de l'hydrogène ( $h\nu > 13.6$  eV) ne peuvent pas pénétrer profondément à l'intérieur du nuage d'hydrogène atomique. L'état d'ionisation des éléments est ainsi limité<sup>10</sup>. Les photons d'énergie  $h\nu < 13.6$  eV peuvent au contraire pénétrer dans le gaz. On observe la plupart des métaux dans leur premier état d'ionisation (ex : Fe II, Zn II, Si II), ceux-ci ayant une énergie de seconde ionisation supérieure à 13.6 eV (voir Tableau 1.1). D'autres éléments, comme l'oxygène (O), l'azote (N) ou encore l'argon (Ar) ont une énergie de première ionisation  $\gtrsim 13.6$  eV et sont observés dans leur état neutre. L'oxygène est d'ailleurs un cas particulier car son énergie d'ionisation est très proche de celle de l'hydrogène et la réaction d'échange de charge entre l'hydrogène et l'oxygène neutres est caractérisée par une très grande section efficace (e.g., Stancil et al., 1999). O I est donc un excellent traceur de H I.

En outre, la mesure de  $N(\text{H I})$  dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  est précise. Dans le régime Lorentzien, le profil des raies est indépendant du paramètre Doppler, mais très sensible à la densité projetée  $N$ . Même dans des spectres de basse résolution, il est possible d'obtenir des valeurs relativement précises, car la largeur équivalente elle aussi n'est fonction que de  $N$  (voir Annexe A).

Enfin, la large couverture spectrale et la haute résolution des spectromètres échelles permettent d'observer dans un même spectre plusieurs transitions d'un même élément.

## Métallicité

Le contenu en hydrogène neutre dans l'Univers est dominé par les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  (Fig. 1.13). La métallicité moyenne des DLAs est donc la meilleure mesure du degré d'enrichissement chimique de l'Univers à une époque donnée, indépendamment de la nature précise des absorbants. Notons que ceci n'est valable que si aucun biais observationnel n'exclut une certaine population d'absorbants (§ 1.3.6). Dans le cas idéal, la métallicité est mesurée à partir de l'oxygène, ceci pour les raisons expliquées précédemment. Cependant, les raies de cet élément sont saturées et la détermination des densités projetées difficiles (voir toutefois Petitjean et al., 2008a). C'est donc souvent vers des éléments moins abondants que l'on se tourne pour mesurer les métallicités. Le zinc est très utilisé (e.g., Pettini et al., 1990; Vladilo et al., 2000) parce qu'il possède des absorptions hors de la forêt Lyman- $\alpha$ , que les raies correspondantes sont généralement optiquement minces, et que cet élément est peu déplété dans le milieu interstellaire (Savage & Sembach, 1996).

Les mesures de métallicités dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  ont conduit à trois observations importantes : Premièrement, la métallicité moyenne des DLAs, pondérée par  $N(\text{H I})$ , est basse : environ un vingtième solaire ( $\langle Z \rangle \simeq -1.3$ ) dans l'intervalle  $0.5 < z < 3$  (Pettini et al., 1994, 1997, 1999). La dispersion des métallicités est grande avec des valeurs allant d'environ 1/250<sup>ième</sup> solaire (e.g., Pettini et al., 2008a) à solaires ou légèrement

<sup>10</sup>Notons que les photons d'énergie  $h\nu > 400$  eV peuvent également pénétrer à l'intérieur du nuage (voir § 1.2.3) et produire des espèces doublement ionisées ( $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Al}^{2+}$ ). Les sections efficaces correspondantes sont cependant petites et le taux d'ionisation bas.

TAB. 1.1 – Éléments fréquemment observés dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ .

Élément	symbole (X)	potentiels d'ionisation (eV)		$\log(X/H)_{\odot}$ +12	état d'ionis. dominant
		I	II		
Hydrogène	H	13.598		12.00	H <sup>0</sup>
Carbone	C	11.260	24.383	8.52	C <sup>+</sup>
Azote	N	14.534	29.601	7.95	N <sup>0</sup>
Oxygène	O	13.618	35.121	8.73	O <sup>0</sup>
Magnésium	Mg	7.646	15.035	7.58	Mg <sup>+</sup>
Aluminium	Al	5.986	18.829	6.49	Al <sup>+</sup>
Silicium	Si	8.152	16.346	7.56	Si <sup>+</sup>
Phosphore	P	10.487	19.770	5.56	P <sup>+</sup>
Soufre	S	10.360	23.338	7.20	S <sup>+</sup>
Chrome	Cr	6.767	16.486	5.69	Cr <sup>+</sup>
Fer	Fe	7.902	16.188	7.50	Fe <sup>+</sup>
Nickel	Ni	7.640	18.169	6.25	Ni <sup>+</sup>
Zinc	Zn	9.394	17.964	4.67	Zn <sup>+</sup>

Notes : Cette liste est non-exhaustive. Bien que d'autres éléments soient observés dans certains systèmes, nous ne donnons ici qu'une liste indicative de ceux les plus couramment observés. Les valeurs dans cette table proviennent de Morton (2003).

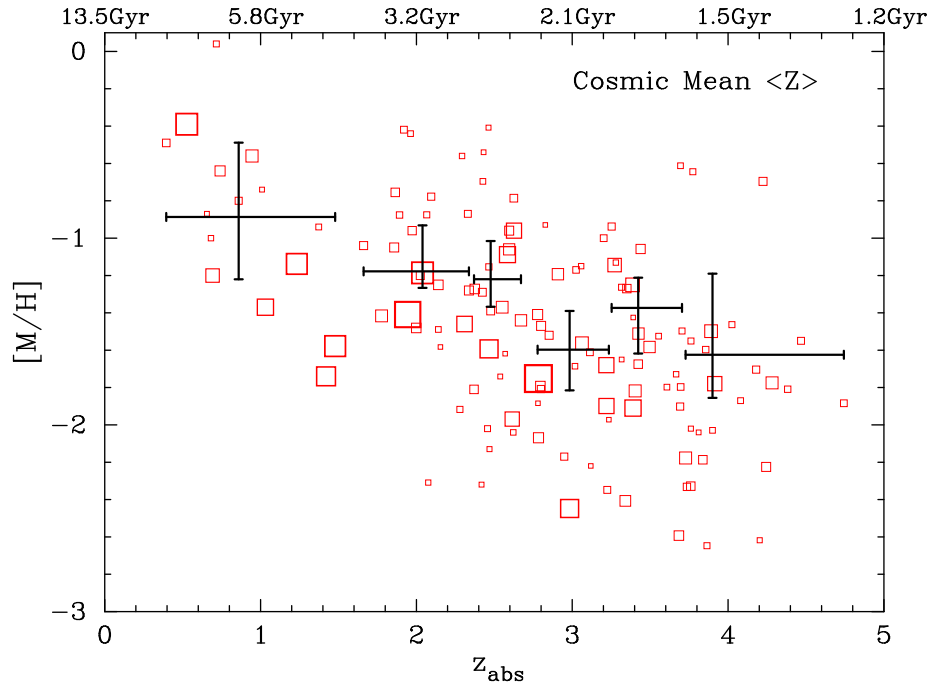


FIG. 1.15 – Evolution avec le décalage spectral de la métallicité mesurée dans les DLA. Les carrés représentent les mesures individuelles, dont l'aire est proportionnelle à  $N(\text{H I})$  tandis que les barres d'erreur représentent la métallicité moyenne (pondérée par  $N(\text{H I})$ ) dans différents intervalles de décalages spectraux. [Figure adaptée de Rao et al. (2005)]

sur-solaires (e.g., Ledoux et al., 2002; Srianand et al., 2008b).

Deuxièmement, il existe un seuil de métallicité à  $[X/H] \sim -3$  (Prochaska et al., 2003a). Cette limite semble robuste car aucun DLA n’a été observé (à haute résolution) sans aucune raie métallique associée. De plus, les instruments actuels permettent en principe de détecter des métallicités bien en dessous de ce seuil.

Enfin, la métallicité moyenne présente une lente évolution avec le décalage spectral (Pettini et al., 1997; Prochaska et al., 2003a; Kulkarni et al., 2005; Rao et al., 2005), et une grande dispersion autour de celle-ci (voir Fig. 1.15).

Le seuil en métallicité montre que les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  ont une histoire d’enrichissement chimique différente de celle de la forêt Ly- $\alpha$ , caractérisée par une métallicité beaucoup plus faible (e.g., Schaye et al., 2003). Ceci renforce le lien entre systèmes lorentziens et formation d’étoiles en limitant la prévalence de gaz primordial neutre dans les DLAs.

Il n’est pas surprenant que la métallicité moyenne soit basse puisque les abondances dans les systèmes lorentziens reflètent probablement les premières étapes de l’évolution chimique des galaxies, où les étoiles n’ont encore produit que peu de métaux. Il existe cependant un conflit, dit *problème des métaux manquants*. En intégrant le taux de formation d’étoiles et en le combinant avec une fonction de masse initiale et un taux de production de métaux, la quantité de métaux attendue est environ dix fois supérieure à celle mesurée dans les DLAs. On peut alors se demander si les métallicités mesurées dans les DLAs sont réellement représentatives des zones de formation d’étoiles. Le manque apparent de métaux peut être expliqué par leur éjection hors de la galaxie à cause des vents induits par des supernovae ou encore parce qu’ils sont piégés à l’intérieur des étoiles sur des intervalles de temps suffisamment longs (Wolfe et al., 2003). Le recensement actuel des métaux à  $z \sim 2.5$  pourrait par ailleurs ne pas être complet. Bouché et ses collaborateurs ont récemment ré-estimé la quantité de métaux présents dans les galaxies (Bouché et al., 2005, 2006) et le milieu intergalactique (Bouché et al., 2007). Ces auteurs montrent que  $\sim 65\%$  des métaux peuvent ainsi être retrouvés dont une grande fraction dans le milieu intergalactique à  $z = 2$ .

La dernière considération concerne la lente évolution de la métallicité pour  $z \sim 1 - 5$ . Si la majeure partie du gaz dans les DLAs à  $z \sim 1.5 - 3$  est directement convertie en étoiles, on pourrait s’attendre à ce que la plupart des étoiles des galaxies locales aient une faible métallicité, ce qui est contraire aux observations (e.g. Gallazzi et al., 2008). Le taux de formation stellaire pourrait donc atteindre son maximum à  $z < 1$ . Cependant, la paucité des observations dans l’ultraviolet rend l’intervalle  $0 < z < 1$  encore peu exploré, bien qu’il représente la moitié de l’âge de l’Univers. D’autre part, la métallicité déduite du taux de formation stellaire pourrait être supérieure à la métallicité mesurée si l’accrétion de gaz primordial sur les galaxies à grand décalage spectral est suffisante pour diluer significativement les métaux. Enfin, (Wolfe et al., 2005) notent que la relation décalage-spectral/métallicité de la Fig. 1.15 peut être expliquée par une évolution linéaire de  $\langle Z \rangle$  par rapport au temps plutôt qu’avec le décalage spectral. Dans ce cas, on obtient bien  $\langle Z \rangle = 0$  lorsque  $z \rightarrow 0$ .

Il semblerait donc que les galaxies à haut décalage spectral soient en interaction forte avec le milieu intergalactique, pouvant accréter du matériel primordial ainsi qu’éjecter des métaux

<sup>11</sup>.

<sup>11</sup>Bouché et al. (2007) considèrent d’ailleurs que le rapport entre la quantité de métaux dans le milieu intergalactique et celle dans les étoiles à  $z = 2$  est significativement plus élevé que le même rapport à  $z = 0$ , impliquant que les métaux du milieu intergalactique retombent sur les galaxies après en avoir été éjectés.



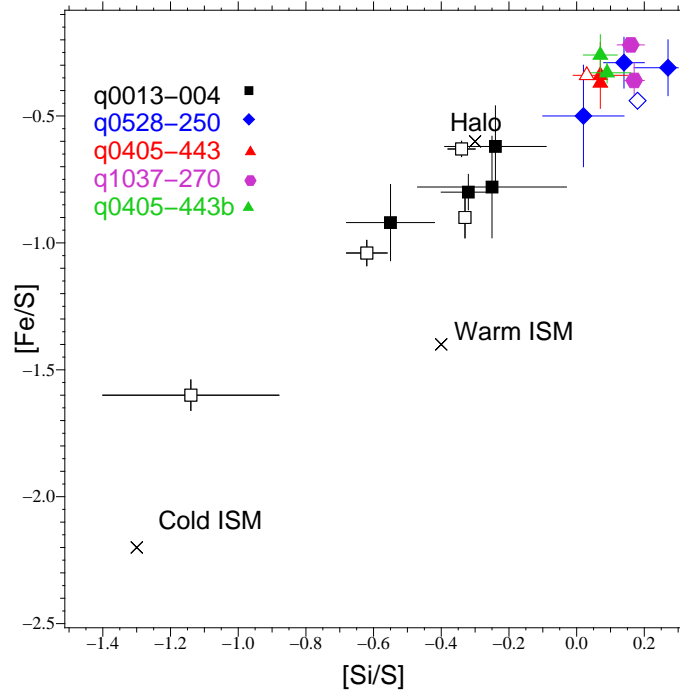


FIG. 1.16 –  $[\text{Fe}/\text{S}]$  en fonction de  $[\text{Si}/\text{S}]$  pour différentes composantes dans des DLAs. Les valeurs typiques de ces rapports observées localement dans le milieu interstellaire froid, chaud et dans le Halo de notre Galaxie sont indiqués par des croix (Welty et al., 1999). [Figure tirée de Rodríguez et al. (2006)]

## Déplétion

Certains éléments réfractaires (tels que le fer ou le chrome) ont tendance à se condenser facilement en grains de poussières. Une fraction non négligeable de ces éléments peut donc se trouver sous forme solide et l'abondance *observée*, mesurée dans la phase gazeuse ne donne qu'une limite inférieure à l'abondance *réelle*. La première évidence d'une déplétion des éléments dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ , similaire à celle observée dans le milieu interstellaire de la Galaxie (e.g. Sembach & Savage, 1996) provient des observations du rapport  $[\text{Cr}/\text{Zn}]$  dans les DLAs (Pettini et al., 1994). Pettini et ses collaborateurs montrent que le rapport est généralement sous-solaire, et l'interprètent comme le résultat d'une incorporation du chrome sous forme de poussière, tandis que le zinc, plus volatile, se trouve essentiellement sous la forme gazeuse. D'autres résultats similaires ont été trouvés pour différentes paires d'éléments plus ou moins réfractaires/volatiles (e.g., Hou et al., 2001; Prochaska & Wolfe, 2002).

De plus, l'existence d'une nette corrélation entre  $[\text{Fe}/\text{S}]$  et  $[\text{Si}/\text{S}]$  (Rodríguez et al., 2006, Fig. 1.16) est difficile à expliquer autrement que par l'effet de déplétion du fer et du silicium, puisque le silicium et le soufre ont une même origine nucléosynthétique.

Les facteurs de déplétion dans les DLAs sont généralement plus bas que dans le milieu interstellaire froid local. Ceci est probablement dû aux plus faibles métallicités dans les DLAs. En effet, Ledoux et al. (2003) ont montré une corrélation entre le taux de déplétion du fer et la métallicité.

La présence de poussières dans les systèmes lorentziens est maintenant étayée par plusieurs



arguments. Il s’agit principalement du rougissement des spectres de quasars d’arrière plan (Fall et al., 1989; Pei et al., 1991; Fall & Pei, 1993; Vladilo et al., 2008), de la corrélation entre facteur de déplétion et métallicité (Ledoux et al., 2003, et Chap. 2), et de la présence de molécules dans une fraction des DLAs que nous discuterons tout au long de ce mémoire de thèse. Enfin, les observations convergent vers une valeur du rapport poussière/gaz typique dans les DLAs d’environ un trentième du même rapport mesuré dans le milieu interstellaire local.

Il devient donc intéressant de savoir plus précisément comment mesurer les abondances *réelles*, à partir des abondances *observées*. Vladilo et ses collaborateurs ont publié une série d’articles à ce propos, permettant de tenir compte des fractions des éléments présents dans la poussière (Vladilo, 1998; Vladilo et al., 2001; Vladilo, 2002a).

### Éléments $\alpha$

Différents éléments sont produits par des étoiles de masses différentes, et donc de durées de vie différentes. Les éléments  $\alpha$  (O, Ne, Mg, Si, S, Ca) sont majoritairement produits par les étoiles massives qui explosent en supernovae de type II. Les supernovae de type Ia produisent quant à elles une grande quantité de fer et d’éléments du pic du fer (e.g., Zn, Ni). L’étude du rapport d’abondance de deux espèces peut donc en principe donner des informations sur la population stellaire dans une galaxie ou encore sur l’histoire de sa formation d’étoiles. On observe par exemple que les étoiles du disque de la Voie Lactée présentent une tendance systématique à la diminution de  $[\alpha/\text{Fe}]$  lorsque  $[\text{Fe}/\text{H}]$  augmente. Ceci indique une augmentation avec le temps de la contribution à l’enrichissement du milieu interstellaire par des supernovae de type Ia par rapport à celles de type II (Edvardsson et al., 1993). Notons qu’il faut soigneusement prendre en compte les effets de déplétion et éventuellement de photo-ionisation (Vladilo et al., 2001) pour remonter aux abondances intrinsèques à partir des abondances observées.

Prochaska & Wolfe (2002) remarquent que  $[\text{Si}/\text{Fe}] \rightarrow 0.25$  dex quand  $[\text{Zn}/\text{Fe}] \rightarrow 0$  (c’est à dire lorsque la présence de poussières devient négligeable) et que  $[\text{Si}/\text{Fe}]$  est caractérisé par un plateau à 0.3 dex pour des métallicités  $[\text{Si}/\text{H}] < -1.5$ . Ils interprètent ce résultat comme un enrichissement  $\alpha$  dans les systèmes Lorentziens de basse métallicité. Au contraire, Vladilo (2002b) et Ledoux et al. (2002), en corrigeant des effets de déplétion à partir des modèles de Vladilo (1998, 2002a), obtiennent des rapports médians  $[\text{Si}/\text{Fe}]$  cohérents avec le rapport solaire. De même, d’autres études utilisant  $[\text{O}/\text{Zn}]$  et  $[\text{S}/\text{Zn}]$ , pour lesquels la déplétion doit être peu importante, montrent que ces rapports sont plus bas que ceux d’étoiles de faible métallicité (Molaro et al., 2000; Nissen et al., 2004) et qu’il y a donc peu ou pas d’enrichissement  $\alpha$  dans les DLAs.

Si de nouvelles études confirment un enrichissement  $\alpha$  significatif, les corrections de déplétion de Vladilo (2002b) sont probablement trop élevées. Il est cependant encore prématuré de conclure à un enrichissement  $\alpha$  dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ , tant que la dégénérescence entre l’augmentation de l’abondance du fer —par les supernovae de type Ia— et sa diminution en phase gazeuse —par la condensation en grains de poussières— n’est pas levée. Etudier en détail la présence de poussières avec des indicateurs différents (rougissement, déplétion, molécules), ainsi que contraindre l’histoire nucléosynthétique des DLAs devrait permettre de lever cette dégénérescence. Enfin, notons que l’enrichissement  $\alpha$  observé dans les étoiles de faible métallicité de la Voie Lactée n’est généralement pas vu dans les

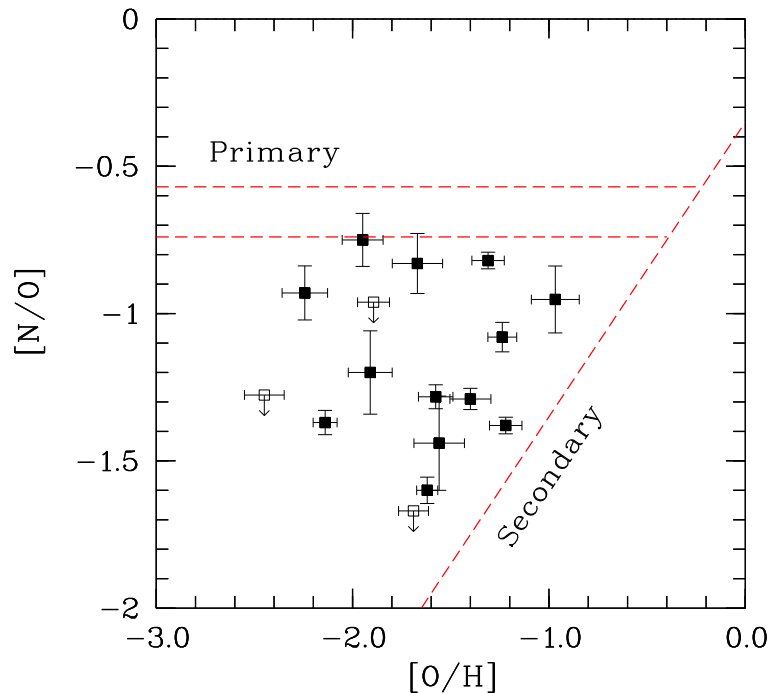


FIG. 1.17 – Abondance relative de N et O en fonction de l’abondance de l’oxygène dans des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . Le plateau de production primaire mesuré localement est indiqué par les lignes horizontales. Les rapports d’abondances en cas de production secondaire sont aussi indiqués. [Figure tirée de Petitjean et al. (2008a).]

galaxies naines (e.g., Shetrone et al., 2003; Tautvaišienė et al., 2007; Geisler et al., 2007).

### Nucleosynthèse de l’azote

L’azote est un élément à la fois très utile et discuté pour la compréhension de l’enrichissement chimique dans différents environnements astrophysiques (e.g. Edmunds & Pagel, 1978; Thuan et al., 1995; Henry et al., 2000). Il est maintenant généralement admis que l’azote est produit par le cycle CNO dans les étoiles consommant la couche d’hydrogène,  $^{14}\text{N}$  étant synthétisé à partir de  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$ . On distingue alors deux types de productions d’azote, selon que cet élément était déjà présent dans le milieu interstellaire donnant naissance à l’étoile (*secondaire*) où s’il a été produit par l’étoile elle-même (*primaire*). Dans la branche CN, les réactions qui détruisent l’azote ont une très petite section efficace, ce qui permet à  $^{14}\text{N}$  de s’accumuler avec le temps (Arnett, 1996).

Lors d’un enrichissement primaire, l’abondance d’azote va augmenter en même temps que celle d’oxygène et le rapport  $[\text{N}/\text{O}]$  va rester constant pour un grand intervalle d’abondance d’oxygène (i.e. métallicité). Lorsque la production secondaire se met en place, l’abondance d’azote augmente plus rapidement que celle d’oxygène et on s’attend à une corrélation entre  $[\text{N}/\text{O}]$  et  $[\text{O}/\text{H}]$  (Talbot & Arnett, 1974). Le diagramme  $[\text{N}/\text{O}]$  en fonction de  $[\text{O}/\text{H}]$  est donc très utilisé pour comprendre ces productions (Fig 1.17).

Si l’azote primaire est produit par des étoiles massives, nous ne nous attendons à quasiment aucun délai entre l’injection de O et N dans le milieu interstellaire. Il en découle une petite dispersion entre les mesures de  $[\text{N}/\text{O}]$  (e.g. Matteucci, 1986; Izotov & Thuan, 2000). Par contre, si la production primaire est due à des étoiles de masse intermédiaire, l’azote est

libéré plus tard que l’oxygène, principalement produit dans les étoiles massives. On doit donc observer une plus grande dispersion des mesures de  $[N/O]$ . Petitjean et al. (2008a) ont récemment montré sur un échantillon 16 DLAs que le rapport  $[N/O]$  se trouve toujours en dessous d’un possible plateau à  $[N/O] = -0.9$ , lui-même en dessous du plateau de production primaire observé dans les galaxies naines locales de faible métallicité. Une interprétation possible est que les systèmes Lorentziens sont sujets à des pics de formation d’étoiles successifs, pendant lesquels l’oxygène est rapidement injecté dans le milieu interstellaire tandis que l’azote est injecté plus lentement par des étoiles de masse intermédiaire ( $4 \lesssim M/M_\odot \lesssim 7$ ). Pettini et al. (2008b) interprètent les abondances de C, N et O dans les DLAs de faible métallicité comme la signature d’une production intense de carbone et d’azote par des étoiles massives dans les premiers épisodes de formation d’étoiles.

### Deutérium

Le deutérium ( $^2\text{H}$  ou D) est produit lors de la nucléosynthèse primordiale (§ 1.1 et Fig. 1.4) et est ensuite facilement détruit à l’intérieur des étoiles. Mesurer l’abondance de deutérium dans un gaz primordial qui n’a pas subi de formation d’étoiles, permet donc de contraindre la nucléosynthèse primordiale et en particulier de déterminer la densité baryonique de l’Univers  $\Omega_b$  (Wagoner, 1973). A l’inverse, si on connaît le rapport primordial, mesurer D/H permet de poser des contraintes sur les processus de formation d’étoiles et de contraindre les scénarios de formation des galaxies (e.g. Romano et al., 2006; Prodanović & Fields, 2008).

Toutes les mesures de D/H à grand décalage spectral sont basées sur le rapport  $N(D^0)/N(H^0)$  observé dans des systèmes LLS de faible métallicité. Cependant, les mesures sont très difficiles (D’Odorico et al., 2001). En effet, les raies de D I sont très proches de celles de H I ( $\Delta v_{D\text{I}/H\text{I}} \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ ) et l’abondance de deutérium est faible. Les raies du deutérium sont donc en général noyées dans celle de l’hydrogène. En outre, la présence de la forêt Lyman- $\alpha$  complique la tâche en réduisant le rapport signal sur bruit et en introduisant une possible confusion entre une raie Ly- $\alpha$  de la forêt et la raie de D I. Ceci explique pourquoi, après plus de dix ans d’efforts (Songaila et al., 1994; Carswell et al., 1994; Rugers & Hogan, 1996a,b; Tytler et al., 1996; Webb et al., 1997; Burles & Tytler, 1998a,b; Burles et al., 1999; Molaro et al., 1999; Kirkman et al., 2000, 2003; O’Meara et al., 2001, 2006; Pettini & Bowen, 2001; D’Odorico et al., 2001; Levshakov et al., 2002; Crighton et al., 2003, 2004), il n’y ait que très peu de mesures fiables de D/H à grand décalage spectral (O’Meara et al., 2006; Pettini et al., 2008a). Celles-ci donnent une valeur de  $\Omega_b$  concordante avec les résultats indépendants de WMAP. Notons cependant que la déviation standard entre les différentes valeurs dépasse la dispersion attendue lorsque l’on considère les erreurs individuelles. Ceci est probablement dû à la difficulté de prendre en compte toutes les erreurs associées aux observations.

### 1.3.4 Cinématique

Les profils d’absorption des raies métalliques non saturées procurent des informations importantes sur la cinématique du gaz dans les systèmes Lorentziens. Weisheit (1978) décrit comment la forme de différentes raies d’un même système permettent de remonter aux informations cinématiques, et montre qu’un disque en rotation doit laisser une signature particulière en absorption dans le spectre du quasar.

A partir d’observations du quasar Q B0100+1300 avec le spectromètre haute résolution HIRES du Keck, Wolfe et al. (1994) montrent que le profil des raies métalliques du DLA à

$z \sim 2.3$  sont cohérentes avec l'idée d'un disque épais en rotation, de rayon et de vitesse de rotation comparables aux galaxies spirales locales. Ces auteurs suggèrent alors que des disques en rotation peuvent déjà être en place à  $z \sim 2$ . Prochaska & Wolfe (1997), en étudiant les profils métalliques de 17 DLAs, montrent que ceux-ci sont systématiquement asymétriques, avec l'absorption la plus forte à l'un des bords du profil. La distribution des extensions en vitesse  $\Delta v$  est uniforme avec des vitesses comprises entre 20 et 200 km s<sup>-1</sup>. En comparant des modèles aux observations, ces auteurs rejettent les scénarios de halos où le gaz distribué sphériquement est en chute radiale. Ils rejettent également les modèles de galaxies naines (modélisés par des disques chauds à faible rotation) ainsi que les modèles *Cold Dark Matter* de structuration hiérarchique (Kauffmann, 1996), principalement parce que la section efficace des DLAs y est dominée par des rotateurs lents. Enfin, ces auteurs concluent que le meilleur scénario expliquant les profils en vitesse est celui d'un disque épais et froid de galaxie en rotation rapide ( $v_r \sim 230$  km s<sup>-1</sup>).

Cependant, l'interprétation des profils des métaux n'est pas unique. Ledoux et al. (1998) observent une corrélation entre l'asymétrie des raies de 26 DLAs et leur extension en vitesse, comme attendu dans le cas d'une rotation, mais seulement jusqu'à  $\Delta v \sim 200$  km s<sup>-1</sup>. Les valeurs plus grandes sont expliquées par des mouvements aléatoires de sous-systèmes. Haehnelt et al. (1998) arrivent aux mêmes conclusions par des simulations. Ils montrent que des nuages irréguliers protogalactiques peuvent également reproduire les vitesses observées. Celles-ci sont le résultat de rotations, de mouvements aléatoires et d'accrétions.

Prochaska & Wolfe (2001) soulignent alors un problème fondamental dans les simulations CDM de cosmologie hiérarchique : les simulations doivent d'une part inclure suffisamment de halos de faible masse pour expliquer la section efficace moyenne des DLAs, mais d'autre part, la distribution des masses des halos doit expliquer la proportion significative de systèmes à grandes extensions en vitesse, en incluant une proportion suffisante de halos de grande masse.

Les progrès dans les simulations numériques donnent cependant peu à peu la préférence aux scénarios de structuration hiérarchique dans le contexte de la théorie *Cold Dark Matter* par rapport à l'idée de disques en rotation.

La grande extension en vitesse des profils métalliques de basse ionisation reste cependant un problème (e.g., Razoumov et al., 2007), même si de récentes simulations haute résolution de structuration hiérarchique à  $z = 3$  (Pontzen et al., 2008) permettent d'expliquer une bonne partie de la distribution de  $\Delta v$  tout en produisant des sections efficaces en accord avec les observations. Une contribution non négligeable aux grandes extensions en vitesse pourrait d'ailleurs venir du transport de matière par les vents de supernovae (e.g., Murphy et al., 2007).

### 1.3.5 Le gaz ionisé

Bien que les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  soit principalement neutres, il existe une phase ionisée associée. L'évidence la plus directe provient des raies de carbone fortement ionisées (C IV  $\lambda\lambda 1548, 1550$ ), observées associées à tous les DLAs. Il est cependant clair que les profils d'absorption des métaux de haute ionisation et de basse ionisation sont différents, montrant ainsi qu'il ne s'agit pas du même gaz.

Ceci n'est pas surprenant car il est très difficile de produire C<sup>3+</sup> par photoionisation dans du gaz neutre avec de telles densités projetées<sup>12</sup>.

<sup>12</sup>En effet,  $\tau(50 \text{ eV}) > 12$  pour  $N(\text{H I}) \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (l'énergie de troisième ionisation du carbone est 47.9 eV)

Fox et al. (2007b) ont récemment étudié les profils d'absorption de O VI, Si IV, C IV et N V dans un échantillon de 35 DLAs observés à haute résolution. Ces auteurs détectent O VI dans 34% des cas, mais ne trouvent aucun cas où la présence de O VI peut être rejetée. Ceci montre que les systèmes lorentziens pourraient être tous associés à un halo ionisé. Ce halo pourrait participer significativement au budget des baryons et des métaux à grand  $z$ . Fox et al. suggèrent qu'il existe deux phases de plasma associées aux systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . Il s'agit d'une phase ionisée collisionnellement et à haute température ( $\sim 10^6$  K), révélée par les larges composantes O VI, et une phase photo-ionisée, révélée par les composantes étroites de C IV et Si IV. Les profils s'étendent parfois au delà de la vitesse d'échappement –estimée à partir du profil des ions de basse ionisation– indiquant la présence de vents galactiques, probablement dus aux supernovae (Ferrara & Salvaterra, 2004), enrichissant en métaux le milieu intergalactique. Une autre possibilité est celle de l'accrétion de matière intergalactique, accélérée à des vitesses supersoniques résultant en un choc, lui-même élevant la température du gaz à  $10^5 - 10^7$  K (Cen & Ostriker, 1999; Davé et al., 2001).

### 1.3.6 Identification des biais

Devant l'augmentation significative du nombre d'absorbants lorentziens depuis leur découverte, il convient de discuter les possibles biais affectant les échantillons disponibles ainsi que leur conséquence sur le recensement de l'hydrogène neutre dans l'Univers (§ 1.3.2), et celui des métaux (§ 1.3.3).

### Poussières

Si les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  contiennent des poussières comme dans le milieu interstellaire local, on s'attend à ce que celles-ci diffusent et absorbent une partie du rayonnement du quasar, diminuant la luminosité apparente du quasar d'arrière-plan (*extinction*) et changeant la pente de sa distribution spectrale d'énergie (*rougissement*). Lorsque l'extinction est suffisamment importante, la magnitude apparente du quasar peut être changée à tel point que le quasar se retrouve en dehors des relevés limités en magnitude (Ostriker & Heisler, 1984; Fall & Pei, 1993). Un rougissement significatif peut avoir les mêmes conséquences, puisque les quasars sont en général sélectionnés pour leur couleur bleue.

Il est en principe possible de détecter directement la présence de poussière par la présence de l'absorption à 2175 Å, telle qu'observée dans la Voie Lactée. Cette absorption n'est pas observée dans la plupart des DLAs (Pei et al., 1991), même s'il existe quelques cas où elle a clairement pu être identifiée (e.g. Junkkarinen et al., 2004). Détecter un simple rougissement du quasar est moins évident. La variété de formes intrinsèques des continus complique la tâche et il faut comparer statistiquement les couleurs des quasars avec systèmes Lorentziens avec celles de ceux exempts d'absorptions. Pei et al. (1991) sont les premiers à annoncer la détection de rougissement dû à ces systèmes. Cependant, ceci est infirmé plus tard par Murphy & Liske (2004) qui ne détectent aucun rougissement ( $E(B-V) < 0.01$ ) dans un échantillon de 70 quasars avec DLAs du SDSS. Notons cependant que d'après les auteurs eux-mêmes, l'incomplétude de leur échantillon est proche de 50 %. Enfin, Vladilo et al. (2008) ont récemment analysé avec grand soin les excès de couleurs de 248 quasars avec DLAs par rapport à  $\sim 2000$  quasars sans absorption à partir du SDSS-DR5. Ces auteurs trouvent une extinction moyenne de type SMC (Small Magellanic Cloud), et un rapport poussière-sur-gaz de l'ordre d'un vingtième

de ce qui est observé dans la Galaxie. Il apparaît donc qu'il n'y a en moyenne que peu de rougissement dans les échantillons actuels.

D'autre part, plusieurs auteurs ont remarqué que les absorbants qui possèdent les plus grandes densités projetées d'hydrogène neutre avaient tous une métallicité basse (e.g. Pettini et al., 1999; Prantzos & Boissier, 2000). Plus spécifiquement, Boissé et al. (1998) notent qu'aucun système n'a de densité projetée de zinc supérieure à  $\log N(\text{Zn II}) = 13.2$ . Il est crucial de savoir si les systèmes avec grand  $N(\text{HI})$  et haute métallicité sont exclus des échantillons actuels. Puisque ces systèmes contribuent significativement au recensement des métaux et à celui d'hydrogène neutre dans l'Univers, l'anti-corrélation observée entre  $N(\text{HI})$  et  $[\text{X}/\text{H}]$  pourrait alors expliquer le déficit apparent en métaux. Vladilo & Péroux (2005) ont montré que l'extinction augmente de façon linéaire avec la densité projetée des éléments volatiles, jusqu'à un certain point où les quasars sont soudainement obscurcis. Tandis que l'extinction moyenne n'est pas très importante, la queue de la distribution indique qu'une fraction significative des DLAs obscurcissent le quasar. Les conséquences sont importantes pour la distribution observée des métallicités, artificiellement limitée à  $Z \lesssim Z_{\odot}$ . Enfin, Khare et al. (2007), en se basant sur des mesures individuelles d'abondance dans des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ , considèrent que ces derniers contiennent trop peu de poussières pour être responsables d'une extinction significative des quasars.

La manière la plus directe pour tester l'importance d'un biais dû à la poussière est d'avoir recours à des ensembles de quasars sélectionnés indépendamment de leur magnitude. Idéalement, les quasars sont sélectionnés par leur propriétés radio, insensibles à la présence de poussière sur la ligne de visée. Trois études basées sur de tels échantillons ont été menées à ce jour (Ellison et al., 2001; Jorgenson et al., 2006; Ellison et al., 2008). Ellison et al. (2001) montrent que l'incidence ainsi que la densité cosmologique de gaz neutre dans les DLAs est au plus sous-estimée d'un facteur deux dans les échantillons de quasars sélectionnés optiquement. Jorgenson et al. (2006), en combinant l'échantillon CORALS avec l'échantillon UCSD, mesurent également des valeurs plus élevées que dans les échantillons optiques. Il en va de même pour l'échantillon Texas Radio Survey (Ellison et al., 2008), où l'incidence mesurée des DLAs est légèrement supérieure à celle des échantillons optiques. Les auteurs de ces trois études considèrent cependant que le biais dû à la poussière doit être négligeable, puisque compatible (dans les barres d'erreurs) avec les résultats optiques (Péroux et al., 2003; Prochaska et al., 2005a). Ceci devrait être confirmé avec des échantillons similaires plus grands ( $\sim 100$  DLAs), difficiles à construire, principalement à cause des longs temps de pose requis lorsque la magnitude optique est faible.

### Amplification gravitationnelle

Un autre effet important à considérer est celui d'amplification gravitationnelle. A l'opposé de l'extinction et de l'obscurisation, cet effet est caractérisé par une augmentation de la luminosité apparente d'un quasar lorsqu'un système Lorentziens Lyman- $\alpha$  est présent sur la ligne de visée. Le biais résultant est une surestimation des densités numériques et massique ( $l_{\text{DLA}}$  et  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ )<sup>13</sup> (Smette et al., 1997; Le Brun et al., 2000). Ce biais dépend principalement du décalage spectral et de la masse de l'absorbant, avec des conséquences plus importantes à  $z \sim 1$ , pour des raisons géométriques. Prochaska et al. (2005a) mesurent des valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$   $40\% \pm 20\%$  plus élevées dans un sous-échantillon de quasars brillants que de quasars faibles

<sup>13</sup>voir chap. 6



dans le SDSS-DR3 et suggèrent que l'effet de lentille gravitationnelle peut être important (voir aussi Murphy & Liske, 2004). Notons cependant qu'en utilisant  $\sim 7000$  systèmes Mg II forts à  $0.4 < z < 2.2$ , Ménard et al. (2008) ne détectent aucune amplification de la luminosité des quasars.

### 1.3.7 Formation d'étoiles

Nous avons vu que les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  sont probablement associés à des régions de formation stellaire, les métaux étant produits par les étoiles. Il est cependant difficile d'évaluer le taux instantané de formation d'étoiles.

Wolfe et al. (2003) proposent d'utiliser l'absorption C II\*  $\lambda 1235$  pour déterminer ce taux dans les DLAs. L'idée est de considérer l'équilibre entre le refroidissement du gaz par l'émission C II à  $158 \mu\text{m}$  et son chauffage par effet photoélectrique sur les grains de poussières. Le taux de chauffage est proportionnel à la quantité de poussière et au flux UV, tandis que l'intensité de l'émission C II  $158 \mu\text{m}$  augmente linéairement avec  $N(\text{C II})^*$  (Pottasch et al., 1979). Il est alors possible de déterminer le flux UV incident, qui peut à son tour être converti en taux de formation stellaire (Kennicutt, 1998). Cette technique comporte cependant des faiblesses puisqu'elle suppose l'équilibre entre chauffage et refroidissement. De plus, il faut supposer qu'il s'agit là des processus dominants. L'efficacité du chauffage dépend en outre du type de grains (composition chimique et distribution en taille), de leur abondance, ainsi que de la température et de la densité du gaz (Weingartner & Draine, 2001). Wolfe et ses collaborateurs montrent que la distribution des taux de refroidissement est bimodale : ils y voient l'indication qu'une partie importante des DLAs est associée à des Lyman-break galaxies (Wolfe et al., 2004).

L'hydrogène moléculaire est sans doute un très bon traceur de la formation d'étoiles, puisque les nuages moléculaires en sont le berceau. De plus, H<sub>2</sub> sert de diagnostic puisqu'il est en principe possible de mesurer le flux UV ambiant à partir des populations de la molécule dans différents niveaux rotationnels. Ces potentialités sont donc une motivation fondamentale pour étudier H<sub>2</sub> dans les systèmes Lorentziens.

Notons également que l'abondance relative de l'argon neutre par rapport aux autres éléments  $\alpha$  de même origine nucléosynthétique peut permettre de caractériser le champ UV incident (Molaro et al., 2001; Vladilo et al., 2003). En effet, cet élément est très volatil et possède une section efficace de photoionisation très grande. Un déficit apparent de Ar I indique donc une ionisation partielle due au champ de radiation UV.

La manière la plus directe de montrer que les DLAs sont associés à des régions de formation stellaire est cependant de rechercher l'émission de la galaxie associée. On s'attend à ce que la galaxie responsable de l'absorption se trouve sur ou proche de la ligne de visée du quasar et que la galaxie recherchée soit environ 8 magnitudes plus faible que le quasar d'arrière-plan, ce qui rend très difficiles les détections directes en émission.

Une possibilité est de chercher l'émission Ly- $\alpha$  au décalage spectral de l'absorption. En effet, la lumière du quasar est absorbée par le système Lorentzien sur un intervalle de longueur d'onde correspondant à plusieurs milliers de kilomètres par seconde. Il est ainsi possible de rechercher l'émission Ly- $\alpha$  par spectroscopie longue fente (Møller et al., 2004), donnant une information spectrale (e.g., décalage en vitesse entre absorption et émission) mais une seule dimension spatiale (pour chaque pose). Il est également possible de rechercher l'émission Ly- $\alpha$  par imagerie en bande étroite. Cette technique requiert cependant la construction de filtres

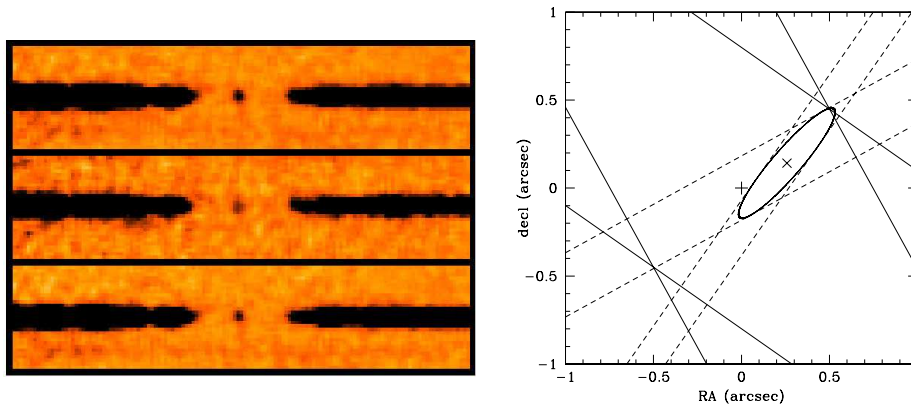


FIG. 1.18 – A gauche : Détection d’émission Ly- $\alpha$  au centre de l’absorption Lorentzienne. Celle-ci permet d’estimer le taux de formation stellaire et de contraindre les dimensions de la galaxie en mesurant les paramètres d’impact pour différentes orientations de la fente du spectrographe sur le ciel. Le spectre du bas est la somme des deux spectres (haut et milieu) obtenus avec des orientations différentes. A droite : positionnement des fentes (en traits continus) et intervalle à  $1\sigma$  (tirets) sur la position de l’émission Ly- $\alpha$  ( $\times$ ). La position du quasar est indiquée par le symbole “+”. [Figures tirées de Møller et al. (2004)]

spécialement adaptés aux décalages spectraux considérés. Une confirmation spectroscopique des candidats est ensuite nécessaire.

Très peu de cas ont donc été découverts où la raie Lyman- $\alpha$  est vue en émission au décalage spectral de l’absorption (e.g. Moller & Warren, 1993, 1998; Fynbo et al., 1999; Warren et al., 2001). Un exemple de détection d’émission Ly- $\alpha$  au centre de l’absorption lorentzienne est montré sur la Fig. 1.18. Quelques tentatives ont également eu lieu avec le télescope spatial Hubble, puisque la fonction d’étalement de l’image du quasar est plus étroite. La recherche coronographique de Colbert & Malkan (2002) n’a abouti qu’à une seule détection possible pour 22 DLAs, ce qui est probablement dû à la magnitude limite peu contraignante. La non-détection de l’émission Ly- $\alpha$  peut également être la conséquence de la présence de poussières, détruisant les photons Ly- $\alpha$  (Charlot & Fall, 1991).

Pour contourner cet éventuel problème, plusieurs groupes ont effectué des recherches de galaxies associées aux DLAs grâce à l’émission H $\alpha$ , peu affectée par la présence de poussière. Les limites atteintes (e.g., Bunker et al., 1999; Kulkarni et al., 2000, 2001) montrent que les galaxies responsables des DLAs ont probablement une luminosité bien inférieure à celle des Lyman-break galaxies (voir cependant Møller et al., 2002).

Enfin, Rauch et al. (2007) ont récemment décelé une population d’émetteurs Ly- $\alpha$  faibles ( $\sim 10^{18}$  ergs $^{-1}$  cm $^{-2}$ ) à  $2.7 < z < 3.7$ , grâce à un sondage très profond : 92 h de temps de pose avec l’instrument FORS2 du VLT, correspondant à une limite de détection  $8 \times 10^{-20}$  ergs $^{-1}$  cm $^{-2}$  arsec $^{-2}$ . La grande densité numérique, le grand facteur de couverture, et les émissions Ly- $\alpha$  étendues des candidats suggèrent que ceux-ci sont probablement les contreparties émissives des DLAs et sub-DLAs.

### 1.3.8 Dimensions et morphologies

Une vingtaine de galaxies associées à des DLAs ont pu être identifiées en émission à des décalages spectraux  $z < 1.6$ . Celles-ci présentent une variété de types morphologiques :



galaxies spirales, compactes et galaxies amorphes à faible brillance de surface (LSBs) (e.g., Le Brun et al., 1997; Rao et al., 2003). A grand décalage spectral le problème est tout autre. Les considérations sur le type morphologique et les dimensions des galaxies sont indirectes.

Comme nous l’avons vu précédemment (§ 1.3.4), Wolfe & Prochaska ont longtemps argumenté en faveur de disques étendus et épais, tandis que Haehnelt et al. (1998) et Ledoux et al. (1998) montrent que les DLAs peuvent provenir de nuages protogalactiques sans morphologie particulière. Jimenez et al. (1999) considèrent que la majorité des DLAs proviennent de galaxies LSB (*Low Surface Brightness*), tandis que Matteucci et al. (1997) proposent qu’au moins une fraction des DLAs soit due à des galaxies naines. Enfin, Khare et al. (2007) proposent que les sous-DLAs soient associés à des galaxies spirales et/ou elliptiques, tandis que les DLAs *bona-fide* proviendraient de galaxies de faible masse. Cette dernière idée est motivée par l’observation d’une corrélation entre masse et métallicité (Ledoux et al., 2006a) et du constat que les sous-DLAs sont en moyenne plus riches<sup>14</sup> en métaux que les DLAs. Il est intéressant de noter que la diversité des interprétations rappelle la diversité des morphologies des galaxies responsables des DLAs de bas  $z$ .

Les dimensions des systèmes lorentziens peuvent être contraintes de différentes manières. Par exemple, Briggs et al. (1989), ont utilisé l’absorption à 21 cm pour déterminer le facteur de couverture du quasar radio PKS 0458–020. Ils ont ainsi montré que le DLA à  $z = 2.03$  doit avoir une grande extension spatiale ( $\sim 11$  kpc), ce qui ne peut être expliqué par des galaxies naines mais plus probablement par un disque étendu (voir aussi Heinmüller et al., 2006).

Ellison et al. (2007) ont observé deux absorptions lorentziennes apparaissant simultanément sur les lignes de visée de deux quasars séparés par 14 arcsec et ont montré que ces absorptions ne sont probablement pas dues à des galaxies étendues ( $> 110$  kpc), mais plus probablement à des groupes de galaxies séparées d’une centaine de kiloparsecs. Le paramètre d’impact entre l’émission et l’absorption pose également des contraintes sur les dimensions typiques des galaxies associées aux DLAs (Møller et al., 2004; Christensen et al., 2007).

Enfin, une contrainte sur la morphologie et les dimensions des DLAs pourrait être apportée par les simulations. La Figure 1.19 présente la distribution spatiale simulée du gaz associé à un système Lorentzien à  $z = 3$ .

---

<sup>14</sup>Notons que les mesures d’abondances dans les sous-DLAs sont difficiles et qu’il faut tenir compte des corrections d’ionisation

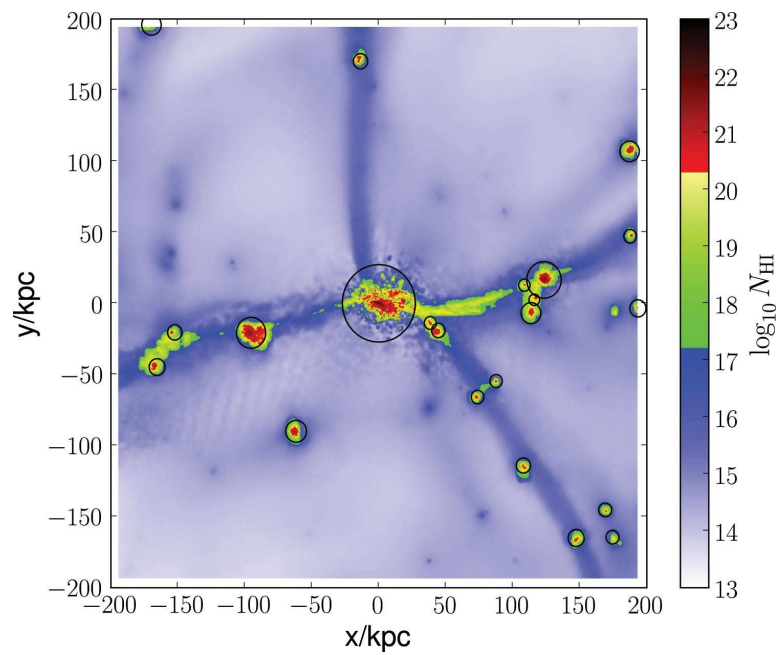


FIG. 1.19 – Densité projetée de HI à  $z = 3$  selon des simulations récentes. La surdensité centrale est le progéniteur d’une galaxie semblable à la Voie Lactée à  $z = 0$ . Les couleurs ont été choisies pour que les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  apparaissent en rouge et les LLS en vert et jaune. Les cercles représentent la position et le rayon viriel des Halos de matière noire avec  $M > 5 \times 10^8 M_{\odot}$ . [Figure tirée de Pontzen et al. (2008)].

## 1.4 Propos de la thèse

Les absorbants dans les spectres des quasars sondent toute une variété de paramètres, 10 ordres de grandeur en densité projetée (de  $10^{12}$  à  $10^{22}$   $\text{cm}^{-2}$ ), des abondances qui vont de solaires ou légèrement sur-solaires à moins d'un millième solaire, des températures de quelques degrés Kelvin à quelques millions de K et enfin des décalages spectraux de  $z = 0$  à  $z \sim 5$ . Ce sont les objets qui sondent le plus grand volume d'Univers.

Les systèmes de plus grandes densités projetées (DLAs et sous-DLAs) sont la classe d'absorbant la plus étroitement associée aux régions de formation d'étoiles et représentent un élément clé dans la formation et l'évolution des galaxies. Il semble maintenant établi que les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  proviennent du milieu interstellaire de galaxies en formation. Les conditions physiques dans le milieu interstellaire sont influencées par différents processus tels que la formation d'étoiles, les rayons cosmiques, le chauffage photo-électrique des grains ainsi que l'énergie mécanique apportée par les explosions de supernovae et les vents stellaires et galactiques.

Détecter l'absorption à 21 cm dans les DLAs permet de sonder les conditions physiques dans le gaz à des décalages spectraux bas et intermédiaires ( $z \sim 1$ ). La température de spin du gaz est un bon traceur de sa température cinétique et peut être estimée grâce aux mesures conjointes de la profondeur optique à 21 cm et de la densité projetée de H I, obtenue par des observations dans le domaine optique.

Les conditions physiques (e.g., température, densité, flux UV ambiant) dans le milieu interstellaire local et dans les nuages de Magellan ont maintenant pu être étudiées en détail grâce à des observations spatiales (e.g. COPERNICUS, FUSE) de l'hydrogène moléculaire.

Le long de cette thèse, je tenterai de convaincre le lecteur que les instruments actuels les plus performants, et tout particulièrement le spectrographe UVES du *Very Large Telescope* européen, permettent de détecter H<sub>2</sub> et d'appliquer des techniques similaires à celles utilisées localement pour sonder le milieu interstellaire à grand décalage spectral et comprendre ainsi la nature des systèmes Lorentziens. L'hydrogène moléculaire ouvre également la première porte à la détection d'autres molécules, et, avec elles, à l'astrochimie à grand décalage spectral.

Dans le **chapitre 2**, je présente les résultats de la recherche d'hydrogène moléculaire dans un échantillon de 77 systèmes lorentziens observés à haute résolution spectrale avec l'instrument UVES. Il s'agit du plus grand relevé de ce type effectué à ce jour. Le taux de détection de H<sub>2</sub> est étudié en fonction des caractéristiques des absorbants. L'accent est mis sur les liens entre la présence de molécules et celle de poussière.

J'introduis dans le **chapitre 3** les diagnostics permettant de comprendre les conditions physiques dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . L'étude est basée sur une comparaison de l'échantillon construit au Chap. 2 avec des modèles obtenus grâce à un code de synthèse spectrale. L'abondance de H<sub>2</sub> ainsi que l'excitation des niveaux rotationnels de H<sub>2</sub> et des niveaux de structure fine du carbone neutre sont étudiées en fonction des caractéristiques du gaz.

Le **chapitre 4** présente la détermination des conditions physiques dans le milieu interstellaire à grand décalage spectral, par l'étude conjointe des abondances, des niveaux rotationnels de l'hydrogène moléculaire et des niveaux de structure fine du carbone neutre dans un DLA à

$z = 2.4$ . Le système considéré permet l'étude homogène et simultanée d'un grand nombre de composantes  $H_2$ .

Dans le **chapitre 5**, j'étudie les conditions physiques dans trois nouveaux systèmes caractérisés par de faibles fractions moléculaires. L'accent est porté sur la compréhension des mécanismes d'excitation de la molécule d'hydrogène. La présence d'un processus non-radiatif contribuant à l'excitation  $H_2$  est mise en évidence par l'étude de la largeur des raies.

Le **chapitre 6** présente les recherches et analyses automatiques de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  dans le grand relevé du ciel *Sloan Digital Sky Survey*. La fonction de distribution des densités projetées des absorbants est mesurée. La densité cosmologique de gaz neutre et son évolution au cours du temps sont alors étudiées et discutées.

Enfin, dans le **chapitre 7**, je présente la découverte d'un système unique, sélectionné grâce à la recherche automatique présentée au Chap 6, et qui a permis la première détection de monoxyde de carbone dans un DLA ainsi que la seconde détection extragalactique d'hydrogène moléculaire deutéré (HD). Quelques applications directes de ces détections sont présentées, comme la mesure de la température du fond de rayonnement cosmologique à grand- $z$  à partir de l'excitation rotationnelle de CO et la possibilité d'étudier l'histoire de la formation d'étoiles grâce à l'abondance relative de HD par rapport à  $H_2$ .

Je conclus et ouvre la voie à de nouvelles recherches dans le **chapitre 8**.



## Chapitre 2

# Hydrogène moléculaire dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ à grand décalage spectral : le relevé VLT/UVES

« I have lived much of my life among molecules. They are good company. »

George Wald

### Sommaire

---

Préambule . . . . .	57
Résumé . . . . .	64
2.1 Introduction . . . . .	65
2.2 Observations et échantillon . . . . .	66
2.3 Commentaires sur des systèmes individuels . . . . .	67
2.4 Population globale . . . . .	68
2.5 Fraction moléculaire . . . . .	71
2.6 L'importance de la poussière . . . . .	71
2.7 Cinématique du gaz . . . . .	78
2.8 Evolution avec le décalage spectral . . . . .	78
2.9 Conclusion . . . . .	81

---

### Préambule

L'hydrogène moléculaire ( $H_2$ ) occupe une place centrale en astrophysique. Cette molécule est détectée dans des environnements physiques très différents, allant de l'atmosphère des planètes Joviennes aux quasars.  $H_2$  joue un rôle important de refroidissement du gaz à grand décalage spectral dans lequel peu d'autres refroidisseurs sont présents (e.g., Abel et al., 1997; Le Bourlot et al., 1999) permettant l'effondrement des premiers objets (e.g., Saslaw & Zipoy, 1967; Glover, 2005).

L'hydrogène moléculaire est la molécule la plus abondante dans l'Univers, et pourrait représenter une fraction importante de la masse baryonique de l'Univers (e.g. Combes, 2000). C'est aussi le constituant majeur des nuages moléculaires à partir duquel se forment les étoiles (Omont, 2007).

Sa présence dans le milieu interstellaire a été prédite très tôt par Eddington (1937) et Strömberg (1939). Gould & Salpeter (1963) et Hollenbach et al. (1971) montrent ensuite que H<sub>2</sub> doit être un constituant majeur du gaz interstellaire et peut représenter une fraction importante de sa masse.

En dépit de son importance centrale en astrophysique, l'hydrogène moléculaire est difficile à détecter directement. A cause de sa symétrie, H<sub>2</sub> ne possède pas de moment dipolaire permanent et les transitions rotationnelles et vibrationnelles de l'état électronique fondamental sont quadrupolaires avec de très petits coefficients d'émission spontanée. Dans son état froid et non-excité, l'hydrogène moléculaire ne présente donc pas de signature spectrale aux longueurs d'onde radio ou infrarouge. En conséquence, la méthode la plus sensible pour étudier H<sub>2</sub> consiste à observer les absorptions dans l'ultraviolet lointain, dues aux transitions électroniques produisant les bandes de Lyman ( $B^1\Sigma_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ ) et Werner ( $C^1\Pi_u \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ ) (voir Annexe B).

## Du milieu interstellaire local aux nuages de Magellan

L'atmosphère terrestre étant opaque dans l'ultraviolet lointain, la première détection d'hydrogène moléculaire dans le milieu interstellaire n'a eu lieu qu'en 1970, grâce à une fusée-sonde équipée d'un spectromètre ultraviolet. Carruthers (1970) observe de fortes raies d'absorption correspondant aux bandes de Lyman de H<sub>2</sub> dans la direction de l'étoile  $\xi$  Persei (voir Fig. 2.1).

Le satellite *Copernicus*, lancé en 1972, permet l'observation de raies d'absorption UV de l'hydrogène atomique et moléculaire le long de plus d'une centaine de lignes de visée vers des étoiles brillantes proches (e.g. Spitzer & Cochran, 1973; Spitzer et al., 1974; Spitzer & Jenkins, 1975; Shull & Beckwith, 1982). Un grand échantillon de mesures précises des densités projetées d'hydrogène atomique et moléculaire dans des nuages diffus ( $A_v \leq 1$ ) est ainsi construit. Les principaux résultats de *Copernicus* montrent que (i) les fraction moléculaires,  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}))$ , varient de  $10^{-6}$  à 0.6, avec une discontinuité entre  $f < 10^{-4}$  et  $f > 0.01$  pour  $N(\text{H I}) \approx 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  et une moyenne  $\langle f \rangle = 0.25$  (Savage et al., 1977); (ii) la fraction moléculaire augmente avec l'extinction; (iii) les populations des niveaux rotationnels de H<sub>2</sub> sont caractérisées par deux températures d'excitation, une pour les bas niveaux rotationnels et l'autre pour les hauts niveaux rotationnels. On comprend vite que les bas niveaux sont généralement en équilibre thermique, ce qui fait de H<sub>2</sub> un thermomètre capable de mesurer la température cinétique du gaz ( $\langle T \rangle = 77 \pm 17 \text{ K}$ , Savage et al., 1977). L'excitation des hauts niveaux rotationnels est attribuée à la fluorescence suivant l'absorption de photons UV (Jura, 1975a,b; Black & Dalgarno, 1976). Enfin, la corrélation entre la présence de H<sub>2</sub> et l'extinction montrent que H<sub>2</sub> est majoritairement formé à la surface des grains de poussière (Savage et al., 1977). Ceci a une base théorique et rend possible la construction de modèles de formation de H<sub>2</sub> (e.g. Hollenbach & Salpeter, 1971; Goodman, 1978).

D'autres missions spatiales suivent à la fin des années 80 et 90, principalement avec les instruments IMAPS (*Interstellar Medium Absorption Profile Spectrograph*), ORPHEUS (*Orbiting and Retrievable Far and Extrême Ultraviolet Spectrometer*) et le télescope spatial Hopkins (*HUT, Hopkins Ultraviolet Telescope*). L'instrument IMAPS procure des spectres

à haute résolution ( $R \sim 80\,000$ ) sur quelques lignes de visée et permet l'étude détaillée de  $\text{H}_2$  dans des environnements divers (e.g. Jenkins et al., 2000). La haute résolution spectrale permet à Jenkins & Peimbert (1997) de mettre en évidence un élargissement des raies avec leur niveau rotationnel pour une des composantes de  $\text{H}_2$  dans le spectre de  $\eta$  Ori. Le télescope ORPHEUS (Barnstedt et al., 1999) a été le premier instrument capable de détecter les raies d'absorption de  $\text{H}_2$  sur des lignes de visée qui sortent du disque de la Galaxie, sondant les nuages de Magellan (de Boer et al., 1998; Richter et al., 1998, 1999a) ou le halo de la Galaxie (Richter et al., 1999b).

L'ensemble de ces missions a permis de dégager une vision globale de la formation de  $\text{H}_2$ , de sa destruction et de son excitation dans le milieu diffus. Il nous manque cependant des informations sur l'abondance de  $\text{H}_2$  et son excitation en fonction de différents environnements, caractérisés par l'abondance des éléments, le contenu en poussière et le flux UV ambiant.

La grande sensibilité du satellite FUSE (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*, Moos et al., 2000), en fonction de 1999 à 2007, a permis d'observer des sources d'arrière-plan avec des flux aussi faibles que  $10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Å $^{-1}$ , correspondant à  $V \sim 16$ , tandis que les missions précédentes étaient limitées à  $V \sim 12$ . Ce satellite a donc permis non seulement l'étude de l'hydrogène dans le milieu interstellaire diffus (Shull et al., 2000), mais également dans les nuages translucides (Snow et al., 2000; Rachford et al., 2002), caractérisés par une extinction plus importante.

Différents environnements ont été intensivement sondés avec FUSE, dans les petit et grand nuages de Magellan (Tumlinson et al., 2002). L'étude des nuages de Magellan, basée sur l'observation de 70 lignes de visées montre que l'abondance de  $\text{H}_2$  y est réduite comparée au disque de la Galaxie, pour une même quantité totale d'hydrogène atomique. Les fractions moléculaires sont environ 10 fois plus petites (voir aussi Richter, 2000; Browning et al., 2003). Ceci est probablement la conséquence d'un taux réduit de formation des molécules dans les nuages de Magellan à cause du faible contenu en poussières (Welty et al., 1999). Le taux de destruction des molécules par les photons UV y est élevé, comme l'indique la forte excitation des hauts niveaux rotationnels.  $\text{H}_2$  est également souvent détecté le long de lignes de visées à haute latitude galactique, dans le halo de la Galaxie (Gillmon et al., 2006) et dans des galaxies proches (Wakker, 2006).

## $\text{H}_2$ à grand décalage spectral - Résumé

Près de trente ans après l'étude de  $\text{H}_2$  dans l'environnement proche du soleil par Copernicus, FUSE a permis d'étendre les observations de  $\text{H}_2$  à différents milieux interstellaires, jusque dans les nuages de Magellan et le halo de la Galaxie. Ces observations restent cependant confinées à  $z = 0$ . Il est donc très important de chercher  $\text{H}_2$  dans le milieu interstellaire d'autres galaxies, à différentes époques.

Nous avons vu au chapitre précédent que les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  sont probablement la signature spectrale du milieu interstellaire de galaxies se trouvant sur la ligne de visée des quasars d'arrière plan. On pourrait donc s'attendre à y détecter  $\text{H}_2$ .

Les systèmes à grand décalage spectral présentent paradoxalement un avantage observationnel. En effet, les raies UV sont décalées vers une portion visible du spectre ce qui rend possible leur observation depuis le sol. Plus spécifiquement, lorsque  $z > 1.8$ , les premières bandes de Lyman de  $\text{H}_2$  sont décalées à des longueurs d'ondes plus grandes que la coupure UV de l'atmosphère terrestre. En revanche, les quasars d'arrière plan sont souvent faibles. En



outre, il est difficile de distinguer les raies de H<sub>2</sub> noyées parmi celles de la forêt Ly- $\alpha$ .

Les premières recherches de H<sub>2</sub> à grand décalage spectral ont commencé très tôt (Carlson, 1974; Aaronson et al., 1974), peu après la découverte de H<sub>2</sub> dans l'espace interstellaire local mais se sont avérées infructueuses. H<sub>2</sub> est resté non détecté à grand décalage spectral jusqu'en 1985 lorsque Levshakov & Varshalovich suggèrent que les raies non-identifiées dans le spectre du quasar PKS 0528–250 sont dues à l'hydrogène moléculaire dans un système proche du quasar. Cette interprétation a ensuite été confirmée par Foltz et al. (1988) et le système a été ensuite réanalysé par Srianand & Petitjean (1998) grâce à un spectre CASPEC de plus haute résolution. Cette détection est restée pendant de nombreuses années la seule évidence de la présence H<sub>2</sub> dans l'Univers lointain bien que les limites de détection atteignaient déjà  $f \sim 10^{-6}$  (e.g. Black et al., 1987; Chaffee et al., 1988; Levshakov et al., 1992).

Ge & Bechtold (1997, 1999) détectent H<sub>2</sub> dans le spectre de Q 0013–004 et de Q 1232+082 grâce au télescope MMT (*Multiple Mirror Telescope*).

Ce n'est cependant qu'avec l'arrivée de l'instrument UVES (*Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph* Dekker et al., 2000) monté sur le télescope européen VLT (*Very Large Telescope*), que des mesures précises des densités projetées des systèmes H<sub>2</sub> à grand- $z$  deviennent possibles (Petitjean et al., 2000). Ceci grâce à la haute résolution spectrale de UVES ( $R \sim 50\,000$ ), à sa grande sensibilité dans le bleu et à la grande surface collectrice du VLT (8.2 m de diamètre) qui permet de détecter et analyser H<sub>2</sub> sur la ligne de visée de quasars aussi faibles que  $V \sim 19.5$ . Ledoux et al. (2003) entreprennent alors une recherche systématique de H<sub>2</sub> à grand décalage spectral avec UVES.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats de la plus vaste recherche d'hydrogène moléculaire effectuée à ce jour dans des systèmes Lorentziens à grand décalage spectral ( $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 4.2$ ). L'ensemble des observations a été effectué avec UVES à grand rapport signal-à-bruit et haute résolution spectrale.

Nous analysons 77 systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  avec  $\log N(\text{HI}) \geq 20$  et  $z_{\text{abs}} > 1.8$ , pour lesquels les spectres couvrent les raies H<sub>2</sub> des bandes de Lyman et/ou Werner. L'échantillon de mesures homogènes des densités projetées de HI, H<sub>2</sub>, et des métaux, est deux fois plus grand que l'échantillon précédent (Ledoux et al., 2003). Nous prenons en compte l'ensemble des systèmes pour lesquels la recherche de H<sub>2</sub> a pu être effectuée, incluant toutes les non-détections.

Nous détectons H<sub>2</sub> dans treize systèmes, dont neuf ont été découverts par notre groupe. Il s'agit là des seules détections de H<sub>2</sub> à  $z > 1.8$  connues au moment de la rédaction de ce chapitre. La Fig. 2.2 présente un exemple de détection.

L'excellente qualité du spectrographe UVES nous permet de détecter sans ambiguïté les raies d'absorption de H<sub>2</sub>, de mesurer des densités projetées précises et de donner des limites supérieures contraignantes dans le cas des non-détections. Les fractions moléculaires mesurées vont de  $f \simeq 5 \times 10^{-7}$  à  $f \simeq 0.1$ , où  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{HI}))$ . Les limites supérieures, mesurés pour 64 systèmes sont typiquement de l'ordre de  $\log N(\text{H}_2) \sim 14.3$ , correspondant à  $\log f < -5$ . Il est surprenant de voir que la plupart des DLAs ne présentent pas de raies de H<sub>2</sub>, contrairement à ce qui est observé dans l'Univers local.

Nous montrons que la présence de H<sub>2</sub> ne dépend pas fortement de la densité projetée totale d'hydrogène neutre, bien que la probabilité de trouver  $\log f > -4.5$  soit plus grande pour  $\log N(\text{HI}) \geq 20.8$  que en dessous de cette limite (respectivement 19% et 7%). Nous montrons qu'il n'y a pas de transition soudaine de la fraction moléculaire en fonction de la

densité projetée totale d'hydrogène ( $\text{HI} + \text{H}_2$ ). Le taux global de détection de  $\text{H}_2$  dans les DLAs avec  $\log N(\text{HI}) \geq 20$  est d'environ 16% (10% si l'on ne considère que les détections avec  $\log f > -4.5$ ) après correction du léger biais en faveur des grands  $N(\text{HI})$ .

Environ 35% des DLAs avec des métallicités  $[\text{X}/\text{H}] > -1.3$  (i.e., 1 vingtième solaire), où  $\text{X} = \text{Zn}, \text{S}$  ou  $\text{Si}$ , ont des fractions moléculaires  $\log f > -4.5$ .  $\text{H}_2$  est détecté – indépendamment de la fraction moléculaire – dans 50% d'entre eux. Au contraire, seulement 4% des DLAs avec  $[\text{X}/\text{H}] < -1.3$  ont  $\log f > -4.5$ . Ceci confirme qu'une haute métallicité est un bon critère pour détecter  $\text{H}_2$  (Petitjean, Ledoux, Noterdaeme, & Srianand, 2006).

Il existe une forte tendance des systèmes présentant  $\text{H}_2$  à avoir des facteurs de déplétion importants,  $[\text{X}/\text{Fe}] > 0.4$ . De plus, tous les DLAs ayant  $\text{H}_2$  ont des densités projetées de fer sous forme solide (grains de poussière) plus grand que  $N(\text{Fe})_{\text{dust}} = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Environ 40% des systèmes au-dessus de cette limite présentent des raies de  $\text{H}_2$ .

Ceci démontre que la poussière est un facteur important pour la détectabilité de  $\text{H}_2$  dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . On s'attend donc à ce que les nuages ayant une grande fraction moléculaire contiennent beaucoup de poussières et soient de petite dimension. Ils peuvent passer inaperçus dans les relevés actuels à cause de l'extinction associée et/ou de leur petite section efficace.

La probabilité de détecter  $\text{H}_2$  augmente avec l'extension en vitesse des absorptions des métaux de basse ionisation. L'explication la plus naturelle est celle d'une plus grande formation d'étoiles dans les systèmes massifs. Murphy et al. (2007) proposent que les vents galactiques peuvent entraîner du gaz froid contenant  $\text{H}_2$ , d'où la plus grande probabilité de détecter  $\text{H}_2$  lorsque les profils des métaux sont étendus. Nous montrons qu'il n'y a cependant aucune évidence systématique de vents galactiques dans les DLAs présentant  $\text{H}_2$ . En effet les profils de  $\text{H}_2$  sont généralement composés d'un faible nombre de composantes proches au coeur du profil. De plus, l'étude de la phase hautement-ionisée des DLAs (Fox et al., 2007a) montre que la présence de  $\text{H}_2$  est indépendante de celle des vents.

L'échantillon construit n'indique pas d'évolution avec le décalage spectral de la fraction de systèmes dans lesquels  $\text{H}_2$  est détecté, ni des fractions moléculaires pour les systèmes associés à des détections de  $\text{H}_2$  dans l'intervalle  $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 3$ . Ceci, comparé aux grandes quantités de  $\text{H}_2$  observées localement, indique qu'une augmentation significative de la fraction moléculaire doit avoir lieu à  $z < 1.8$ .

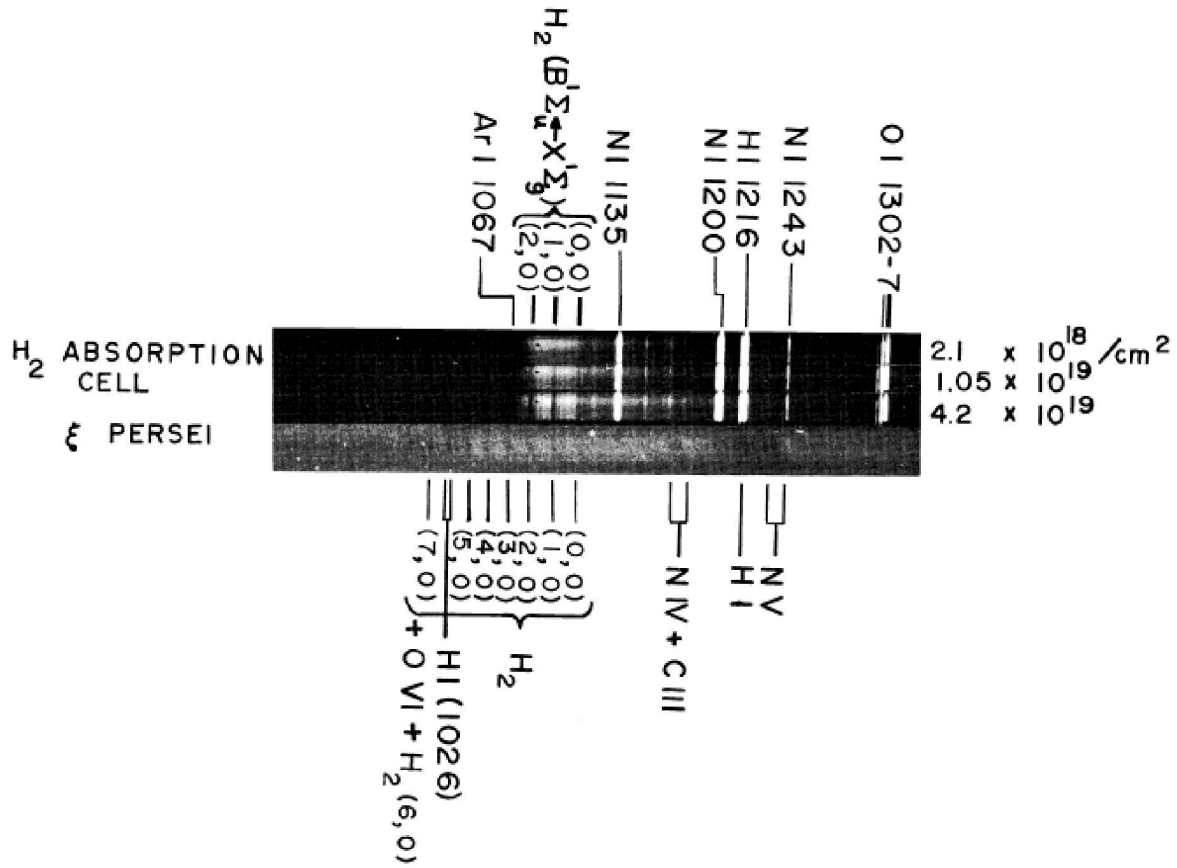


FIG. 2.1 – Première détection de H<sub>2</sub> dans le milieu interstellaire. [Figure issue de Carruthers (1970)]

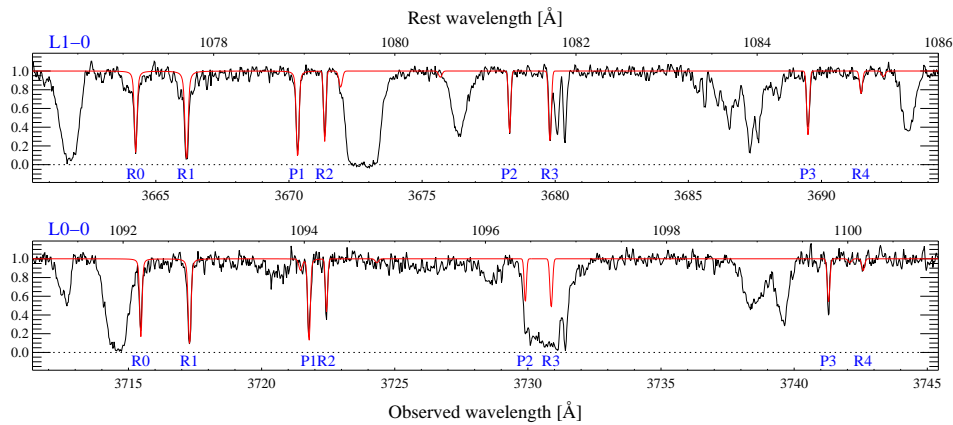


FIG. 2.2 – Détection de H<sub>2</sub> avec UVES à  $z_{\text{abs}} = 2.4$  dans le spectre de HE 0027–1836. Seules les bandes L0-0 et L1-0 sont représentées.

# Molecular hydrogen in high-redshift Damped Lyman- $\alpha$ systems : The VLT/UVES database\*

Pasquier Noterdaeme, Cédric Ledoux,  
Patrick Petitjean and Raghunathan Srianand

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS 481, 327, 2008

---

\*Based on data gathered at the European Southern Observatory (ESO) using the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) installed at the Very Large Telescope (VLT), Unit-2 (Kueyen), on Cerro Paranal, Chile.

## Abstract

*Aims.* We present the current status of ongoing searches for molecular hydrogen in high-redshift ( $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 4.2$ ) Damped Lyman- $\alpha$  systems (DLAs) capitalising on observations performed with the ESO Very Large Telescope (VLT) Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES). *Methods.* We identify 77 DLAs/strong sub-DLAs, with  $\log N(\text{H I}) \geq 20$  and  $z_{\text{abs}} > 1.8$ , which have data that include redshifted H<sub>2</sub> Lyman and/or Werner-band absorption lines. This sample of H I, H<sub>2</sub> and metal line measurements, performed in an homogeneous manner, is more than twice as large as our previous sample (Ledoux et al. 2003) considering every system in which searches for H<sub>2</sub> could be completed so far, including all non-detections. *Results.* H<sub>2</sub> is detected in thirteen of the systems, which have molecular fractions of values between  $f \simeq 5 \times 10^{-7}$  and  $f \simeq 0.1$ , where  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}))$ . Upper limits are measured for the remaining 64 systems with detection limits of typically  $\log N(\text{H}_2) \sim 14.3$ , corresponding to  $\log f < -5$ . We find that about 35% of the DLAs with metallicities relative to solar  $[\text{X}/\text{H}] \geq -1.3$  (i.e., 1/20<sup>th</sup> solar), with X = Zn, S or Si, have molecular fractions  $\log f > -4.5$ , while H<sub>2</sub> is detected – regardless of the molecular fraction – in  $\sim 50\%$  of them. In contrast, only about 4% of the  $[\text{X}/\text{H}] < -1.3$  DLAs have  $\log f > -4.5$ . We show that the presence of H<sub>2</sub> does not strongly depend on the total neutral hydrogen column density, although the probability of finding  $\log f > -4.5$  is higher for  $\log N(\text{H I}) \geq 20.8$  than below this limit (19% and 7% respectively). The overall H<sub>2</sub> detection rate in  $\log N(\text{H I}) \geq 20$  DLAs is found to be about 16% (10% considering only  $\log f > -4.5$  detections) after correction for a slight bias towards large  $N(\text{H I})$ . There is a strong preference for H<sub>2</sub>-bearing DLAs to have significant depletion factors,  $[\text{X}/\text{Fe}] > 0.4$ . In addition, all H<sub>2</sub>-bearing DLAs have column densities of iron into dust grains larger than  $\log N(\text{Fe})_{\text{dust}} \sim 14.7$ , and about 40% of the DLAs above this limit have detected H<sub>2</sub> lines. This demonstrates the importance of dust in governing the detectability of H<sub>2</sub> in DLAs. Our extended sample supports neither the redshift evolution of the detection fraction of H<sub>2</sub>-bearing DLAs nor that of the molecular fraction in systems with H<sub>2</sub> detections over the redshift range  $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 3$ .

## 2.1 Introduction

Damped Lyman- $\alpha$  systems (DLAs) were discovered in the seventies (e.g., Lowrance et al., 1972; Beaver et al., 1972; Carswell et al., 1975; Wright et al., 1979) and identified afterwards as redshifted damping absorptions from large column densities of neutral atomic hydrogen (Smith et al., 1979).

Numerous DLAs, with  $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{20}$  atoms  $\text{cm}^{-2}$ , have been discovered through large dedicated surveys (e.g., Wolfe et al., 1986) and more recently thanks to the huge number of quasar spectra available from the Sloan Digital Sky Survey (Prochaska et al., 2005a). Because DLAs contain most of the neutral hydrogen available for star formation in the Universe (Wolfe et al., 1986; Lanzetta et al., 1991) and are associated with numerous metal absorption lines, they probably arise in the interstellar medium of protogalaxies, progenitors of present-day galaxies (see, e.g., Wolfe & Prochaska, 2000; Haehnelt et al., 2000; Wolfe et al., 2005). Our understanding of DLAs is mainly based on the study of low-ionisation metal absorptions (e.g., Prochaska & Wolfe, 2002) but also high-ionisation species (Lu et al., 1996; Wolfe & Prochaska, 2000; Fox et al., 2007a,b) and, in a few cases, molecular absorptions (e.g., Ledoux et al., 2003). The latter are not conspicuous however in contrast to what is seen in the Galaxy and, for a long time, only the DLA towards Q 0528–2505 was known to contain  $\text{H}_2$  molecules (Levshakov & Varshalovich, 1985).  $\text{H}_2$ -bearing DLAs are nevertheless crucial to understand the nature of DLAs because molecular hydrogen is an important species to derive the physical conditions in the gas (see, e.g., Tumlinson et al., 2002; Reimers et al., 2003; Hirashita & Ferrara, 2005; Srianand et al., 2005; Cui et al., 2005; Noterdaeme et al., 2007b).

The first systematic search for molecular hydrogen in high-redshift ( $z_{\text{abs}} > 1.8$ ) DLAs was carried out using the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) at the Very Large Telescope (VLT) (Ledoux et al., 2003). It consisted of a sample of 33 DLAs with  $\text{H}_2$  detected in eight of them. Molecular fractions were found to lie in the range  $-3.5 < \log f < -1$  with  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{HI}))$ . Upper limits of typically  $N(\text{H}_2) \sim 2 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$  (corresponding to  $\log f < -5$ ) were measured in the other systems. More recently, we noted a correlation between the presence of molecular hydrogen and the metallicity of high-redshift DLAs (Petitjean et al., 2006). High molecular fractions ( $\log f > -4$ ) were found in about 40% of the high-metallicity DLAs ( $[\text{X}/\text{H}] \geq 1/20^{\text{th}}$  solar) whilst only  $\sim 5\%$  of the  $[\text{X}/\text{H}] < -1.3$  DLAs have  $\log f > -4$ . Other papers by our group focused on specific detections. We presented the analysis of three systems with low molecular fractions, i.e.,  $\log f < -4$ , one of them having a low metallicity (Noterdaeme et al., 2007a), and the  $\text{H}_2$ -bearing DLA with, to date, the highest redshift, at  $z_{\text{abs}} = 4.224$  towards Q 1441+2737 (Ledoux et al., 2006b). We note that a possible detection of  $\text{H}_2$  in a DLA towards a Gamma-ray Burst (GRB) afterglow has been reported recently (Fynbo et al., 2006). However, the origin of DLAs at the GRB host-galaxy redshift is very likely to be different from those observed in QSO spectra (e.g., Jakobsson et al., 2006; Prochaska et al., 2008).

We present here the whole sample of UVES high-redshift QSO-DLAs for which the wavelength range where  $\text{H}_2$  lines are redshifted is covered by the available spectra. This sample is more than twice as large as in our previous study (Ledoux et al., 2003). We present the observations and the UVES DLA sample in Sect. 2 and provide comments on individual absorbers in Sect. 3. We discuss the overall population in Sect. 4 and results in Sects. 2.5 to 2.8. We conclude in Sect. 2.9.

## 2.2 Observations and sample

All the quasars in our sample were observed with the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES, Dekker et al., 2000) mounted on the ESO VLT-UT 2 (Kueyen) 8.2 m telescope on Cerro Paranal, Chile. We have used our UVES database to build up a sample of 77 DLAs/strong sub-DLAs along 65 lines of sight, hereafter called sample  $\mathcal{S}$ . The systems were selected as having  $N(\text{H I}) \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , and redshifts  $z_{\text{abs}} > 1.8$  so that at least part of the wavelength range into which H<sub>2</sub> absorption lines are expected to be redshifted, is covered. Systems for which the flux at the wavelengths of all redshifted H<sub>2</sub> lines is zero as a consequence of the presence of an intervening Lyman-limit system located at a higher redshift were rejected. Systems for which the Ly- $\alpha$  forest is so crowded that no meaningful upper limit on  $N(\text{H}_2)$  could be derived were also excluded from the final sample.

Sample  $\mathcal{S}$  comprises a total of 68 DLAs ( $\log N(\text{H I}) \geq 20.3$ ) and nine strong sub-DLAs ( $20 \leq \log N(\text{H I}) < 20.3$ ) according to the common definition of DLAs ( $\log N(\text{H I}) \geq 20.3$ ; Wolfe et al., 1986). Our lower limit on  $N(\text{H I})$  for sub-DLAs is only slightly lower than the classical definition of DLAs ensuring that these absorbers are mostly neutral and share the same physical nature as classical DLAs (Viegas, 1995).

Most of the systems in sample  $\mathcal{S}$  (53 out of 77) come from the sample of Ledoux et al. (2006a). This sample is mainly drawn from the follow-up of the Large Bright QSO Survey (LBQS, Wolfe et al., 1995) and has been observed between 2000 and 2004 in the course of our systematic search for molecular hydrogen at  $z_{\text{abs}} > 1.8$  (see also Petitjean et al., 2000; Ledoux et al., 2003). This comprises 46 bona-fide DLAs and seven strong sub-DLAs.

In addition to this sample, we are considering UVES data for 13 absorbers (11 DLAs and two strong sub-DLAs) from the Hamburg-ESO DLA survey (Smette et al., 2005), seven DLAs from the CORALS survey (Akerman et al., 2005), and four DLAs mainly from our own observing runs. Among the latter systems, the  $z_{\text{abs}} = 3.692$  and  $3.774$  DLAs towards Q 0131+0345 and the  $z_{\text{abs}} = 2.659$  DLA towards Q 0642–5038 were observed in visitor mode on September 17-20 2004, under Prog. ID 073.A-0071 (PI : Ledoux). On the other hand, the  $z_{\text{abs}} = 4.203$  DLA towards Q 0951–0450 was observed in service mode on January 26-27 and February 19-21, 2004, under Prog. ID 072.A-0558 (PI : Vladilo).

We have reduced all the data including those retrieved from the ESO archive in an homogeneous manner using the UVES pipeline (Ballester et al., 2000), which is available as a dedicated package of the ESO MIDAS data reduction system. The main characteristics of the pipeline are to perform a robust inter-order background subtraction for master flat-fields and science frames and an optimal extraction of the object signal subtracting the sky spectrum and rejecting cosmic rays simultaneously. The wavelength scale of the reduced spectra was converted to vacuum-heliocentric values. Each spectrum, corresponding to different instrument settings, was rebinned to a constant wavelength step. No further rebinning was performed during subsequent data analysis. Individual exposures were then weighted, scaled and combined altogether.

Total neutral hydrogen column densities have been measured from Voigt-profile fitting of the damped Lyman- $\alpha$  and/or Lyman- $\beta$  lines (see Ledoux et al. 2006a ; Smette et al., in prep). Most of the metallicity and depletion measurements are from Ledoux et al. (2006a) except when more recently re-measured (see details in footnote of Table 2.1). Apart from the DLAs towards Q 0131+0345 and Q 0951–0450 (for which abundances were taken from Prochaska et al. (2007) because UVES observations did not allow a sufficient number of metal lines to be



covered), we (re)determined all metal column densities by the homogeneous fitting of Voigt-profiles to non-saturated absorption lines. This includes the systems from the Hamburg-ESO and CORALS DLA surveys. Metallicities were determined using the zinc abundance (when Zn II is detected), or from the abundances of sulphur or silicon. No ionisation correction has been applied. Zinc and sulphur are known to be little depleted into dust grains. Silicon, in turn, is probably mildly depleted and has been used only in cases where Zn and S are not detected. The results are summarised in Table 2.1. Abundances are given relative to solar, i.e.,  $[X/H] \equiv \log N(X)/N(H) - \log (X/H)_{\odot}$ . Solar abundances as listed in Morton (2003), based on meteoritic data from Grevesse & Sauval (2002), were adopted.

## 2.3 Comments on individual systems

*Q 0000–2619*,  $z_{\text{abs}} = 3.390$  : Levshakov et al. (2000, 2001) reported a tentative detection of H<sub>2</sub> in this system. However, they detected only two weak absorption features in the Lyman- $\alpha$  forest, identified as H<sub>2</sub> W2-0 Q1 and L4-0 R1. The probability that these features are actually due to intervening Lyman- $\alpha$  absorbers is high and we consider the derived  $J = 1$  column density as an upper limit only. In any case, this system has a very low molecular fraction of  $\log f < -6.87$ .

*Q 0013–0029*,  $z_{\text{abs}} = 1.973$  : The detection of H<sub>2</sub> in this system has been reported for the first time by Ge & Bechtold (1997). Petitjean et al. (2002) showed that this system is actually the blend of a DLA ( $\log N(\text{H I}) = 20.83$ ) and a sub-DLA ( $\log N(\text{H I}) \leq 19.43$ ) separated by  $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ . H<sub>2</sub> is present in both systems, with four components detected up to  $J = 5$ .

*Q 0027–1836*,  $z_{\text{abs}} = 2.402$  : This system has the lowest metallicity ( $[X/H] = -1.63$ ) of systems in which H<sub>2</sub> molecules have been detected. H<sub>2</sub> is detected in a single component up to rotational level  $J = 5$  and possibly 6. Thanks to the high data quality, we detected an increase in the Doppler parameter  $b$ , from low to high rotational levels, for the first time at high redshift (Noterdaeme et al., 2007a).

*Q 0347–3819*,  $z_{\text{abs}} = 3.025$  : The detection of H<sub>2</sub> in this system was first reported by Levshakov et al. (2002) using UVES commissioning data. Subsequently Ledoux et al. (2003) analysed higher quality spectra of the system. Weak molecular absorption is observed in a single component up to  $J = 4$ .

*Q 0405–4418*,  $z_{\text{abs}} = 2.595$  : Molecular hydrogen is detected up to  $J = 3$  in a single component (see Ledoux et al., 2003; Srianand et al., 2005). There is some indication that the relative strengths of the  $J = 2$  and 3 lines require  $b \gtrsim 1.5 \text{ km s}^{-1}$ , while the  $J = 0$  and 1 lines are consistent with  $b = 1.3 \text{ km s}^{-1}$ .

*Q 0528–2505*,  $z_{\text{abs}} = 2.811$  : This is the first DLA system in which H<sub>2</sub> was detected (Levshakov & Varshalovich, 1985). The detection of H<sub>2</sub> was readdressed in more detail by Foltz et al. (1988), Srianand & Petitjean (1998) and Srianand et al. (2005). The single H<sub>2</sub> component seen in a low resolution CASPEC spectrum (Srianand & Petitjean, 1998) is resolved into two components in a UVES spectrum (Srianand et al., 2005). Rotational levels up to  $J = 5$  are detected.

*Q 0551–3638*,  $z_{\text{abs}} = 1.962$  : This system has the highest metallicity in the UVES DLA sample with  $[\text{Zn}/\text{H}] = -0.35$ . H<sub>2</sub> is clearly detected in two well-resolved features separated by about



55 km s<sup>-1</sup> (Ledoux et al., 2002). The first feature is narrow and weak, but detected up to  $J = 3$ . The second feature is broader and stronger and has been fitted using two components at precisely the same redshift as the detected C I lines.

*Q 0642–5038*,  $z_{\text{abs}} = 2.659$  : H<sub>2</sub> in this system is detected in a single strong component. This is a new detection and details will be presented in a forthcoming paper (Ledoux et al., in prep.).

*Q 0841+1256*,  $z_{\text{abs}} = 2.375$  : Petitjean et al. (2000) detected two weak absorption features corresponding to H<sub>2</sub> L4-0 R0 and L2-0 R0 at the same redshift. As for the DLA towards Q 0000–2619, we consider the tentative measurement of the  $J = 0$  column density as an upper limit only.

*Q 1232+0815*,  $z_{\text{abs}} = 2.338$  : A single H<sub>2</sub> component is seen in rotational levels  $J = 0$  to 5 (Ge et al., 2001; Srianand et al., 2005). This is the only DLA in which deuterated molecular hydrogen (HD) has been detected until now (Varshalovich et al., 2001).

*Q 1441+2737*,  $z_{\text{abs}} = 4.224$  : Because of the high redshift of this system (actually the highest amongst known H<sub>2</sub>-bearing DLAs), the Lyman- $\alpha$  forest is quite dense in the wavelength region in which H<sub>2</sub> lines are redshifted. However, H<sub>2</sub> could be detected and studied in a large number of transitions thanks to the high spectral resolution of the data. Four rotational levels are detected in no less than three velocity components (Ledoux et al., 2006b).

*Q 1444+0126*,  $z_{\text{abs}} = 2.087$  : Molecular hydrogen is found in two components of this sub-DLA in  $J \leq 3$  rotational levels (Ledoux et al., 2003).

*Q 1451+1223*,  $z_{\text{abs}} = 2.469$  : Because of the Lyman-break from the DLA at  $z_{\text{abs}} = 3.171$ , the expected positions of only two lines (H<sub>2</sub> L0-0 R0 and L0-0 R1) fall in a region of non-zero flux. The high upper limit we derive is not strongly constraining and the molecular fraction is probably well below  $\log f = -4.5$ .

*Q 2318–1107*,  $z_{\text{abs}} = 1.989$  : Weak H<sub>2</sub> absorption features from  $J = 0$  to 2 are unambiguously detected in a single component (Noterdaeme et al., 2007a).

*Q 2343+1232*,  $z_{\text{abs}} = 2.431$  : Thanks to the high quality of the spectrum, H<sub>2</sub> absorption lines (from  $J = 0$  and 1) are unambiguously detected although they are extremely weak ( $N(\text{H}_2) \sim 5 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup>). We measure the lowest molecular fraction yet measured for a DLA,  $\log f = -6.41$  (Petitjean et al., 2006; Noterdaeme et al., 2007a).

*Q 2348–0108*,  $z_{\text{abs}} = 2.426$  : No less than seven H<sub>2</sub> components are detected in this system (Petitjean et al., 2006; Noterdaeme et al., 2007b). The H<sub>2</sub> profile is complex with three strong and four weak components spread over about 250 km s<sup>-1</sup>, making H<sub>2</sub> lines from different transitions overlap. However, the large number of observed transitions and the good data quality allow an accurate measurement of column density for different rotational levels.

## 2.4 Overall population

In this Section, we use the results summarised in Table 2.1 to derive the properties of the H<sub>2</sub> gas in the global DLA population. We list in this table, the name of the quasar in column 1, the emission and absorption redshifts in columns 2 and 3, the total H I column density in column 4, the metallicity relative to solar  $[X/H]$  and the depletion factor  $[X/Fe]$  in columns 5

and 6, with  $X$  given in column 7, the velocity spread of the low-ionisation metal line profiles (see Ledoux et al., 2006a) in column 8, the total molecular hydrogen column densities in the  $J = 0$  and 1 rotational levels in columns 9 and 10, the mean molecular fraction in column 11, and the references for the measurements in column 12. Upper limits on the molecular fraction were calculated to be the sum of the upper limits on the first two rotational levels ( $J = 0$  and 1) and are given at the  $3\sigma$  significance level. The thirteen firm detections of  $\text{H}_2$  constitute what we will hereafter call sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$ . Ten of them have molecular fractions higher than all upper limits, i.e.,  $\log f > -4.5$ , and will constitute sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  (standing for high molecular fractions). We note that obviously  $\mathcal{S}_{\text{HF}} \subset \mathcal{S}_{\text{H}_2} \subset \mathcal{S}$ .

The upper panel of Fig. 2.3 gives the distribution of  $N(\text{HI})$  from sample  $\mathcal{S}$ , sub-samples  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  and  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  to be compared to the reference distribution derived from the SDSS-DR5 DLA sample scaled to the number of systems in the UVES sample (Prochaska et al., 2005a). It is apparent that the distribution from the UVES sample is slightly biased compared to the scaled SDSS distribution<sup>1</sup> in favour of large  $N(\text{HI})$  DLAs (i.e., with  $\log N(\text{HI}) \geq 20.8$ ). We can however correct for this bias. We divide each DLA sample into two halves, above and below  $\log N(\text{HI}) = 20.8$ . We scale the number of systems in each bin of the UVES distribution by the ratio of the number of systems in the (scaled) SDSS and UVES samples, above (by a ratio of  $\sim 0.5$ ) and below (by  $\sim 1.4$ )  $\log N(\text{HI}) = 20.8$ . The result of this scaling is shown in the bottom panel of Fig. 2.3. In the inset, the cumulative distributions are shown in order to compare the two populations. It is apparent that the scaling has corrected for the above-mentioned bias.

The overall  $\text{H}_2$  detection rate in  $\log N(\text{HI}) \geq 20$  systems is found to be about 16% (10% considering only  $\log f > -4.5$  detections) after correction for the above-mentioned bias. There is no  $\text{H}_2$  detection for  $\log N(\text{HI}) < 20.2$ . These numbers, however, may well be affected by small number statistics.  $\text{H}_2$  is in fact detected in a sub-DLA component ( $\log N(\text{HI}) \sim 19.4$ ) of the  $z_{\text{abs}} = 1.973$  system towards Q0013–0029 (see Petitjean et al., 2002). The corresponding molecular fraction is larger than  $10^{-4}$ . In any case, additional observations are required to investigate the molecular content of sub-DLAs. Apart, possibly, from the first bin ( $\log N(\text{HI}) < 20.2$ ), there is no strong dependence of the presence of molecules on the neutral hydrogen column density. Large molecular fractions are seen over the range  $20.2 \leq \log N(\text{HI}) < 21.8$ .

The double-sided Kolmogorov-Smirnov test yields a probability  $P_{\text{KS}} = 0.57$  that sample  $\mathcal{S}$  and sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  are drawn from the same parent population.

However, molecular hydrogen with  $\log f > -4.5$  is detected in respectively 9% and 19% of the systems in the two sub-samples :  $20.2 \leq \log N(\text{HI}) < 20.8$  (3/35) and  $\log N(\text{HI}) \geq 20.8$  (7/36), which implies that there is probably a tendency for  $\text{H}_2$  to be seen more often in large column density systems. We note that the fraction is 7% (3/41) for the range  $20.0 \leq \log N(\text{HI}) < 20.8$ . We also note that we are considering here the total neutral hydrogen column densities. The actual HI-clouds corresponding to the  $\text{H}_2$  absorptions probably have smaller  $N(\text{HI})$ . This is in fact observed for the DLA at  $z_{\text{abs}} = 1.973$  towards Q 0013–0029, for which partial deblending of the Ly- $\alpha$  absorption is possible.

The fact that the sample is biased in favour of large HI column density DLAs could be a problem for the analysis of the overall DLA population if any correlation exists bet-

---

<sup>1</sup>Note that the SDSS  $N(\text{HI})$  distribution itself may be biased, however it is currently the best available representation of the DLA population.

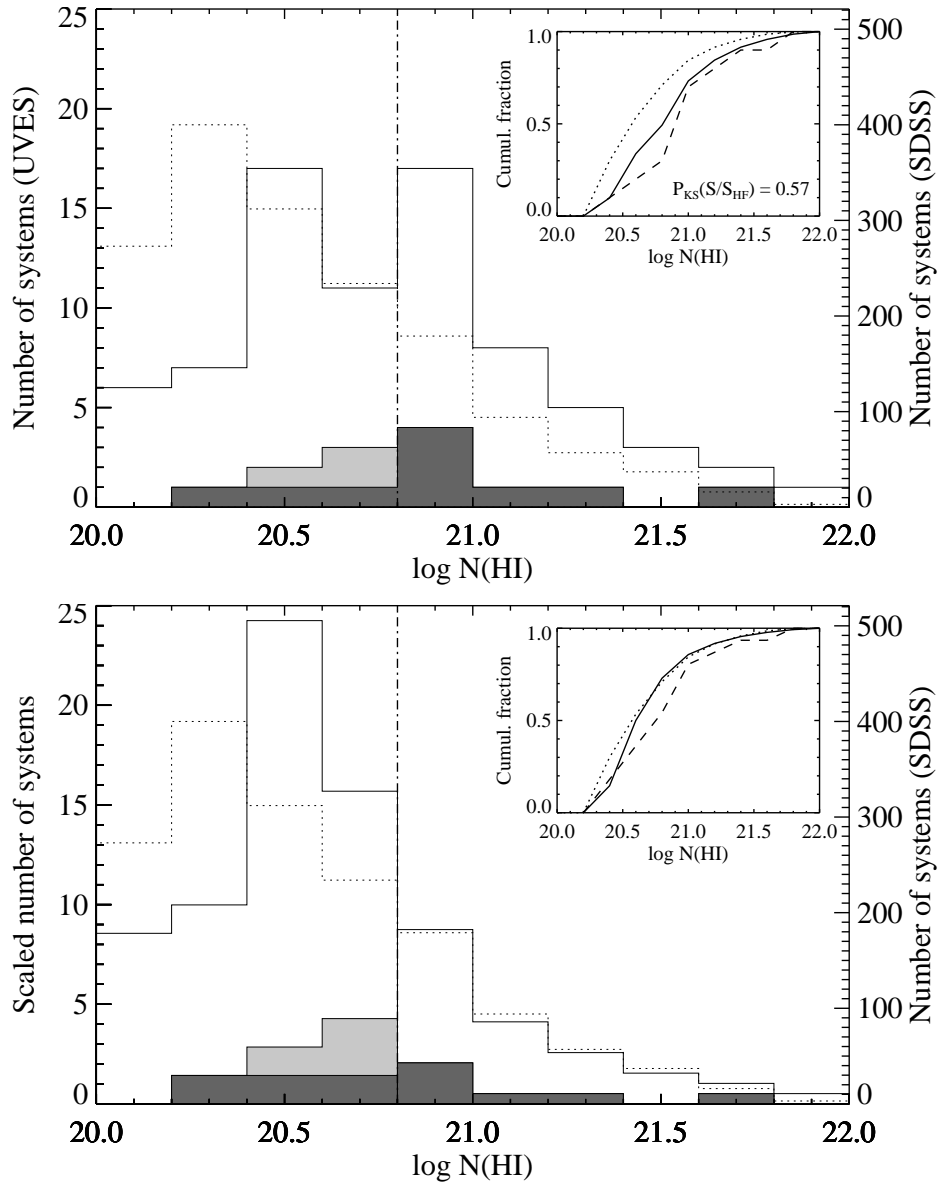


FIG. 2.3 – *Top panel* : Neutral hydrogen column density distributions of DLAs in the overall UVES sample  $\mathcal{S}$  (solid), the sub-sample of H<sub>2</sub>-bearing systems  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  (grey), and that of the systems with  $\log f > -4.5$  ( $\mathcal{S}_{\text{HF}}$ ; dark grey). The distribution from the SDSS-DR5 sample (dotted; Prochaska et al., 2005a) is represented with a different scaling (right axis) so that the area of both histograms are the same. The inset shows the cumulative distributions from sample  $\mathcal{S}$  (solid line), sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  (dashed), and the SDSS-DR5 sample (dotted). *Bottom panel* : The above  $\log N(\text{HI})$  distributions are corrected for the bias in favour of large  $N(\text{HI})$  column densities (see text) by scaling the numbers separately for  $20 \leq \log N(\text{HI}) < 20.8$  and  $\log N(\text{HI}) \geq 20.8$  to match the SDSS-DR5 distribution.

ween  $\log N(\text{HI})$  and the metallicity ( $[\text{X}/\text{H}]$ ) and/or the depletion of metals onto dust grains ( $[\text{X}/\text{Fe}]$ ). This is not the case however : Figure 2.4 shows the neutral hydrogen column density as a function of metallicity (top panel) and depletion factor (bottom panel). It is apparent that there is no correlation between  $[\text{X}/\text{H}]$  or  $[\text{X}/\text{Fe}]$  and  $\log N(\text{HI})$ . The Kendall’s rank correlation coefficient is as small as 0.02 (resp.  $-0.01$ ) for  $[\text{X}/\text{H}]$  (resp.  $[\text{X}/\text{Fe}]$ ) vs.  $\log N(\text{HI})$ .

The lack of systems with both a high metallicity and large  $N(\text{HI})$  is a feature common to all DLA samples. It can be explained either by a lack of large HI column densities because of the transition of HI into H<sub>2</sub> (Schaye, 2001) and/or by the fact that any quasar located behind such an absorber would remain undetected because of the induced extinction (e.g., Boissé et al., 1998; Vladilo & Péroux, 2005). Such systems could also be associated with regions with low projected cross-sections. Therefore, although the lack of high-metallicity systems with large  $N(\text{HI})$ , together with the bias towards large  $N(\text{HI})$  in our sample, could introduce a small bias towards low metallicities, the absence of the above-described correlations implies that any bias will have little influence on the properties based on the metallicities and depletion factors discussed in Sect. 2.6.

In Fig. 2.5, we compare the metallicity distribution of DLAs in the UVES sample to that of DLAs in the Keck sample (HIRES+ESI, Prochaska et al., 2007). Although a difference can be seen in the range  $-1.6 < [\text{X}/\text{H}] < -1$ , partly due to the bias towards large  $N(\text{HI})$ , no systematic bias is observed for the UVES sample, apart from any also affecting the Keck sample, as shown by the cumulative distributions (inset). We note that the observed distributions are similar in shape to the distribution derived using simulations by Hou et al. (2005, their fig. 3). The metallicity distribution for H<sub>2</sub>-bearing DLAs is also plotted. It is apparent from the figure that the distribution of H<sub>2</sub>-bearing systems is strongly skewed towards high metallicities (see Sect. 2.6).

## 2.5 Molecular fraction

As can be seen in Fig. 2.6, there is no sharp transition in the molecular fraction of DLAs at any total hydrogen (HI+H<sub>2</sub>) column density  $N(\text{H})$ , in contrast to what is observed at  $\log N(\text{H}) = 20.7$  in the Galactic disk (Savage et al., 1977, bottom panel of Fig. 2.6) or at  $\log N(\text{H}) = 20.4$  along high-latitude Galactic lines of sight (Gillmon et al., 2006). We note also that no sharp transition from HI to H<sub>2</sub> is observed in the Magellanic clouds (upper and middle panels of Fig. 2.6), although SMC lines of sight probe larger gas column densities. Such transitions are expected to occur at  $\log N(\text{H}) > 21.3$  in the LMC and  $\log N(\text{H}) > 22$  in the SMC (Tumlinson et al., 2002). The molecular fractions of DLAs are similar to values measured for the Magellanic clouds, but are lower than measurements for the Galactic disk. The absence of a sharp HI/H<sub>2</sub> transition does not contradict the predictions by Schaye (2001) because the covering factor of large  $N(\text{H}_2)$  systems is expected to be small (Zwaan & Prochaska, 2006). Moreover, the induced extinction could be large (see below) and such systems may have so far been missed. We should compile a representative sample of strong DLAs ( $\log N(\text{HI}) > 21.5$ ) in order to address this point.

## 2.6 The importance of dust

Figure 2.7 is an extension of fig. 3 from Petitjean et al. (2006) to the whole UVES sample, with about 2.5 times more systems with  $[\text{X}/\text{H}] < -1.3$ . It can be seen from this figure that about 35% of the  $[\text{X}/\text{H}] \geq -1.3$  (1/20<sup>th</sup> solar) systems have molecular fractions  $\log f > -4.5$ , while H<sub>2</sub> is detected – regardless of the molecular fraction – in  $\sim 50\%$  of them. In contrast, only about 4% of the  $[\text{X}/\text{H}] < -1.3$  DLAs have  $\log f > -4.5$ . We remind the reader that we use the limit  $\log f > -4.5$  to define systems with high molecular fraction because all of our

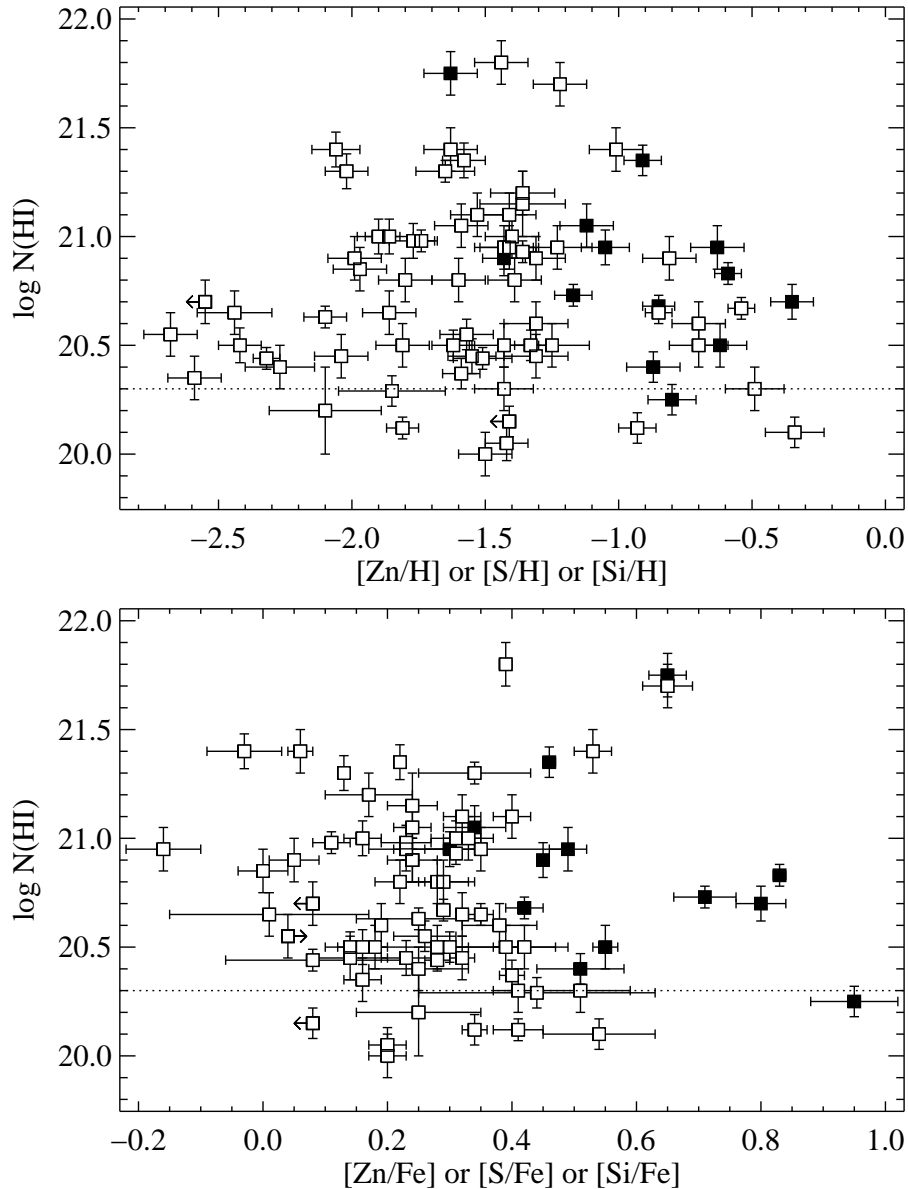


FIG. 2.4 – Logarithm of the total neutral hydrogen column density in the UVES sample versus metallicity (top panel) or depletion factor (bottom panel). Filled squares indicate systems in which H<sub>2</sub> is detected. The lack of systems with both a high metallicity and a large H I column density is seen in all DLA samples. There is no correlation between  $N(\text{H I})$  and  $[\text{X}/\text{H}]$  or  $[\text{X}/\text{Fe}]$ .

upper limits are below this value. The lowest metallicity at which H<sub>2</sub> has been detected to date in a DLA is  $[\text{Zn}/\text{H}] = -1.63$  (Noterdaeme et al., 2007a). The corresponding system, at  $z_{\text{abs}} = 2.402$  towards Q 0027–1836, has a molecular fraction of  $\log f = -4.15$ .

This trend in metallicity supports the idea that the presence of dust is an important ingredient in the formation of H<sub>2</sub>. The correlation between the depletion of metals into dust grains and the metallicity (Ledoux et al., 2003) has now been confirmed using a sample more than twice the size, and at higher confidence level ( $5.3\sigma$  compared to  $4\sigma$ ) (see Fig. 2.8). High-metallicity DLAs are usually more dusty and, as a consequence, the formation rate of

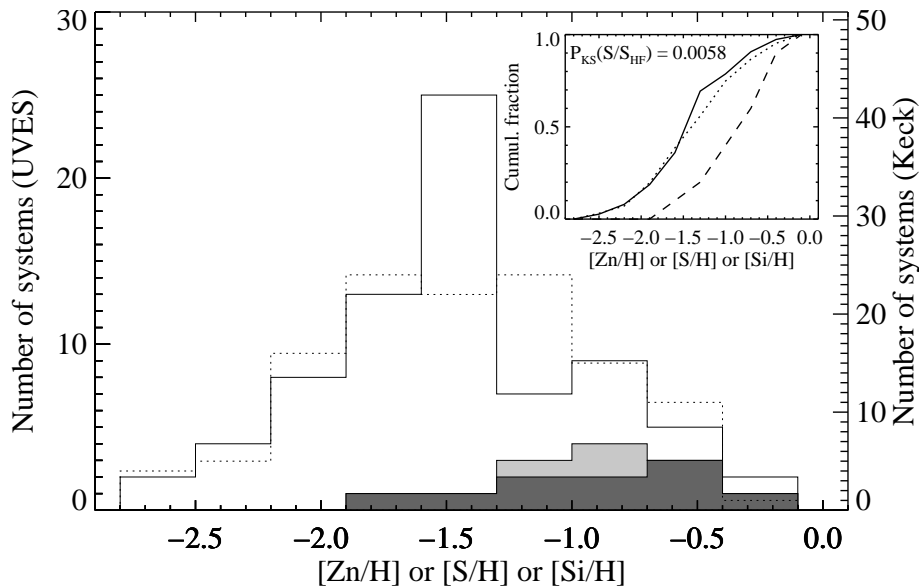


FIG. 2.5 – The metallicity distribution of DLAs in the overall UVES sample ( $\mathcal{S}$ ; solid) is compared to that from the Keck sample (dotted; Prochaska et al., 2007), adequately scaled (right axis) so that the area of both histograms are the same. The distributions are similar. Distributions from sub-samples  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  (grey) and  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  (dark grey) are also shown. It is clear from this and the Kolmogorov-Smirnov test probability (inset) that the distributions from  $\text{H}_2$ -bearing systems are skewed towards high metallicities.

$\text{H}_2$  onto dust grains is enhanced, while the photo-destruction rate is lowered by dust- and self-shielding.

Figure 2.9 shows the distribution of depletion factors (defined as  $[\text{X}/\text{Fe}]$ , with  $\text{X}=\text{Zn}$ ,  $\text{S}$  or  $\text{Si}$ ) for the different samples of systems defined in this paper. It is clear from this histogram that  $\text{H}_2$  is found in DLAs with the highest depletion factors. The probability that sample  $\mathcal{S}$  and sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  are drawn from the same parent population is very small, i.e.,  $P_{\text{KS}} \approx 10^{-3}$ .

To test the influence of the presence of dust on the molecular hydrogen column density, it is worth comparing  $N(\text{H}_2)$  to the column density of iron into dust,  $N(\text{Fe})_{\text{dust}} = (1 - 10^{-[\text{X}/\text{Fe}]})N(\text{X}) (\text{Fe}/\text{X})_{\text{dla}}$  (see Fig. 2.10). Vladilo et al. (2006) showed that absorbers associated with large column densities of iron in dust, generally induce more extinction (i.e. have larger values of  $A_V$ ). This correlation is consistent with that observed along Galactic interstellar lines of sight (e.g., Snow et al., 2002). We note that the above expression of  $N(\text{Fe})_{\text{dust}}$  assumes that  $\text{X}$  is a non-refractory element and that the intrinsic  $[\text{X}/\text{Fe}]$  ratio is solar. Vladilo (2002b) introduced corrections for zinc depletion and possible non-solar intrinsic abundances (i.e.,  $(\text{Fe}/\text{X})_{\text{dla}} \neq (\text{Fe}/\text{X})_{\odot}$ ; see also Vladilo et al., 2006) that we do not apply here because the corrections are small, and not necessary for our purposes. This effect is most important for Silicon that can be depleted into dust grains, and the depletion factor is underestimated when using  $[\text{Si}/\text{Fe}]$ . The effect is however probably less than 0.3 dex (see Petitjean et al., 2002) and should have no consequence on the characteristics of the whole population. When  $[\text{X}/\text{Fe}]$  is negative, which happens for three DLAs,  $N(\text{Fe})_{\text{dust}}$  cannot be computed directly. We thus estimated a  $3\sigma$  upper limit on  $N(\text{Fe})_{\text{dust}}$  by considering the upper

bound provided by the  $3\sigma$  error on  $[X/Fe]$ .

It can be seen on Fig. 2.10 that all H<sub>2</sub>-bearing DLAs have  $N(\text{Fe})_{\text{dust}} > 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , supporting the idea that dust is an important ingredient in the formation of H<sub>2</sub>. We note however that this column density corresponds to a small extinction ( $\log A_V \sim -1.5$ ; Vladilo et al. 2006) possibly explaining the absence of detectable H<sub>2</sub> in three DLAs at  $N(\text{Fe})_{\text{dust}} > 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

An additional reason why H<sub>2</sub> is not detected in these systems could be related to the particle density in the neutral gas being too small. The equilibrium between formation and destruction of H<sub>2</sub> molecules can be written as  $Rn(H) = R_{\text{diss}}n(\text{H}_2)$ , where  $R_{\text{diss}}$  is the photo-dissociation rate,  $R$  is the formation rate,  $n$  the particle density,  $n(\text{H}) \simeq n$  the proton density and  $n(\text{H}_2)$  the H<sub>2</sub> density. By multiplying this expression by the longitudinal size of the cloud, one can see that the H<sub>2</sub> column density depends linearly on the particle density. Large dust column densities may occasionally result from large and diffuse clouds where the particle density is insufficiently large for H<sub>2</sub> to form efficiently enough to be detectable. The column densities of iron in dust are in fact large ( $N(\text{Fe})_{\text{dust}} > 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) in three DLAs without detectable H<sub>2</sub> mainly because of the large neutral hydrogen column densities (i.e.  $\log N(\text{HI}) = 21.70$  towards Q 0458–0203;  $\log N(\text{HI}) = 21.80$  towards Q 1157+0128; and  $\log N(\text{HI}) = 21.40$  towards Q 1209+0919).

The fact that H<sub>2</sub> is detected in some DLAs at low extinction, could imply that the weak (due to high depletion) iron component, associated with the H<sub>2</sub>-bearing component, is hidden in the overall metal-line profile (see, e.g., Ledoux et al., 2002). This may bias the measurements of metallicities and depletion factors, and hence the measurement of column density of iron into dust grains. In the future, we propose that this issue is more deeply investigated.



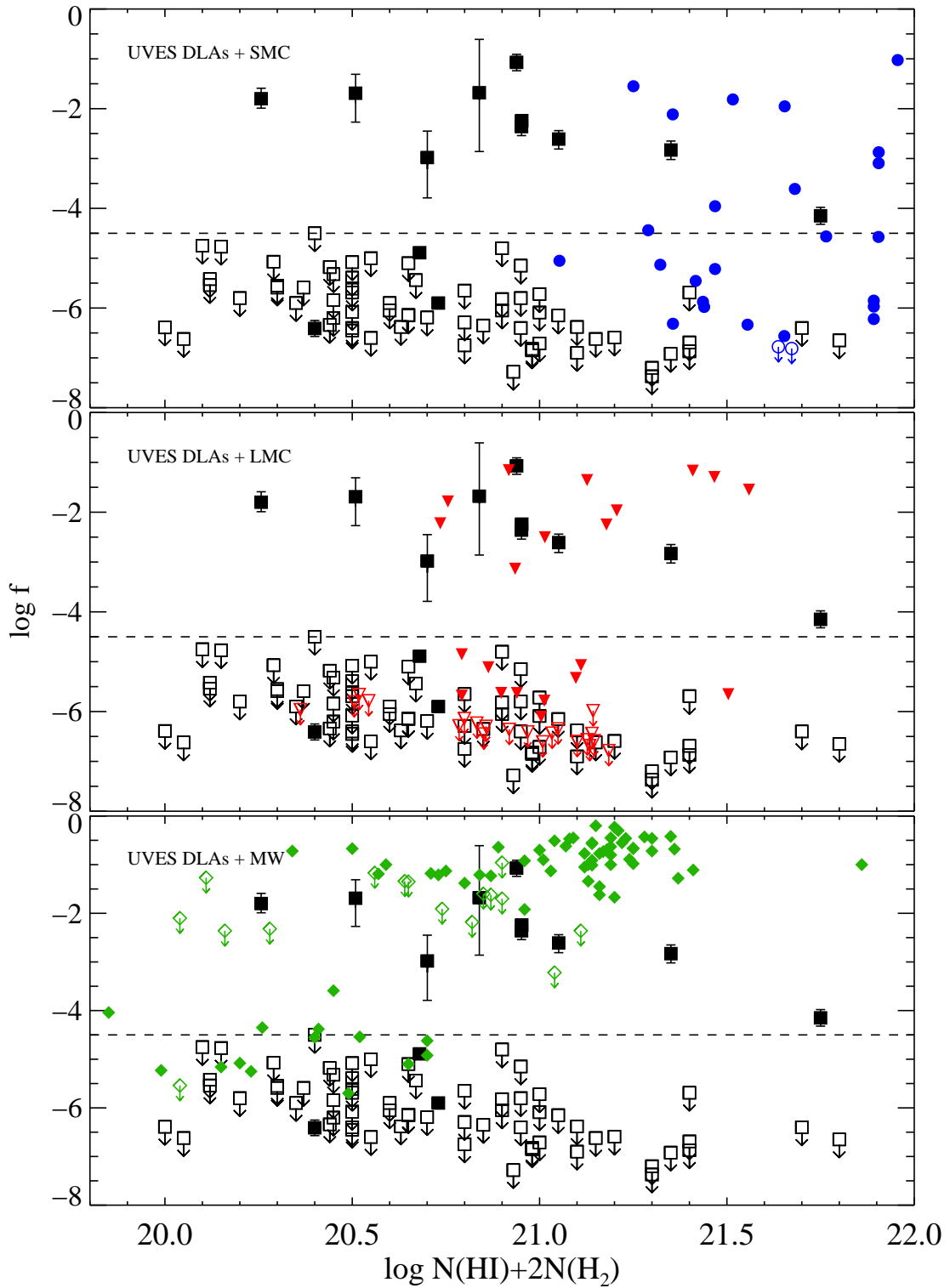


FIG. 2.6 – Molecular fraction versus total hydrogen ( $\text{HI} + \text{H}_2$ ) column density for sample  $\mathcal{S}$  (the filled squares correspond to  $\text{H}_2$  detections, i.e., sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$ ), lines of sight through the SMC (blue dots, top panel; Tumlinson et al., 2002), the LMC (red triangles, middle panel; Tumlinson et al., 2002) and the Galactic disk (green diamonds, bottom panel; Savage et al., 1977). Upper limits are marked by unfilled symbols with downward arrows.



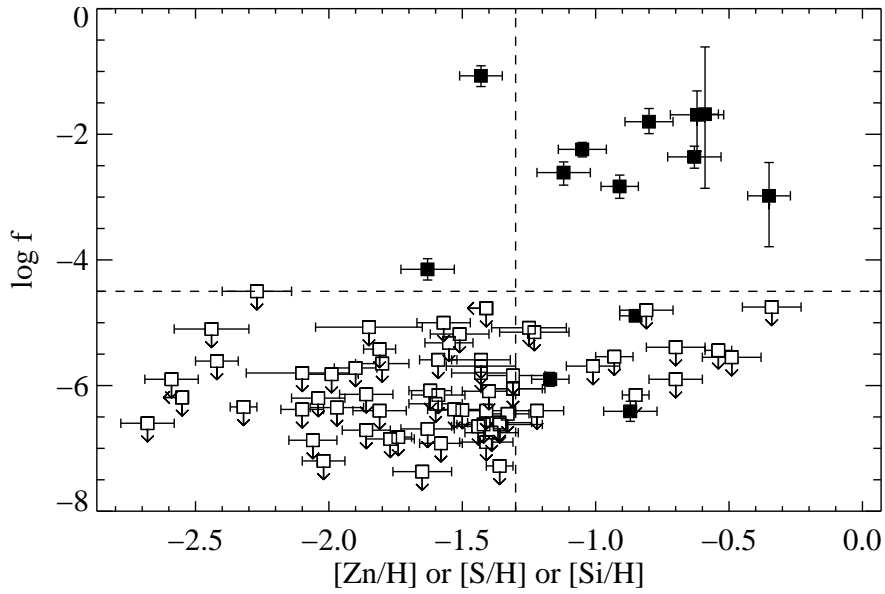


FIG. 2.7 – Logarithm of the molecular fraction,  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}))$ , versus metallicity,  $[X/\text{H}] = \log N(X)/N(\text{H}) - \log(X/\text{H})_{\odot}$  with  $X=\text{Zn}$ ,  $\text{S}$  or  $\text{Si}$ . Filled squares indicate systems in which  $\text{H}_2$  is detected. The horizontal (resp. vertical) dashed line indicates the separation between what we somewhat arbitrarily call high and low molecular fractions,  $\log f = -4.5$  (resp. high and low metallicities,  $[X/\text{H}] = -1.3$ ).

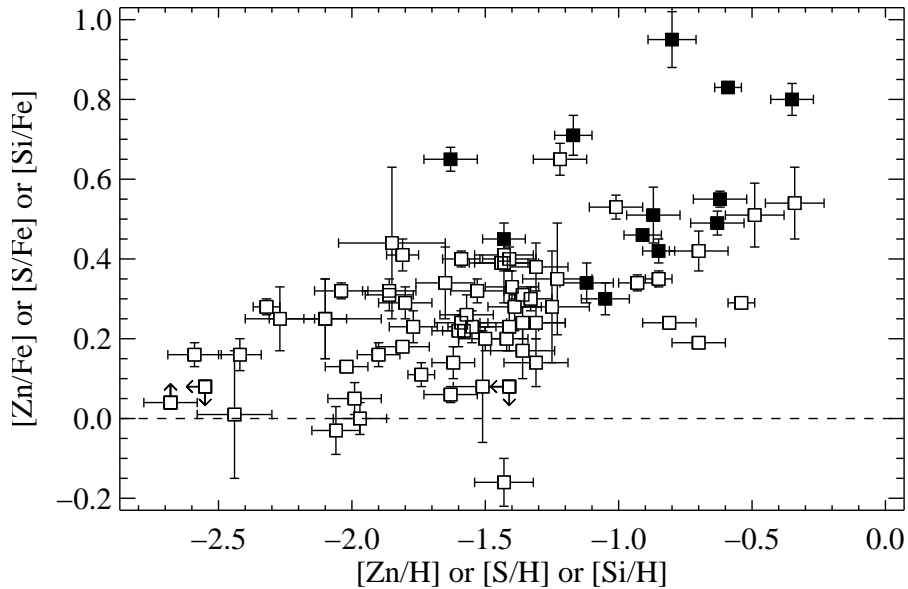


FIG. 2.8 – A correlation ( $5.3\sigma$  confidence level) exists in the overall UVES sample between dust-depletion factor,  $[X/\text{Fe}]$ , and metallicity,  $[X/\text{H}]$ , with  $X$  either  $\text{Zn}$ ,  $\text{S}$  or  $\text{Si}$ .

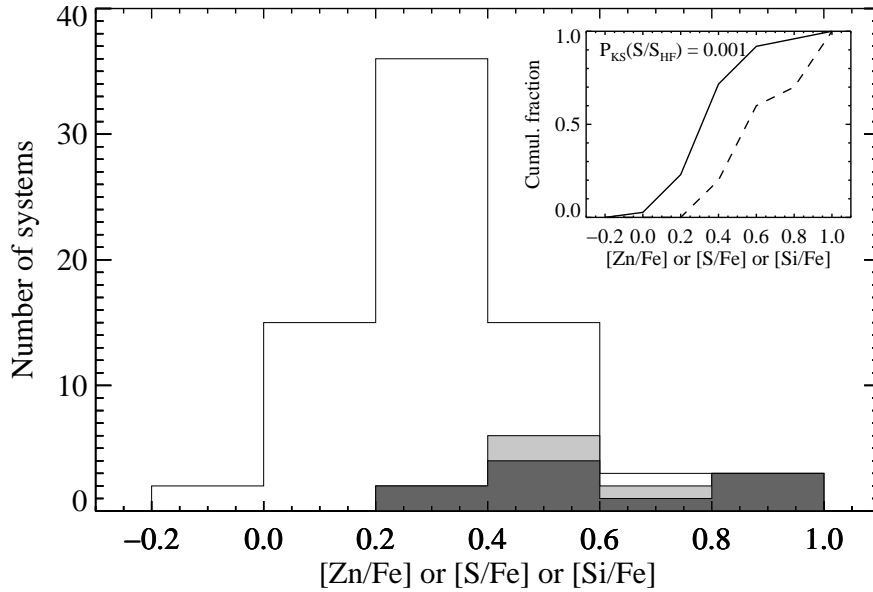


FIG. 2.9 – Distribution of depletion factors from the overall UVES sample ( $\mathcal{S}$ ; solid), sub-samples  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  (grey) and  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  (dark grey). It is clear from these histograms that the distribution of depletion factors for  $\text{H}_2$ -bearing systems is different from that of the overall sample. This shows clearly that  $\text{H}_2$ -bearing DLAs are more dusty than the rest of the DLAs. The probability that the two samples are drawn from the same parent population is indeed very small :  $P_{\text{KS}}(\mathcal{S}/\mathcal{S}_{\text{HF}}) \approx 10^{-3}$ .

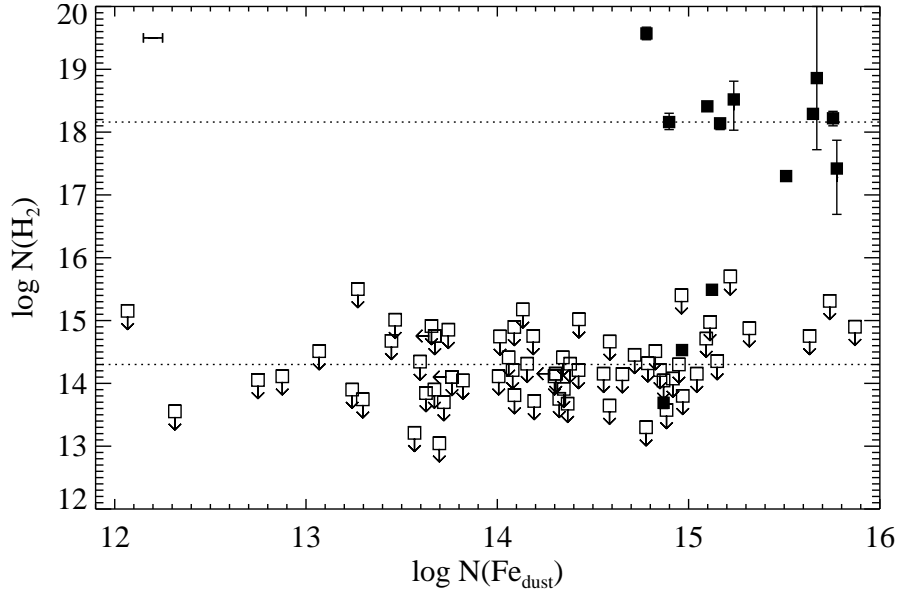


FIG. 2.10 –  $\text{H}_2$  column density,  $N(\text{H}_2)$ , versus column density of iron into dust grains,  $N(\text{Fe})_{\text{dust}}$ . The horizontal dotted line at  $\log N(\text{H}_2) \simeq 18.2$  (resp. 14.3) shows the median  $\log N(\text{H}_2)$  (resp. the median upper limit on  $\log N(\text{H}_2)$ ) for the  $\text{H}_2$ -bearing DLAs from sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  (resp. the  $\text{H}_2$ -undetected systems from sub-sample  $\mathcal{S} - \mathcal{S}_{\text{H}_2}$ ). There is a clear gap of about four orders of magnitude between the two values. The horizontal bar in the upper-left corner of the plot shows the typical uncertainty on the measured  $\log N(\text{Fe})_{\text{dust}}$ .

## 2.7 Gas kinematics

Figure 2.11 shows the distribution of the velocity widths of the low-ionisation metal line profiles. These measurements were completed using the method described in Ledoux et al. (2006a), and many were previously published in that paper. It is clear from Fig. 2.11 that the probability of finding H<sub>2</sub> is higher when the velocity width of the low-ionisation metal line profiles is larger. Using the double-sided Kolmogorov-Smirnov test, we calculate a probability  $P_{\text{KS}} = 0.075$  that samples  $\mathcal{S}$  and  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  are derived from the same parent distribution. A natural explanation is provided by Ledoux et al. (2006a) who suggested that higher metallicity DLAs arise from more massive objects. The amount of molecular gas and the star-formation rate in these systems could therefore be enhanced (Hirashita & Ferrara, 2005) naturally explaining the above correlation. Another explanation could be that outflows can pull out cold and dusty gas, as well as providing a large number of velocity components that would increase the probability of finding H<sub>2</sub> (Murphy et al., 2007). However, H<sub>2</sub> is usually detected in few components (typically one or two) in the main clumps of the systems, and not in the satellite components at high velocities that make up most of the width of the profile. The only exceptions to this are the DLA at  $z_{\text{abs}} \simeq 2.43$  towards Q 2348–0108 where no less than seven H<sub>2</sub> components are spread over 250 km s<sup>-1</sup> (Noterdaeme et al., 2007b), and the  $z_{\text{abs}} = 1.973$  system towards Q 0013–0029 where two pairs of H<sub>2</sub> components are separated by more than 500 km s<sup>-1</sup> (Petitjean et al., 2002). The latter could be considered as the blend of two DLA systems (see Sect. 2.3). In addition, Fox et al. (2007a) interpreted DLAs where the C IV total line width exceeds the escape velocity to be associated with outflowing winds. Using this criterion, there is no indication that H<sub>2</sub> is found preferably in DLAs with outflows. Indeed, considering the 54 DLA systems common to the present sample and that of Fox et al. (2007a), we can estimate that H<sub>2</sub> is detected in  $\sim 16\%$  (3/19) of the DLAs with outflows while this percentage is  $\sim 22\%$  (12/54) for the entire DLA population.

## 2.8 Evolution with redshift

In Fig. 2.12, we analyse the redshift distribution of DLAs within the UVES sample. The H<sub>2</sub>-bearing DLA sub-sample is statistically indistinguishable from the overall UVES sample. A double-sided Kolmogorov-Smirnov test shows that sample  $\mathcal{S}$  and sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$  have a probability  $P_{\text{KS}} = 0.94$  to be drawn from the same parent population. There is no indication of any evolution of the fraction of H<sub>2</sub>-bearing DLAs with redshift. Molecular hydrogen is more difficult to detect at the lowest redshifts observable using UVES ( $z_{\text{abs}} \lesssim 2$ ) because fewer and weaker transitions are then covered by the UVES spectra and lines are located in the bluest part of the spectra where the signal-to-noise ratios are lower. While this could imply a bias in the detection rate of H<sub>2</sub> in systems with low molecular fractions, high molecular fractions (i.e.,  $\log f > -4.5$ ) are detected anyway because the corresponding column densities are always well above the detection limit. When considering only high molecular fractions, the same Kolmogorov-Smirnov test yields  $P_{\text{KS}}(\mathcal{S}/\mathcal{S}_{\text{HF}}) = 0.98$ . Contrary to previous tentative evidence (Curran et al., 2004), there is also no evolution of the molecular fraction in systems with detected H<sub>2</sub> (see Fig. 2.12).

However, because of small number statistics for systems at  $z > 3$ , it is still unclear whether there is no really evolution in the sense of fewer H<sub>2</sub> detections at higher redshift. Therefore, we restrict our claim of no evolution with redshift of the detection fraction and the molecular

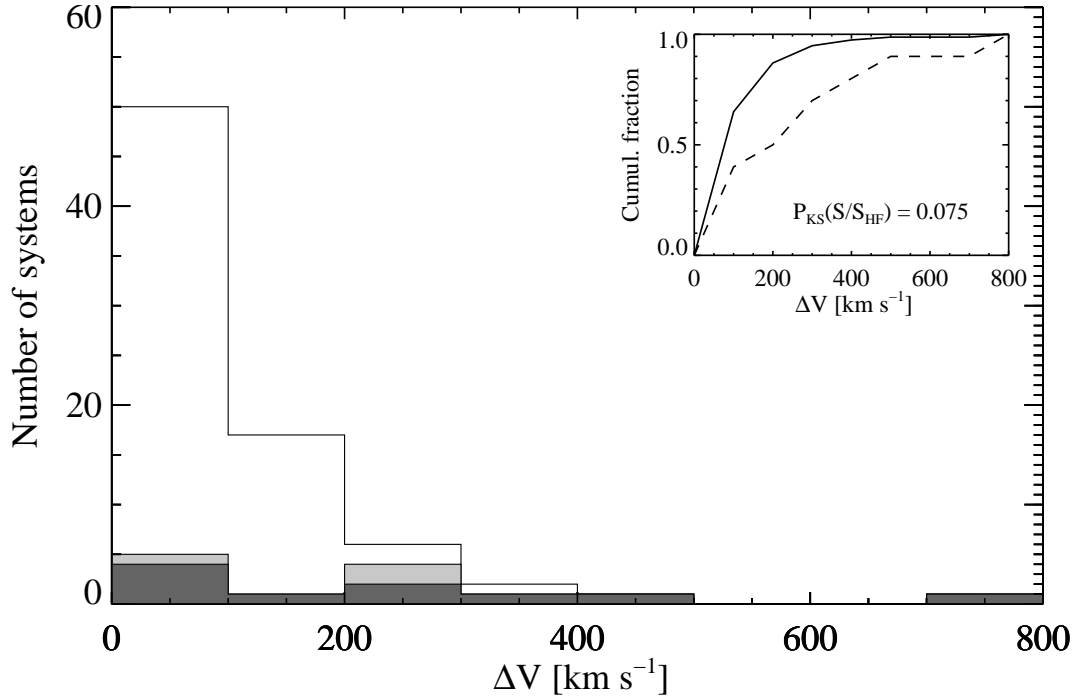


FIG. 2.11 – Distribution of the velocity spread,  $\Delta V$ , of low-ionisation metal line profiles (see Ledoux et al., 2006a, for details on the technique) from the overall UVES sample ( $\mathcal{S}$ , 77 systems, solid histogram), systems with detected molecular hydrogen ( $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$ , 13 systems, grey), and systems with  $\log f > -4.5$  ( $\mathcal{S}_{\text{HF}}$ , ten systems, dark grey). It is apparent from this and the Kolmogorov-Smirnov test probability (inset) that the likelihood of finding  $\text{H}_2$  is higher when  $\Delta V$  is larger.

fraction to the range  $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 3$ . On the other hand, large molecular fractions are observed in the local Universe and significant evolutions of both the fraction of  $\text{H}_2$ -detected systems and the molecular fractions are expected at lower redshifts. It is then of prime importance to cover the redshift interval  $0 \leq z_{\text{abs}} \leq 1.8$ . This will soon be possible using the Cosmic Origins Spectrograph to be installed onboard the Hubble Space Telescope.

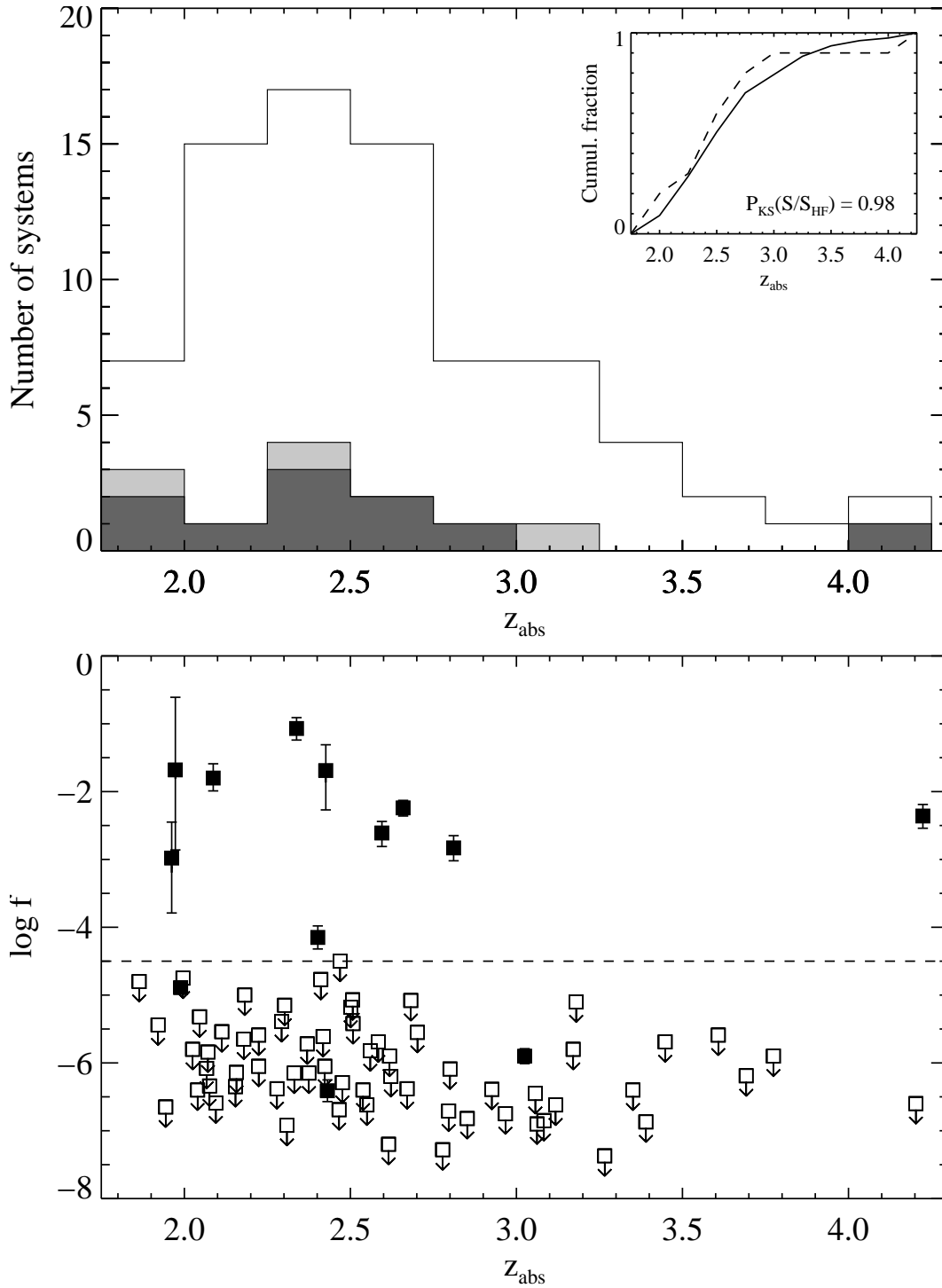


FIG. 2.12 – *Top panel* : Redshift distributions of DLAs in the overall UVES sample ( $\mathcal{S}$ , 77 systems, solid histogram), systems with detected molecular hydrogen ( $\mathcal{S}_{\text{H}_2}$ , 13 systems, grey), and systems with  $\log f > -4.5$  ( $\mathcal{S}_{\text{HF}}$ , ten systems, dark grey). The inset shows the cumulative distributions from sample  $\mathcal{S}$  (solid) and sub-sample  $\mathcal{S}_{\text{HF}}$  (dashed). The two distributions are statistically indistinguishable ( $P_{\text{KS}} = 0.98$ ). *Bottom panel* : Logarithm of the molecular fraction,  $\log f$ , versus absorber redshift. There is a slight trend for more constraining upper limits at higher redshift. This is not physical however but due to the higher signal-to-noise ratios achieved towards the red, together with the larger number of H<sub>2</sub> transitions covered by the spectra.

## 2.9 Conclusion

We present results of the largest survey of molecular hydrogen in high-redshift ( $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 4.2$ ) DLAs compiled to date using high signal-to-noise ratio, high spectral-resolution VLT-UVES data. We analyse data for 77 DLAs/strong sub-DLAs with  $N(\text{H I}) \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , a dataset more than twice as large as that studied previously by Ledoux et al. (2003). From the thirteen high-redshift  $\text{H}_2$ -bearing DLAs known to date, nine have been discovered by our group. Due to the superb quality of the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph, we are able to detect unambiguously the  $\text{H}_2$  absorption features, measure accurate column densities, and in the cases of non-detections derive stringent upper limits.

A double-sided Kolmogorov-Smirnov test shows that the ten  $\text{H}_2$ -bearing systems with  $\log f > -4.5$  (which is our conservative completeness limit) have  $\text{H I}$  column densities that are compatible with those of the overall DLA population. This may be due however to small number statistics. There is evidence (see Sect. 2.4) that the probability of finding large molecular fractions is higher in DLAs with large  $N(\text{H I})$ , as observed in the LMC. About 7% of the systems with  $\log N(\text{H I}) < 20.8$  have  $\log f > -4.5$  while  $\sim 19\%$  of the systems with larger  $\text{H I}$  column densities have similar molecular fractions. There is no sharp transition in the molecular fraction of DLAs at any of the measured total hydrogen ( $\text{H I} + \text{H}_2$ ) column density.

It is surprising to see that most of the DLAs have very low molecular fractions, i.e.,  $\log f \lesssim -6$ . This is much smaller than observed along lines of sight in the Galactic disk (Savage et al., 1977). However, Wakker (2006) measured similar molecular fractions towards high-latitude Galactic lines of sight.

We confirm that a good criterion to find  $\text{H}_2$ -bearing DLAs is to select high-metallicity systems. Indeed, 35% of the systems with  $[\text{X}/\text{H}] \geq -1.3$  have  $\log f > -4.5$  whilst this is the case for only 4% of those with metallicities lower than that. Since there is a correlation between metallicity and depletion factor, the latter being defined as  $[\text{X}/\text{Fe}]$  with  $\text{X} = \text{Zn}, \text{S}$  or  $\text{Si}$ ,  $\text{H}_2$  is found in DLAs also having the highest depletion factors. Therefore, clouds with large molecular fractions are expected to be dusty and clumpy (e.g., Hirashita et al., 2003). They can be missed because of the associated extinction and/or because of their small cross-section.

The presence of  $\text{H}_2$  is closely related to the dust column density. Indeed, all detections pertain to systems where the column density of iron into dust grains is larger than  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , and about 40% of these systems have detectable  $\text{H}_2$ . This shows that the presence of dust is an important ingredient in the formation of  $\text{H}_2$  in DLAs. The low molecular fractions measured for most of the DLAs are probably a consequence of low abundances of metals and dust.

We show that the probability of finding  $\text{H}_2$  increases with increasing velocity width of low-ionisation metal line profiles. The correlation between velocity width and metallicity (Ledoux et al., 2006a), if interpreted as a mass-metallicity relation, provides a natural explanation in which  $\text{H}_2$ -bearing DLA systems are preferably associated with massive objects where star-formation is enhanced. There is no evidence of systematic outflows in  $\text{H}_2$ -bearing DLAs neither from the  $\text{H}_2$  profiles nor from the study of the associated high-ionisation phase.

From the comparison between  $\text{H}_2$ -bearing systems and the overall UVES sample, we show that there is no evolution with redshift of the fraction of  $\text{H}_2$ -bearing DLAs nor of the molecular fraction in systems with detected  $\text{H}_2$  over the range  $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 3$ . This, compared to the large amounts of  $\text{H}_2$  observed in the local Universe, suggests that a significant increase of the molecular fraction in DLAs could take place at redshifts  $z_{\text{abs}} \leq 1.8$ . Ultraviolet observations

from space are therefore needed to observe the H<sub>2</sub> Lyman and Werner bands in low and intermediate redshift DLAs.

Increasing the sample of H<sub>2</sub>-bearing DLAs is required to cover a large range in column density and derive the H<sub>2</sub> frequency distribution,  $f(N(\text{H}_2), X)$  – where  $X$  is the absorption distance – in a way similar to studies completed for H I (Lanzetta et al., 1991). This would assess whether the steep slope observed in  $f(N(\text{H I}), X)$  at large column densities (e.g., Prochaska et al., 2005a) is due to the conversion H I → H<sub>2</sub> (Schaye, 2001) rather than to a magnitude-dependent bias from dust obscuration of the background quasars (e.g., Boissé et al., 1998; Vladilo & Péroux, 2005; Smette et al., 2005). Both effects can explain the apparent lack of DLAs of both high metallicity and large H I column density, as observed in all DLA samples.

While the exact nature of DLAs is still an open debate, H<sub>2</sub>-bearing DLAs provide interesting probes of the physical conditions close to star-forming regions. About a decade ago, only one H<sub>2</sub>-bearing DLA was known. With the criteria revealed by the present survey, it will be possible to select these systems more efficiently and their numbers should increase rapidly. This opens up the exciting prospect of the detailed study of the ISM in distant galaxies.

*Acknowledgements.* We thank an anonymous referee and the language editor for useful comments that improved the paper. PN is supported by a PhD studentship from ESO. PPJ and RS gratefully acknowledge support from the Indo-French Centre for the Promotion of Advanced Research (Centre Franco-Indien pour la Promotion de la Recherche Avancée) under contract No. 3004-3.

TAB. 2.1: Molecular and metal contents of UVES DLAs/sub-DLAs at  $1.8 < z_{\text{abs}} \leq 4.2$ .

Quasar B1950	$z_{\text{em}}$	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{H I})$	[X/H]	[X/Fe]	X	$\Delta V$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\log N(\text{H}_2)$		$\log f$	Refs.
								J = 0	J = 1		
Q 0000–2619	4.11	3.390	21.40 ± 0.08	-2.06 ± 0.09	-0.03 ± 0.06	Zn	33	< 13.9	≤ 13.8	< -6.87	<i>a, b</i>
Q 0010–0012	2.15	2.025	20.95 ± 0.10	-1.43 ± 0.11	-0.16 ± 0.06	Zn	32	< 14.4	< 14.5	< -5.80	<i>c</i>
Q 0013–0029	2.09	1.973	20.83 ± 0.05	-0.59 ± 0.05	0.83 ± 0.01	Zn	720	18.86 <sup>+1.14</sup> <sub>-1.14</sub>	-1.68 <sup>+1.07</sup> <sub>-1.18</sub>	<i>c, d, e</i>	
Q 0027–1836	2.56	2.402	21.75 ± 0.10	-1.63 ± 0.10	0.65 ± 0.03	Zn	44	17.30 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.07</sub>	-4.15 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.17</sub>	<i>f, g</i>	
Q 0039–3354	2.48	2.224	20.60 ± 0.10	-1.31 ± 0.12	0.38 ± 0.06	Si	122	< 13.8	< 13.9	< -6.05	<i>g, h</i>
Q 0049–2820	2.26	2.071	20.45 ± 0.10	-1.31 ± 0.12	0.14 ± 0.06	Si	51	< 13.8	< 14.0	< -5.84	<i>g, h</i>
Q 0058–2914	3.09	2.671	21.10 ± 0.10	-1.53 ± 0.10	0.32 ± 0.03	Zn	34	< 13.7	< 14.2	< -6.38	<i>c</i>
Q 0100+1300	2.69	2.309	21.35 ± 0.08	-1.58 ± 0.08	0.22 ± 0.01	Zn	37	< 13.5	< 13.9	< -6.92	<i>h</i>
Q 0102–1902	3.04	2.370	21.00 ± 0.08	-1.90 ± 0.08	0.16 ± 0.03	S	17	< 14.2	< 14.8	< -5.72	<i>c</i>
Q 0102–1902	3.04	2.926	20.00 ± 0.10	-1.50 ± 0.10	0.20 ± 0.03	Si	146	< 12.8	< 13.0	< -6.39	<i>h</i>
Q 0112–3030	2.99	2.418	20.50 ± 0.08	-2.42 ± 0.08	0.16 ± 0.04	Si	31	< 14.1	< 14.3	< -5.61	<i>c</i>
Q 0112–3030	2.99	2.702	20.30 ± 0.10	-0.49 ± 0.11	0.51 ± 0.08	Si	218	< 14.1	< 14.0	< -5.55	<i>c</i>
Q 0112+0259	2.81	2.423	20.90 ± 0.10	-1.31 ± 0.11	0.24 ± 0.04	S	112	< 14.1	< 14.2	< -6.05	<i>c</i>
Q 0131+0345	4.15	3.692	20.70 ± 0.10	< -2.55	< 0.08	S	39	< 13.7	< 13.9	< -6.19	<i>h, †</i>
Q 0131+0345	4.15	3.774	20.60 ± 0.10	-0.70 ± 0.10	0.19	Si	128	< 14.0	< 14.0	< -5.90	<i>h, *</i>
Q 0135–2722	3.21	2.800	21.00 ± 0.10	-1.40 ± 0.10	0.33 ± 0.04	S	65	< 14.3	< 14.1	< -6.09	<i>c</i>
Q 0216+0803	2.99	2.293	20.50 ± 0.10	-0.70 ± 0.11	0.42 ± 0.05	Zn	104	< 14.3	< 14.5	< -5.39	<i>i</i>
Q 0242–2917	3.27	2.560	20.90 ± 0.10	-1.99 ± 0.10	0.05 ± 0.04	S	70	< 14.5	< 14.2	< -5.82	<i>g, h</i>
Q 0254–4025	2.28	2.046	20.45 ± 0.08	-1.55 ± 0.09	0.23 ± 0.04	S	37	< 14.2	< 14.6	< -5.32	<i>g, h</i>
Q 0300–3152	2.37	2.179	20.80 ± 0.10	-1.80 ± 0.11	0.29 ± 0.04	S	41	< 14.5	< 14.4	< -5.65	<i>g, h</i>
Q 0331–4506	2.67	2.411	20.15 ± 0.07	< -1.41	< 0.08	Si	31	< 14.6	< 14.8	< -4.77	<i>g, h</i>
Q 0335–1213	3.44	3.180	20.65 ± 0.10	-2.44 ± 0.14	0.01 ± 0.16	Si	15	< 14.9	< 14.8	< -5.10	<i>h, j</i>
Q 0336–0143	3.20	3.062	21.10 ± 0.10	-1.41 ± 0.10	0.40 ± 0.03	Si	67	< 13.5	< 13.5	< -6.90	<i>h</i>
Q 0347–3819	3.22	3.025	20.73 ± 0.05	-1.17 ± 0.07	0.71 ± 0.05	Zn	93	14.53 <sup>+0.06</sup> <sub>-0.06</sub>	-5.90 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.11</sub>	<i>c, k</i>	
Q 0405–4418	3.02	2.550	21.15 ± 0.15	-1.36 ± 0.16	0.24 ± 0.04	Zn	165	< 13.9	< 13.6	< -6.62	<i>c</i>
Q 0405–4418	3.02	2.595	21.05 ± 0.10	-1.12 ± 0.10	0.34 ± 0.05	Zn	79	18.14 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.10</sub>	-2.61 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.20</sub>	<i>c, l</i>	
Q 0405–4418	3.02	2.622	20.45 ± 0.10	-2.04 ± 0.10	0.32 ± 0.02	Si	182	< 13.3	< 13.7	< -6.20	<i>c</i>
Q 0421–2624	2.28	2.157	20.65 ± 0.10	-1.86 ± 0.10	0.32 ± 0.01	Si	47	< 13.7	< 13.9	< -6.14	<i>g, h</i>
Q 0425–5214	2.25	2.224	20.30 ± 0.10	-1.43 ± 0.11	0.41 ± 0.04	S	40	< 13.9	< 14.1	< -5.59	<i>g, h</i>
Q 0432–4401	2.65	2.302	20.95 ± 0.10	-1.23 ± 0.13	0.35 ± 0.14	Si	88	< 15.1	< 15.1	< -5.15	<i>h, j</i>
Q 0450–1310	2.25	2.067	20.50 ± 0.07	-1.62 ± 0.08	0.14 ± 0.04	S	148	< 13.5	< 13.9	< -6.08	<i>h</i>



TAB. 2.1: continued.

Quasar B1950	$z_{em}$	$z_{abs}$	$\log N(\text{H I})$	[X/H]	[X/Fe]	X	$\Delta V$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\log N(\text{H}_2)$		$\log f$	Refs.
								J = 0	J = 1		
Q 0458–0203	2.29	2.040	21.70 ± 0.10	-1.22 ± 0.10	0.65 ± 0.04	Zn	88	< 14.6	< 14.6	< -6.40	<i>i, m</i>
Q 0528–2505	2.77	2.811	21.35 ± 0.07	-0.91 ± 0.07	0.46 ± 0.01	Zn	304	18.22 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.12</sub>	-2.83 <sup>+0.18</sup> <sub>-0.19</sub>		<i>b, l, n, o, p</i>
Q 0551–3638	2.32	1.962	20.70 ± 0.08	-0.35 ± 0.08	0.80 ± 0.04	Zn	468	17.42 <sup>+0.45</sup> <sub>-0.73</sub>	-2.98 <sup>+0.53</sup> <sub>-0.81</sub>		<i>c, q</i>
Q 0642–5038	3.09	2.659	20.95 ± 0.08	-1.05 ± 0.09	0.30 ± 0.04	Zn	99	18.41 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.04</sub>	-2.24 <sup>+0.11</sup> <sub>-0.12</sub>		<i>h</i>
Q 0841+1256	2.50	2.375	21.05 ± 0.10	-1.59 ± 0.10	0.24 ± 0.03	Zn	37	≤ 14.56	< 14.0	< -5.98	<i>b</i>
Q 0841+1256	2.50	2.476	20.80 ± 0.10	-1.60 ± 0.10	0.22 ± 0.04	Zn	30	< 13.7	< 13.9	< -6.29	<i>b</i>
Q 0913+0714	2.78	2.618	20.35 ± 0.10	-2.59 ± 0.10	0.16 ± 0.03	Si	22	< 13.7	< 13.8	< -5.90	<i>h</i>
Q 0933–3319	2.91	2.682	20.50 ± 0.10	-1.27 ± 0.14	0.28 ± 0.14	Si	312	< 14.9	< 14.4	< -5.08	<i>h, j</i>
Q 0951–0450	4.37	4.203	20.55 ± 0.10	-2.68 ± 0.10	> 0.04	Si	15	< 13.2	< 13.3	< -6.60	<i>h, †</i>
Q 1036–2257	3.13	2.778	20.93 ± 0.05	-1.36 ± 0.05	0.31 ± 0.01	S	80	< 13.0	< 13.0	< -7.28	<i>h</i>
Q 1108–0747	3.92	3.608	20.37 ± 0.07	-1.59 ± 0.07	0.40 ± 0.02	Si	31	< 14.0	< 14.2	< -5.59	<i>h</i>
Q 1111–1517	3.37	3.266	21.30 ± 0.05	-1.65 ± 0.11	0.34 ± 0.09	Zn	140	< 13.1	< 13.4	< -7.37	<i>h</i>
Q 1117–1329	3.96	3.351	20.95 ± 0.10	-1.41 ± 0.11	0.23 ± 0.06	Zn	43	< 14.0	< 13.6	< -6.40	<i>c</i>
Q 1157+0128	1.99	1.944	21.80 ± 0.10	-1.44 ± 0.10	0.39 ± 0.01	Zn	89	< 14.4	< 14.5	< -6.65	<i>b</i>
Q 1209+0919	3.30	2.584	21.40 ± 0.10	-1.01 ± 0.10	0.53 ± 0.03	Zn	214	< 14.9	< 15.1	< -5.69	<i>i</i>
Q 1220–1800	2.16	2.113	20.12 ± 0.07	-0.93 ± 0.07	0.34 ± 0.02	S	95	< 13.8	< 14.0	< -5.54	<i>g, h</i>
Q 1223+1753	2.94	2.466	21.40 ± 0.10	-1.63 ± 0.10	0.06 ± 0.02	Zn	91	< 13.9	< 14.1	< -6.69	<i>b</i>
Q 1232+0815	2.57	2.338	20.90 ± 0.08	-1.43 ± 0.08	0.45 ± 0.01	S	85	19.57 <sup>+0.10</sup> <sub>-0.10</sub>	-1.07 <sup>+0.16</sup> <sub>-0.17</sub>		<i>b, l, r, s</i>
Q 1337+1121	2.92	2.508	20.12 ± 0.05	-1.81 ± 0.06	0.41 ± 0.04	Si	32	< 13.8	< 14.2	< -5.42	<i>c</i>
Q 1337+1121	2.92	2.796	21.00 ± 0.08	-1.86 ± 0.09	0.31 ± 0.04	Si	42	< 13.7	< 13.5	< -6.71	<i>c</i>
Q 1340–1340	3.20	3.118	20.05 ± 0.08	-1.42 ± 0.08	0.20 ± 0.03	S	153	< 12.5	< 12.9	< -6.62	<i>h</i>
Q 1354–1046	3.01	2.501	20.44 ± 0.05	-1.51 ± 0.11	0.08 ± 0.14	S	71	< 14.7	< 14.5	< -5.18	<i>h, j</i>
Q 1354–1046	3.01	2.967	20.80 ± 0.10	-1.39 ± 0.10	0.28 ± 0.06	Si	30	< 13.1	< 13.5	< -6.75	<i>h, j</i>
Q 1418–0630	3.69	3.448	20.50 ± 0.10	-1.43 ± 0.13	0.39 ± 0.10	Si	35	< 14.0	< 14.2	< -5.69	<i>h, j</i>
Q 1441+2737	4.42	4.224	20.95 ± 0.10	-0.63 ± 0.10	0.49 ± 0.03	Zn	130	18.29 <sup>+0.07</sup> <sub>-0.08</sub>	-2.36 <sup>+0.17</sup> <sub>-0.18</sub>		<i>i, t</i>
Q 1444+0126	2.21	2.087	20.25 ± 0.07	-0.80 ± 0.09	0.95 ± 0.07	Zn	294	18.16 <sup>+0.14</sup> <sub>-0.12</sub>	-1.80 <sup>+0.21</sup> <sub>-0.19</sub>		<i>c</i>
Q 1451+1223	3.25	2.469	20.40 ± 0.10	-2.27 ± 0.13	0.25 ± 0.08	Si	35	< 15.2	< 15.2	< -4.50	<i>b</i>
Q 1451+1223	3.25	3.171	20.20 ± 0.20	-2.10 ± 0.21	0.25 ± 0.10	Si	45	< 13.6	< 13.6	< -5.80	<i>b</i>
Q 2059–3604	3.09	2.507	20.29 ± 0.07	-1.85 ± 0.20	0.44 ± 0.19	S	25	< 14.5	< 14.6	< -5.07	<i>c</i>
Q 2059–3604	3.09	3.083	20.98 ± 0.08	-1.77 ± 0.09	0.23 ± 0.04	S	44	< 13.4	< 13.5	< -6.85	<i>b</i>
Q 2116–3550	2.34	1.996	20.10 ± 0.07	-0.34 ± 0.11	0.54 ± 0.09	Zn	177	< 14.5	< 14.8	< -4.75	<i>i</i>
Q 2138–4427	3.17	2.852	20.98 ± 0.05	-1.74 ± 0.05	0.11 ± 0.03	Zn	58	< 13.4	< 13.6	< -6.82	<i>c</i>

TAB. 2.1: continued.

Quasar B1950	$z_{\text{em}}$	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{H I})$	[X/H]	[X/Fe]	X	$\Delta V$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\log N(\text{H}_2)$		$\log f$	Refs.
								J = 0	J = 1		
Q 2206–1958	2.56	1.921	$20.67 \pm 0.05$	$-0.54 \pm 0.05$	$0.29 \pm 0.01$	Zn	136	< 14.4	< 14.7	< -5.44	<i>i</i>
Q 2206–1958	2.56	2.076	$20.44 \pm 0.05$	$-2.32 \pm 0.05$	$0.28 \pm 0.02$	Si	20	< 13.2	< 13.6	< -6.34	<i>h</i>
Q 2222–3939	2.18	2.154	$20.85 \pm 0.10$	$-1.97 \pm 0.10$	$-0.04 \pm 0.04$	S	21	< 13.8	< 13.8	< -6.35	<i>g, h</i>
Q 2228–3954	2.21	2.095	$21.20 \pm 0.10$	$-1.36 \pm 0.12$	$0.17 \pm 0.07$	Zn	138	< 13.8	< 14.0	< -6.59	<i>g, h</i>
Q 2230+0232	2.15	1.864	$20.90 \pm 0.10$	$-0.81 \pm 0.10$	$0.24 \pm 0.01$	S	148	< 15.4	< 15.4	< -4.80	<i>i</i>
Q 2243–6031	3.01	2.331	$20.65 \pm 0.05$	$-0.85 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.02$	Zn	173	< 13.8	< 13.9	< -6.15	<i>i</i>
Q 2311–3721	2.48	2.182	$20.55 \pm 0.07$	$-1.57 \pm 0.10$	$0.26 \pm 0.05$	Si	77	< 14.7	< 15.0	< -5.00	<i>h, j</i>
Q 2318–1107	2.96	1.989	$20.68 \pm 0.05$	$-0.85 \pm 0.06$	$0.42 \pm 0.03$	Zn	207	$15.49^{+0.03}_{-0.03}$		$-4.89^{+0.08}_{-0.08}$	<i>f, g</i>
Q 2332–0924	3.32	3.057	$20.50 \pm 0.07$	$-1.33 \pm 0.08$	$0.30 \pm 0.03$	S	111	< 13.2	< 13.5	< -6.45	<i>c</i>
Q 2343+1232	2.51	2.431	$20.40 \pm 0.07$	$-0.87 \pm 0.10$	$0.51 \pm 0.07$	Zn	289	$13.69^{+0.09}_{-0.09}$		$-6.41^{+0.16}_{-0.16}$	<i>f, i</i>
Q 2344+1229	2.76	2.538	$20.50 \pm 0.10$	$-1.81 \pm 0.10$	$0.18 \pm 0.01$	Si	69	< 13.4	< 13.4	< -6.40	<i>h</i>
Q 2348–0108	3.01	2.426	$20.50 \pm 0.10$	$-0.62 \pm 0.10$	$0.55 \pm 0.02$	S	248	$18.52^{+0.29}_{-0.49}$		$-1.69^{+0.38}_{-0.58}$	<i>i, u</i>
Q 2348–0108	3.01	2.615	$21.30 \pm 0.08$	$-2.02 \pm 0.08$	$0.13 \pm 0.01$	Si	95	< 13.1	< 13.6	< -7.20	<i>h, u</i>
Q 2348–1444	2.94	2.279	$20.63 \pm 0.05$	$-2.10 \pm 0.08$	$0.25 \pm 0.10$	S	55	< 13.6	< 13.6	< -6.38	<i>h</i>

<sup>a</sup> Levshakov et al. (2000, 2001), <sup>b</sup> Petitjean et al. (2000), <sup>c</sup> Ledoux et al. (2003), <sup>d</sup> Ge & Bechtold (1997), <sup>e</sup> Petitjean et al. (2002), <sup>f</sup> Noterdaeme et al. (2007a), <sup>g</sup> Smette et al. (2005), <sup>h</sup> this work, <sup>i</sup> Petitjean et al. (2006), <sup>j</sup> Akerman et al. (2005), <sup>k</sup> Levshakov et al. (2002), <sup>l</sup> Srianand et al. (2005), <sup>m</sup> Heinmüller et al. (2006), <sup>n</sup> Levshakov & Varshalovich (1985), <sup>o</sup> Foltz et al. (1988), <sup>p</sup> Srianand & Petitjean (1998), <sup>q</sup> Ledoux et al. (2002), <sup>r</sup> Srianand et al. (2000), <sup>s</sup> Ge et al. (2001), <sup>t</sup> Ledoux et al. (2006b), <sup>u</sup> Noterdaeme et al. (2007b).

<sup>†</sup>  $N(\text{Fe II})$  from Prochaska et al. (2007).

\* Metal column densities from Prochaska et al. (2007). Only an upper limit on  $N(\text{Fe II})$  could be measured (Prochaska et al., 2003b). The abundance of iron is therefore estimated through that of nickel, assuming  $[\text{Fe}/\text{H}] = [\text{Ni}/\text{H}] - 0.1$  dex.



# Chapitre 3

## Modélisation du gaz neutre : diagnostics physiques

« Essentially all models are wrong, but  
some are useful. »

George Box

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>87</b>
<b>3.2</b>	<b>Modèles</b>	<b>89</b>
3.2.1	Géométrie du nuage et champ de radiation incident	90
3.2.2	Métaux et poussières	92
<b>3.3</b>	<b>Détectabilité et abondance de <math>H_2</math></b>	<b>92</b>
<b>3.4</b>	<b>Excitation des niveaux de structure fine de <math>C I</math></b>	<b>95</b>
<b>3.5</b>	<b>Excitation des niveaux rotationnels de <math>H_2</math></b>	<b>96</b>
3.5.1	Température cinétique	96
3.5.2	Champ de radiation UV	99
<b>3.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>101</b>

---

### 3.1 Introduction

Le milieu interstellaire dans l'Univers local est caractérisé par différentes phases dont l'état d'ionisation et la température diffèrent. Il s'agit du milieu neutre et froid (*Cold Neutral Medium, CNM*), du milieu neutre et tiède (*Warm Neutral Medium, WNM*) et du milieu ionisé chaud (*Hot Ionized Medium, HIM*). Le milieu interstellaire neutre froid possède lui-même plusieurs phases selon les conditions physiques et chimiques du nuage. Nous adoptons ici la classification de Snow & McCall (2006), telle qu'illustrée par la Fig. 3.1. Dans ce modèle, chacun des milieux neutres apparaît successivement lorsque l'on pénètre plus en profondeur dans le nuage.

Les *nuages atomiques diffus* sont très exposés aux champs de radiation ultraviolets qui détruisent de manière efficace les molécules. La plupart des métaux sont dans leur premier état d'ionisation.

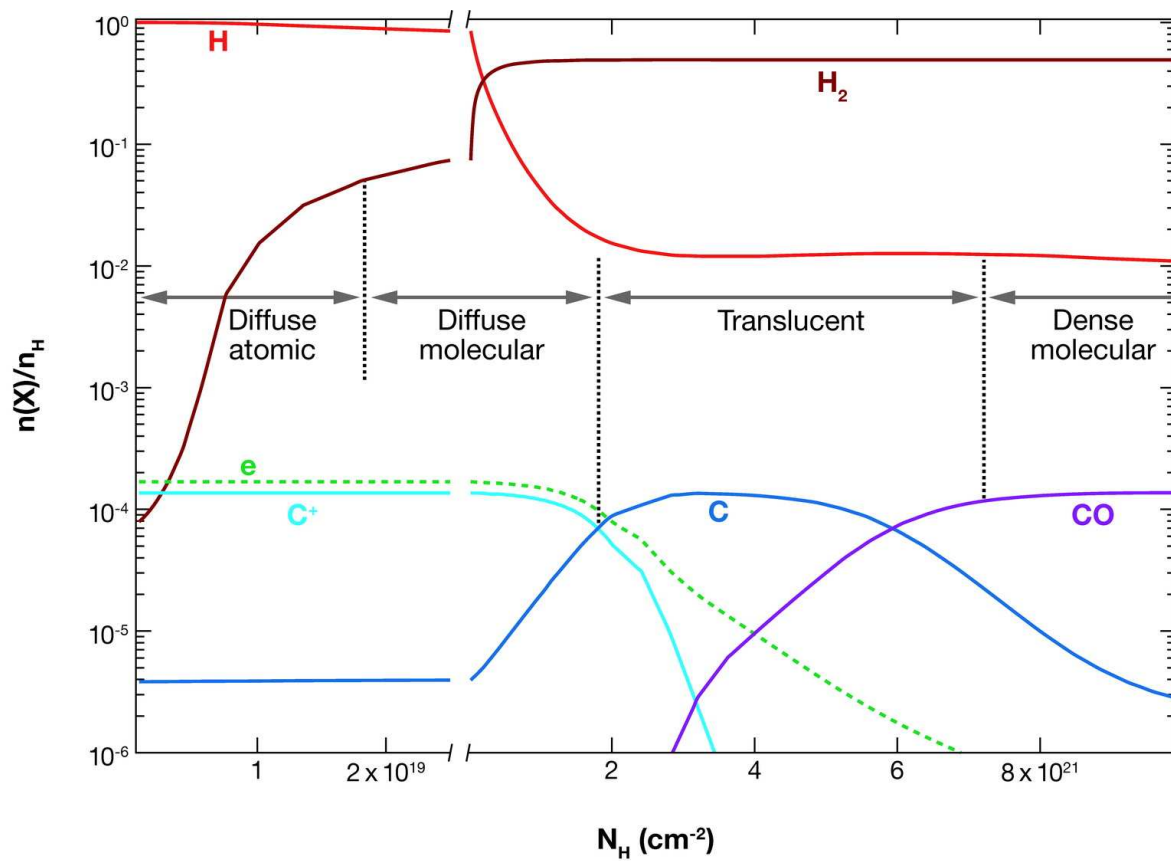


FIG. 3.1 – Structure en oignon d’une région de photo-dissociation révélant les différents types de milieux interstellaires neutres et froids. [Figure extraite de Snow & McCall (2006)].

Lorsque le flux UV est suffisamment atténué, la présence de molécules en quantité non négligeable est possible, et la fraction moléculaire de  $\text{H}_2$  devient plus importante ( $f = 2\text{H}_2/(2\text{H}_2 + \text{HI}) \gtrsim 0.1$ ). Ceci constitue le *milieu moléculaire diffus*. Le carbone reste cependant majoritairement ionisé et produit une grande quantité d'électrons qui sont capables de détruire les molécules ioniques par recombinaison dissociative.

Les nuages dans lesquels le carbone se trouve en majorité sous sa forme atomique constituent le *milieu translucide*. Tandis que les réactions chimiques deviennent importantes, le monoxyde de carbone (CO) reste facilement détruit par les photons UV et sa présence reste marginale (Sonnentrucker et al., 2007; Sheffer et al., 2008).

Enfin, lorsque la profondeur optique devient très grande, les rayons UV ne pénètrent plus dans les nuages. L'hydrogène est majoritairement moléculaire et les autres molécules deviennent très abondantes. Il s'agit de *nuages moléculaires denses*, de température très basse ( $\sim 20$  K). De nombreuses réactions chimiques produisant des molécules complexes y ont lieu (voir e.g., Omont, 2007).

L'état d'ionisation de l'hydrogène et des métaux dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  correspond à un milieu neutre diffus. Il est toutefois difficile de comprendre la structure de ce milieu (chaud, froid, et/ou multiphase, voir e.g. Petitjean et al., 2000; Kanekar & Chengalur, 2003; Wolfe et al., 2004).

Nous avons construit un grand échantillon de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  caractérisé par les mesures homogènes des densités projetées de l'hydrogène atomique et moléculaire ainsi que celles des métaux. Cet échantillon nous a permis d'étudier les fractions moléculaires dans le milieu interstellaire à grand- $z$ . Dans  $\sim 85\%$  des systèmes,  $\text{H}_2$  n'est pas détecté, avec une limite supérieure typique de  $N(\text{H}_2) = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , alors que  $\text{H}_2$  est détecté avec  $\log N(\text{H}_2) > 19$  dès que  $\log N(\text{HI}) > 21$  dans le milieu interstellaire de notre Galaxie (Savage et al., 1977). Nous avons montré que les absorbants présentant des raies d'hydrogène moléculaire contiennent plus de poussières que les absorbants ne contenant pas  $\text{H}_2$  en quantité détectable. Les grains de poussières permettent la formation d'hydrogène moléculaire et absorbent une partie des photons UV incidents. À l'équilibre, le taux de formation de  $\text{H}_2$  est compensé par son taux de destruction. On s'attend alors à ce que la quantité de  $\text{H}_2$  diminue avec le nombre de photons UV par grain de poussière. C'est donc sur trois ingrédients principaux, la densité du gaz, l'abondance de poussière, et l'intensité du champ UV, que nous allons jouer pour construire des modèles du gaz interstellaire et comprendre les conditions physiques typiques qui gouvernent l'abondance et l'excitation de  $\text{H}_2$  dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ .

## 3.2 Modèles

Nous avons effectué une série de modèles dans le but de couvrir les conditions physiques caractéristiques des milieux diffus. Les calculs sont effectués en utilisant la version 07.02.02 du code de synthèse spectrale CLOUDY<sup>1</sup>, décrit par Ferland et al. (1998). Shaw et al. (2005) discutent en détail l'implémentation de la micro-physique de  $\text{H}_2$  dans ce code, tandis que van Hoof et al. (2004) décrivent celle des grains de poussière.

---

<sup>1</sup><http://www.nublado.org>

### 3.2.1 Géométrie du nuage et champ de radiation incident

Nous considérons ici un nuage plan parallèle éclairé sur une face. Le nuage baigne dans le fond diffus de rayonnement cosmologique (*Cosmic Microwave Background, CMB*) et le champ de radiation méta-galactique (Haardt & Madau), dominé par les quasars. Ce champ de rayonnement est intense dans l’ultraviolet et peut donc jouer un rôle important dans la destruction des molécules et de  $\text{H}_2$  en particulier. En effet, bien que l’énergie de photo-dissociation directe de l’hydrogène moléculaire soit 14.7 eV, supérieure à l’énergie d’ionisation de l’hydrogène atomique, les molécules de  $\text{H}_2$  restent détruites de façon efficace par le processus de Solomon (1970). La molécule absorbe un photon UV de la bande de Lyman ( $B^1\Sigma_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ ), soit  $\lambda \sim 900 - 1100 \text{ \AA}$ , ce qui induit une transition vers un niveau électronique excité vibrationnellement (voir Annexe B). Dans environ 10% des cas, la molécule redescend dans un état de vibration dissociatif ( $v > 14$ ) de l’état fondamental électronique (Dalgarno & Stephens, 1970; Jura, 1974b). L’intensité et la forme du champ de radiation de Haardt et Madau ne change pas significativement entre  $z = 4.2$  et  $z = 1.8$ . Nous le prendrons donc égal à celui à  $z = 2.4$ , ce qui correspond au maximum de la distribution des décalages spectraux de l’échantillon de DLAs présenté dans cette thèse.

La contribution du fond diffus cosmologique est largement négligeable dans l’ultraviolet, et n’influence donc pas l’état d’ionisation des éléments ni l’abondance de  $\text{H}_2$ . De même, le fond diffus cosmologique n’a aucun effet sur la population des différents niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$  car cette molécule diatomique et homonucléaire ne possède pas de moment dipolaire permanent. Les transitions radiatives entre niveaux rotationnels ne sont donc pas permises. La radiation du CMB influence en revanche les populations de niveau de structure fine de plusieurs éléments, du carbone neutre en particulier (Srianand et al., 2000; Molaro et al., 2002), ainsi que les populations des niveaux rotationnels de molécules telles que CN, CO,  $\text{N}_2\text{H}$ , possédant un dipôle électrique permanent (e.g., Wiklind & Combes, 1996). Nous en verrons une application au Chapitre 7.

Nous considérons la possibilité d’un champ UV additionnel afin d’étudier la présence de formation stellaire dans l’environnement immédiat du nuage. Ce champ est dominé par celui provenant des étoiles chaudes (O,B) qui produisent un champ UV intense et dont la durée de vie courte ne leur permet pas de migrer loin de leur site de formation. Nous prenons pour ce champ une forme égale à celle du champ moyen observé dans le milieu interstellaire local (Black et al., 1987), dont la partie UV correspond grossièrement au champ de Draine. Nous noterons donc  $\chi_{loc}$  la valeur du champ de radiation *additionnel* en unité du champ de radiation galactique local. Les différents champs de radiation incidents utilisés dans les calculs sont résumés sur la Fig. 3.2.

Par simplicité, nous considérons que le gaz a une densité volumique d’hydrogène  $n_{\text{H}}$  constante à l’intérieur du nuage.

Il n’est pas possible de mesurer  $N(\text{HI})$  dans les composantes individuelles. La densité projetée  $N(\text{HI})$  obtenue par ajustement de la raie Ly- $\alpha$  correspond à la densité projetée intégrée sur tout le profil et est une limite supérieure à la valeur dans chacune des composantes individuelles. Il est également probable que  $N(\text{HI})$  soit supérieur à  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  dans chaque composante, ce qui préserve la neutralité du nuage (Viegas, 1995). Nous considérons ici trois densités projetées différentes,  $\log N(\text{HI}) = 19, 20$  et  $21$ .

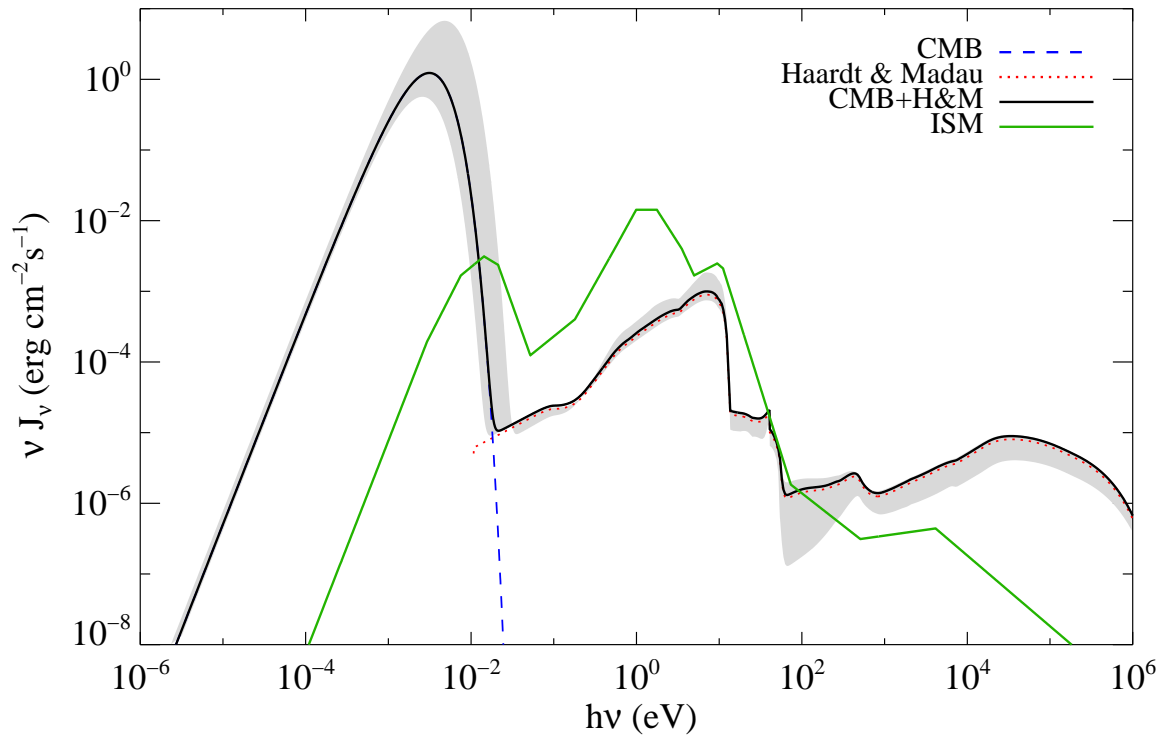


FIG. 3.2 – Champs de radiation incidents utilisés dans les modèles. Le champ de radiation (à  $z = 2.4$ ) est dominé par le fond de rayonnement cosmologique pour  $\lambda \geq 100 \mu\text{m}$  et par le champ méta-galactique de Haardt & Madau à haute énergie ( $E > 100$  eV). Entre 0.01 et 100 eV, le champ de radiation sera soit dominé par le champ de Haardt & Madau, soit par le champ local (ISM; Black et al., 1987). La zone grisée représente les fonds diffus dans l'intervalle  $z = 1.8 - 4.2$ .



### 3.2.2 Métaux et poussières

La présence de  $\text{H}_2$  est liée à la métallicité (Petitjean et al., 2006). En effet, on constate une corrélation entre la probabilité d’observer une grande fraction moléculaire et la métallicité. Ceci est principalement dû à une relation entre poussières et molécules et une corrélation entre la métallicité et l’abondance de poussières (Ledoux et al., 2003; Noterdaeme et al., 2008a). La métallicité en phase gazeuse est fixée à un dixième de la valeur solaire dans tous les modèles et nous considérons indépendamment l’abondance des métaux en phase solide (grains). Les métaux en phase gazeuse jouent principalement un rôle de refroidissement du gaz par les raies d’émission fortes telles que celle de  $\text{C II}$  à  $158 \mu\text{m}$  (voir, e.g., Wolfe et al., 2004, pour une application à la mesure du taux de formation stellaire dans les DLAs).

Les grains de poussières ont de nombreux effets sur le gaz interstellaire. Ils absorbent une partie des rayons ultraviolets qui peuvent détruire les molécules et ioniser les métaux et réémettent l’énergie sous forme de rayons infrarouges. Le refroidissement des grains intervient également par les collisions avec le gaz. Le chauffage du gaz s’effectue par collisions avec les électrons arrachés aux grains de poussières par l’effet photoélectrique et les rayons cosmiques (e.g., Weingartner & Draine, 2001; van Hoof et al., 2004).

Ces grains agissent également comme catalyseurs pour la formation de  $\text{H}_2$ . Lorsqu’un atome entre en collision avec un grain de poussière, il est adsorbé et migre sur la surface du grain jusqu’à rencontrer un autre atome H avec lequel il se recombine pour former  $\text{H}_2$ . L’énergie produite permet l’éjection rapide de la molécule nouvellement formée. Les détails de ces processus de formation restent cependant mal connus, en dépit d’efforts théoriques importants (e.g. Cazaux & Tielens, 2002). La plupart des informations observationnelles concernant la formation de  $\text{H}_2$  sur les grains de poussière provient de la mesure de l’abondance des molécules et de leur taux de destruction.

L’abondance des grains de poussière est contrainte observationnellement par la mesure du rapport poussière-à-gaz,  $\kappa = 10^{[\text{X}/\text{H}]}(1 - 10^{-[\text{X}/\text{Fe}]})$ , où X est un élément peu déplété. Celle-ci est inférieure ou égale à un trentième de la valeur galactique dans la plupart des DLAs (e.g., Pettini et al., 1994), mais est typiquement d’un dixième galactique dans les systèmes qui présentent des raies de  $\text{H}_2$  (Ledoux et al., 2003). La distribution des tailles et la nature des grains de poussières présents dans le milieu interstellaire à grand décalage spectral sont très peu contraints observationnellement. Nous utilisons ici une composition chimique et une distribution résolue des grains de poussières typique du milieu interstellaire local et ignorons la présence éventuelle de macro-molécules hydrocarbonées (PAH).

## 3.3 Détectabilité et abondance de $\text{H}_2$

La Figure 3.3 présente la densité projetée de  $\text{H}_2$  lorsque les photons UV proviennent du champ diffus méta-galactique seulement (i.e.  $\chi_{loc} = 0$ ), en fonction de la densité volumique du gaz. Deux abondances de grains sont considérées, un dixième de l’abondance galactique ( $\kappa = 0.10$ ) et un cinquantième ( $\kappa = 0.02$ ). Les histogrammes représentent respectivement les mesures de  $N(\text{H}_2)$  dans les composantes individuelles (gris) et les densités projetées totales pour chaque système (pointillés).

La limite de détectabilité typique atteinte par UVES en un temps de pose raisonnable est typiquement  $N(\text{H}_2) \gtrsim 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Il a cependant été possible de détecter  $\text{H}_2$  avec une densité projetée aussi faible que  $0.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  dans le spectre de Q 2343+1232, voir

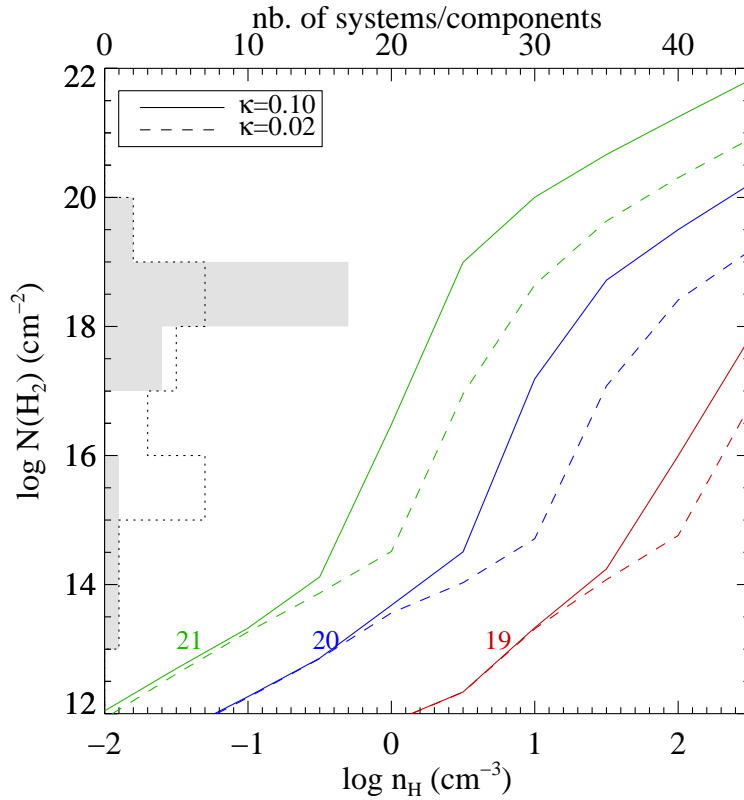


FIG. 3.3 – Détectabilité de H<sub>2</sub> en fonction de la densité volumique du gaz. Les courbes rouges, bleues et vertes représentent respectivement les résultats des modèles pour  $\log N(\text{HI}) = 19$ , 20 et 21. Deux abondances de grains sont considérées, un dixième (trait continu) et un cinquantième (tirets) de la valeur locale. Les histogrammes représentent les valeurs mesurées dans les composantes individuelles (gris) ou intégrées sur tout le profil pour chacun des systèmes Lorentziens (pointillés). Pour tous les modèles, seuls le fond de rayonnement cosmologique et le champ méta-galactique diffus sont pris en compte (i.e.  $\chi_{loc} = 0$ ).

Chap. 5, Fig. 5.3.

Les modèles montrent que la détectabilité de H<sub>2</sub> (à  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) dépend de la densité volumique  $n_{\text{H}}$  pour une même quantité de gaz neutre traversée (même  $N(\text{HI})$ ) mais est indépendante de l'abondance des grains de poussières. Tandis que la détectabilité de H<sub>2</sub> dépend naturellement de  $N(\text{HI})$ , la Fig. 3.4 montre que la fraction moléculaire à basse densité volumique est faible et quasiment indépendante à la fois de  $N(\text{HI})$  et de  $\kappa$ . Ceci indique que la formation de H<sub>2</sub> est dominée par les processus en phase gazeuse lorsque la densité est faible. Les effets d'écrantage par la poussière et auto-écrantage (par les molécules de H<sub>2</sub> elles-mêmes) sont alors négligeables. L'hydrogène moléculaire résulte à basse densité principalement de la formation d'ions H<sup>-</sup> par la réaction  $\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + e^-$  (Black et al., 1987). La fraction moléculaire est ainsi proportionnelle à  $n_{\text{H}}$  lorsque  $\log N(\text{H}_2) < 14$ .

Le champ de radiation méta-galactique suffit à maintenir l'abondance de H<sub>2</sub> en dessous du seuil de détection, indépendamment de l'abondance de poussières et de  $N(\text{HI})$  lorsque la densité du gaz est faible ( $n_{\text{H}} < 0.1 \text{ cm}^{-3}$ ). Ainsi, H<sub>2</sub> n'est pas forcément détectable même lorsque la densité projetée de poussière ( $\propto \kappa N(\text{HI})$ ) est grande (Fig. 2.10). Les instruments actuels ne permettent pas la détection d'hydrogène moléculaire produit en phase gazeuse, correspondant à des fractions moléculaires très faibles ( $f < 10^{-6}$ ). Ce processus est cependant

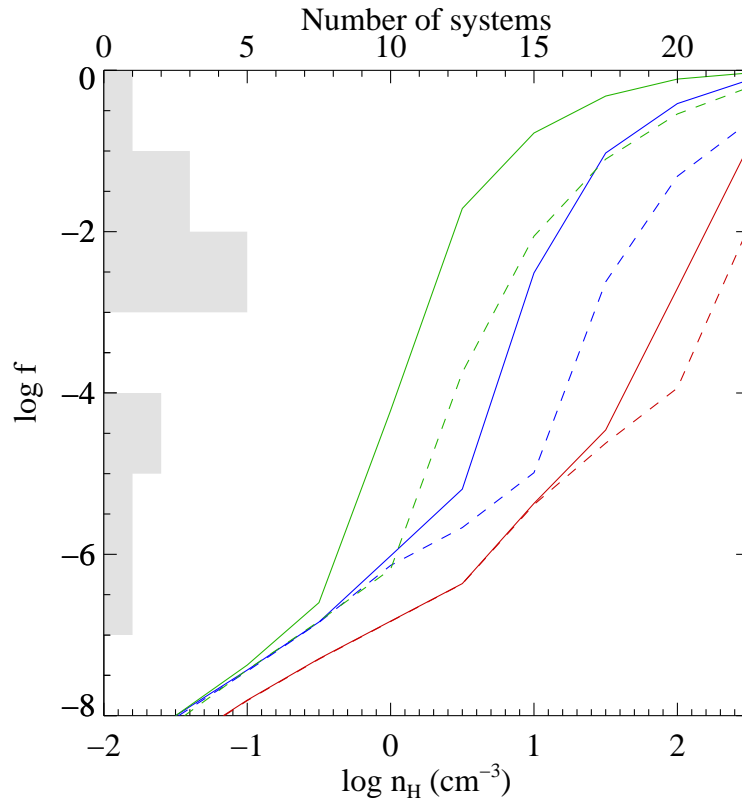


FIG. 3.4 – Fraction moléculaire en fonction de la densité du gaz pour les mêmes modèles que ceux de la Fig. 3.3

fondamental puisqu'il doit être à l'origine de la formation des premières molécules et du refroidissement du gaz primordial. Une détection de  $H_2$  dans un tel gaz requiert une meilleure sensibilité des instruments et/ou un très grand  $N(HI)$  dans une composante individuelle. Ceci est improbable puisque la ligne de visée devrait alors traverser un nuage peu dense de dimensions très grandes (plusieurs dizaines ou centaines de kpc) et de faible dispersion en vitesse (de l'ordre de quelques  $km\ s^{-1}$ ).

A grande densité volumique,  $n_H > 1\ cm^{-3}$ , la fraction moléculaire dépend de  $n_H$ ,  $\kappa$  et de  $N(HI)$ . Pour une même densité volumique, l'abondance de  $H_2$  varie de manière significative en fonction du rapport  $\kappa$ , en accord avec les résultats de Hirashita & Ferrara (2005). Ceci est principalement dû à la forte dépendance du taux de formation de  $H_2$  à la densité de poussières ( $n_{dust} \propto n_H \kappa$ ) ainsi qu'à la relation inverse entre le taux de destruction des molécules et l'extinction ( $A \propto \kappa N(HI)$ ) et donc la dimension du nuage (voir aussi Fig. 3.5).

La présence de  $H_2$  avec  $f > 1/10000$  dans  $\sim 10\%$  des DLAs indique que les lignes de visées correspondantes traversent des régions de densité  $n_H > 1\ cm^{-3}$ . Rappelons que les calculs présentés ont été effectués en incluant seulement le fond diffus UV méta-galactique. La présence d'une source locale de photons ultraviolets augmente les densités volumiques critiques de détection et diminue les fractions moléculaires prédites pour les mêmes  $n_H$ ,  $\kappa$  et  $N(HI)$ . Il existe donc une dégénérescence entre la connaissance du taux de formation des molécules, gouverné par la densité, et le taux de destruction, dépendant du flux UV incident. En effet,  $H_2$  peut être absent du gaz à cause d'une faible densité volumique, et/ou parce que le flux UV ambiant est très important.

L'étude de l'excitation des niveaux de structure fine du carbone neutre et des niveaux

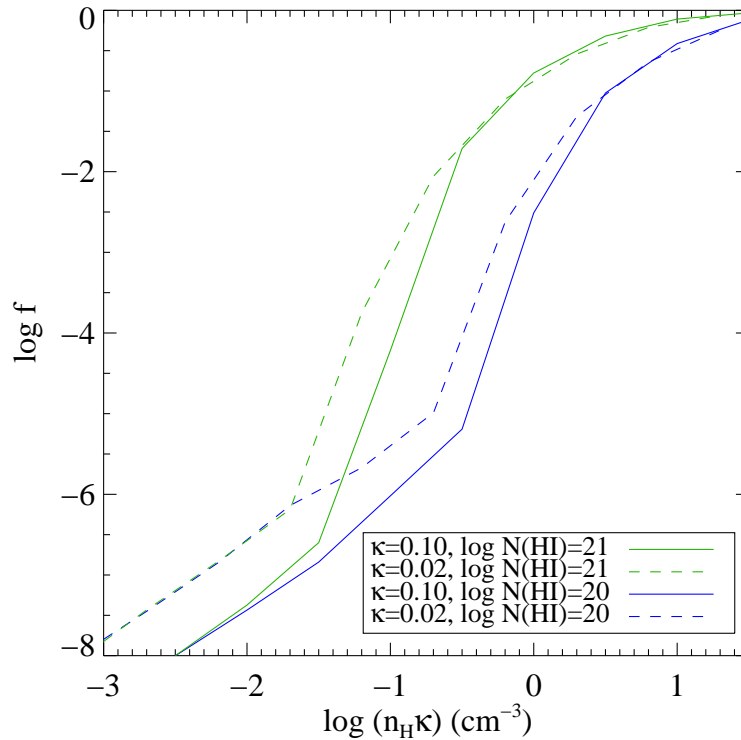


FIG. 3.5 – Résultats des modèles en fonction de la densité des grains de poussières, mesurée par  $n_{\text{H}}\kappa$ .

rotationnels de  $\text{H}_2$  devrait nous permettre d’apporter des informations supplémentaires sur la densité du gaz et sur le champ de radiation incident.

### 3.4 Excitation des niveaux de structure fine de C I

L’énergie de première ionisation du carbone (11.2 eV) est proche de celle des photons de la bande de Lyman, qui peuvent dissocier  $\text{H}_2$  par le processus de Solomon (voir Fig. B.1). Le carbone neutre est donc généralement considéré comme un bon traceur des conditions physiques dans le gaz moléculaire.  $\text{H}_2$  est détecté dans tous les systèmes présentant des raies de carbone neutre. La seule exception jusqu’à présent est le système à  $z = 2.14$  dans le spectre de Tol 1037–270 (Srianand & Petitjean, 2001). Notons que l’inverse n’est pas toujours vrai : C I n’est pas nécessairement détecté même si  $\text{H}_2$  est présent.

Les niveaux excités de structure fine du carbone neutre C I( $J=1$ ) et C I( $J=2$ ) (également notés C I\* et C I\*\*) sont peuplés de façon efficace par les collisions lorsque la densité est grande ( $\log n_{\text{H}} > 0$ ). Connaissant la température cinétique du gaz, on peut déduire sa densité des rapports  $J=1/J=0$  et  $J=2/J=0$ . Lorsque la densité est très faible en revanche, l’excitation des niveaux de structure fine de C I, séparés de quelques degrés Kelvin, est dominée par le fond diffus cosmologique.

La Fig. 3.6 présente les prédictions des modèles utilisés précédemment. Les densités permettant des fractions moléculaires observées, typiquement  $\log n_{\text{H}} \sim 0, 1$  et  $2$  pour  $\log N(\text{HI}) = 21, 20$  et  $19$ , prédisent bien les valeurs mesurées de C I\*/C I lorsque ces espèces sont détectées. A l’inverse, les rapports observés peuvent être expliqués par un grand intervalle de densités

si l'on considère  $\log N(\text{HI}) \in [19, 21]$ , mais indiquent que  $N(\text{HI})$  est probablement proche de  $10^{19}$  ou  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  dans les composantes individuelles. Si le gaz atomique est uniformément réparti entre les différentes composantes CI d'un même système, on s'attend en effet à des densités projetées de HI assez réduites.

L'excitation de CI est supérieure à celle que l'on aurait la seule présence du fond diffus (ligne horizontale) dans tout l'intervalle de densité considéré. La contribution des autres processus d'excitation de  $\text{CI}^*$  devient négligeable lorsque  $\log n_{\text{H}} \rightarrow -2$ . En conséquence, les mesures de la température du fond de rayonnement diffus cosmologique à partir de l'analyse de l'excitation de CI doivent être considérées comme des limites supérieures dès que la densité est supérieure à  $n_{\text{H}} \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ . C'est le cas pour la plupart des systèmes présents dans notre échantillon.

La fluorescence suivant l'absorption d'un photon UV peut également peupler significativement les niveaux excités. Les fortes excitations de CI sont donc compatibles avec une densité raisonnable même si  $N(\text{HI})$  est grand. Enfin, les résultats sont indépendants de  $\kappa$  pour  $0.01 < n_{\text{H}} < 100 \text{ cm}^{-3}$ . A plus grande densité, le chauffage du gaz par effet photoélectrique des grains de poussière ainsi que l'écrantage des photons UV deviennent importants et entrent en compétition pour favoriser (resp. défavoriser) l'excitation de CI. On s'attend donc à des résultats fortement dépendants de  $\kappa$  à  $n_{\text{H}} \gg 100 \text{ cm}^{-3}$ .

Dans l'intervalle de densités déterminé précédemment par  $\text{H}_2$ , l'excitation de CI est dominée par les collisions et doit donc être sensible à la température du gaz (voir par exemple § 4.4.3). Nous n'avons ici fait aucune tentative pour contraindre la température cinétique dans les modèles, et les courbes sur la Fig. 3.6 ne sont donc pas isothermes. Nous verrons dans la prochaine section qu'une mesure de  $T$  peut être obtenue grâce à l'excitation des niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$ .

Notons que les modèles présentés ne s'appliquent que pour les systèmes à  $z \simeq 2.4$  puisque la température du rayonnement du fond diffus cosmologique augmente linéairement avec le décalage spectral. Enfin, la mesure de  $N(\text{CI}^*)$  et  $N(\text{CI}^{**})$  est difficile car les raies correspondantes sont faibles et enchevêtrées avec celles de CI. L'étude de la densité à partir des raies de CI doit donc se faire avec précaution. Les modèles présentés servent donc seulement de diagnostics et une étude détaillée pour chacun des systèmes est requise pour comprendre ses conditions physiques. Nous avons cependant pu confirmer que la densité du gaz dans les systèmes  $\text{H}_2$  est probablement supérieure à  $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ . La présence d'une source de radiation UV locale peut également avoir une influence non négligeable sur l'excitation de CI.

## 3.5 Excitation des niveaux rotationnels de $\text{H}_2$

### 3.5.1 Température cinétique

L'hydrogène moléculaire existe sous deux formes, en fonction des valeurs de son moment cinétique de spin nucléaire total ( $I = 0$  ou  $1$ ). Dans l'état électronique fondamental (X), la molécule est dite *para- $\text{H}_2$*  pour les nombres quantiques rotationnels  $J$  pair ( $I = 0$ ) et *ortho- $\text{H}_2$*  pour  $J$  impair ( $I = 1$ ). Ces deux formes de l'hydrogène se comportent comme des espèces différentes car les transitions radiatives entre elles sont très improbables (Raich & Good, 1964). Une molécule peut cependant être convertie d'un état para à un état ortho (et vice versa) par des collisions réactives avec des protons (Dalgarno et al., 1973; Flower & Watt,

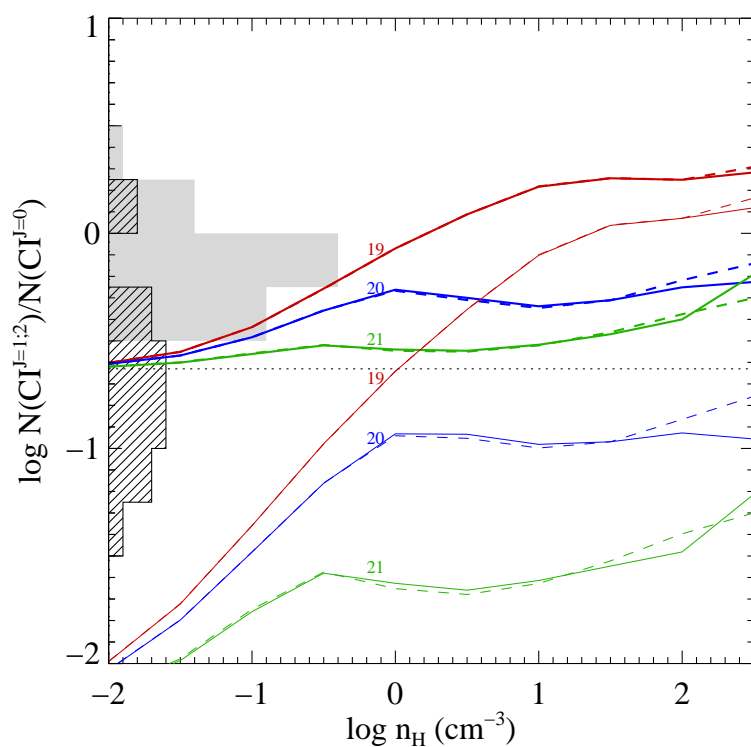


FIG. 3.6 – Population relative des états excités de structure fine de CI. Les mêmes modèles que la Fig. 3.3 sont considérés. Les traits épais correspondent aux prédictions  $\text{CI}^*/\text{CI}$  tandis que les traits fins correspondent à celles de  $\text{CI}^{**}/\text{CI}$ . Les histogrammes représentent les rapports observés,  $\text{CI}^*/\text{CI}$  en gris et  $\text{CI}^{**}/\text{CI}$  hachuré.

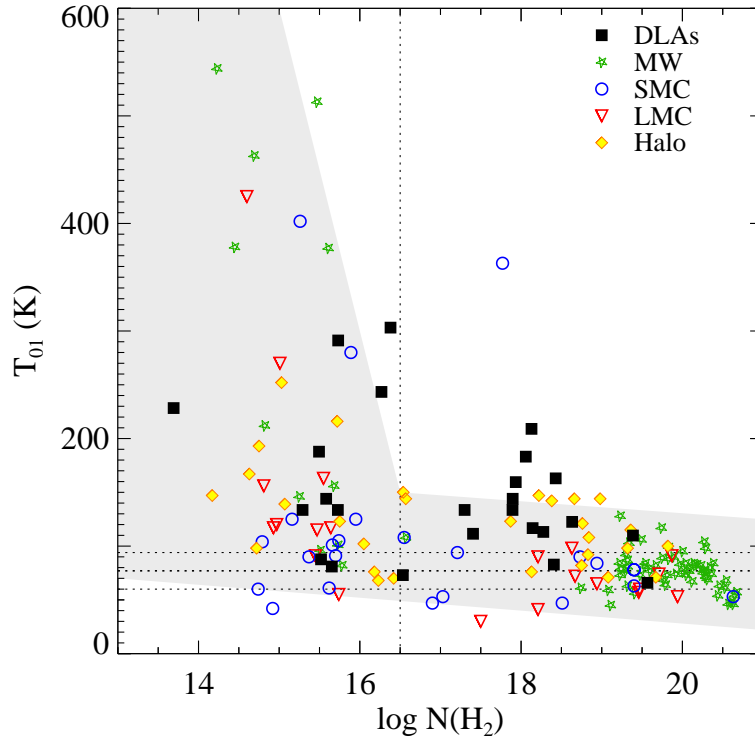


FIG. 3.7 – Température  $T_{01}$  en fonction de la densité projetée d’hydrogène moléculaire dans des composantes individuelles. La zone grisée représente la région couverte par les prédictions des modèles avec  $\kappa = 0.02 - 0.10$ ,  $n_{\text{H}} = 1 - 1000$ ,  $\log N(\text{H I}) = 19 - 21$  et  $\chi_{\text{loc}} = 0 - 50$ .

1984), avec des atomes d’hydrogène (e.g., Mandy & Martin, 1993) ou éventuellement, avec  $\text{H}_3^+$  lorsque le nuage devient moléculaire. Le rapport d’abondance entre ces deux formes de  $\text{H}_2$  est asymptotiquement ortho/para = 3, correspondant au rapport de dégénérescence ( $g_I = 2I + 1$ ), lorsque la température tend vers 0 K. Les réactions sur les grains de poussières peuvent également induire une conversion ortho  $\rightarrow$  para (Le Bourlot, 2000). Lorsque la conversion ortho/para est dominée par les collisions et que l’auto-écranage de  $\text{H}_2$  est suffisant, l’échelle de temps de collision est plus courte que celle de photoionisation (Flower & Watt, 1984) et le rapport  $N(\text{H}_2, J=1)/N(\text{H}_2, J=0)$  est maintenu à sa valeur de Boltzman ( $J = 0$  et  $J = 1$  sont à l’équilibre thermique). La température d’excitation correspondante est alors égale à la température cinétique (i.e.  $T_{01} = T_k$ ). Roy et al. (2006) ont par ailleurs vérifié que les mesures de températures cinétiques obtenues par  $T_{01}$  suivent bien celles obtenues à 21 cm par la température de spin  $T_s$  dès que  $\log N(\text{H}_2) > 15.8$  dans le milieu interstellaire froid. A l’inverse, lorsque la densité projetée de  $\text{H}_2$  est faible,  $J = 0$  et  $J = 1$  ne sont pas à l’équilibre thermique et la valeur  $T_{01}$  donne généralement une limite supérieure à la température cinétique.

La figure 3.7 compare les températures  $T_{01}$  pour les composantes individuelles de  $\text{H}_2$  (Tableau 3.1) avec celles obtenues dans le disque de la Voie lactée (MW; Savage et al., 1977), dans les petit et grand nuages de Magellan (SMC et LMC; Tumlinson et al., 2002) et le long de lignes de visées à haute latitude galactique (Halo; Gillmon et al., 2006). On peut vérifier que les températures prédites sont donc très dispersées et dépendent fortement des paramètres des modèles lorsque les densités projetées de  $\text{H}_2$  sont petites. Les prédictions des différents modèles couvrent alors une grande surface dans le plan  $T_{01}$ - $N(\text{H}_2)$  (zone ombrée

sur la Fig. 3.7).

Cette figure indique donc que les niveaux rotationnels  $J=0$  et  $J=1$  ne sont probablement pas en équilibre thermique pour  $\log N(\text{H}_2) < 16.5$ , correspondant à la limite de saturation des raies de H<sub>2</sub> et donc d'auto-écranage (voir aussi Browning et al., 2003).

La température moyenne obtenue dans les composantes H<sub>2</sub> des DLAs ( $\langle T_{01} \rangle = 128$  K, considérant seulement  $N(\text{H}_2) > 10^{16.5} \text{ cm}^{-2}$ ) est plus élevée que dans le disque Galactique ( $\langle T_{01} \rangle = 77$  K) ou que dans les nuages de Magellan ( $\langle T_{01} \rangle = 82$  K). Elle est cependant similaire à ce qui est observé pour les mêmes densités projetées sur les lignes de visées à haute latitude galactique ( $\langle T_{01} \rangle = 114$  K) qui sondent le halo de la Galaxie. Tandis que les modèles arrivent facilement à reproduire la dispersion à  $\log N(\text{H}_2) < 16.5$  et les valeurs à  $\log N(\text{H}_2) > 19$ , ceux-ci ont un peu plus de mal à reproduire les températures relativement élevées à  $\log N(\text{H}_2) \sim 18$  avec les abondances de poussières considérées. L'effet photoélectrique pourrait être insuffisant pour chauffer le gaz à ces températures, indiquant une composition et/ou une distribution en taille des grains différente de celle observée dans le disque de la Voie Lactée. D'autres processus peuvent également contribuer au chauffage du gaz de façon efficace, comme l'interaction des grains avec des rayons cosmiques plus nombreux ou des effets de chocs ou de turbulences. Le refroidissement du gaz par les raies d'émission (principalement C II  $\lambda 158 \mu\text{m}$ ) pourrait également être moins efficace si une partie significative du carbone est soustraite de la phase gazeuse par la déplétion sur les grains. Rappelons en effet que, par simplicité, l'abondance en phase gazeuse a été prise à  $1/10^6$  de la valeur solaire dans les modèles, indépendamment de l'abondance de poussières.

### 3.5.2 Champ de radiation UV

Après absorption d'un photon UV et excitation dans un niveau électronique supérieur ( $B^1\Sigma_u^+$ ,  $C^1\Pi_u$ ), la molécule d'hydrogène redescend par fluorescence dans son état électronique fondamental en passant par différents niveaux vibrationnels et rotationnels. La population des molécules est ainsi redistribuée dans différents niveaux rotationnels de l'état fondamental électronique. D'autre part, les molécules sont principalement formées sur les grains de poussières dans des états rotationnels élevés. Les populations relatives dans chacun des niveaux dépendent donc de la densité de photons UV, qui peut être mesurée grâce au taux de photo-absorption  $\beta$ . Ce taux dépend du flux incident et de l'écranage de H<sub>2</sub> (voir Chap. 4), ainsi que du taux de formation sur les grains de poussières.

Nous comparons les mesures des rapports  $N(\text{H}_2, J=4)/N(\text{H}_2, J=0)$  et  $N(\text{H}_2, J=3)/N(\text{H}_2, J=1)$  avec celles prédites par les modèles sur les Figs 3.8 et 3.9. L'utilisation de ces rapports permet de caractériser l'excitation rotationnelle des molécules. Plus le rapport d'un haut niveau rotationnel ( $J=3$  ou  $J=4$ ) par rapport à un niveau rotationnel bas ( $J=0$ ,  $J=1$ ), plus l'excitation de H<sub>2</sub> est importante. Notons que nous avons pris soin de séparer ortho- et para-H<sub>2</sub>.

Les Fig. 3.8 et 3.9 montrent clairement que les niveaux rotationnels  $J \geq 3$  ne sont pas à l'équilibre thermique, les températures d'excitation étant très supérieures à  $T_{01}$ . L'anti-corrélation entre les rapports  $N(\text{H}_2, J=4,3)/N(\text{H}_2, J=0,1)$  et  $N(\text{H}_2)$  est due à l'auto-écranage des raies de cette molécule (voir également Chap. 4). Différents modèles avec  $n_{\text{H}} > 1 \text{ cm}^{-3}$  et  $\chi_{loc} = 0, 1, 10, 20$  et 50 sont comparés aux données. L'excitation importante de l'hydrogène moléculaire dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  requiert une grande densité ( $\log n_{\text{H}} \gtrsim 1.5$ ) et l'addition d'une source de photons UV supplémentaire (i.e.  $\chi_{loc} \geq 1$ ). Les modèles



TAB. 3.1 – Température  $T_{01}$  dans les composantes individuelles

QSO	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{H}_2)$	comp.	$\log N(\text{H}_2, \text{J})$		$T_{01}$ (K)
				J=0	J=1	
Q 0013–0029	1.97	$18.86^{+1.14}_{-1.14}$	1	15.37	16.08	303
			2	16.02	15.96	73
			3	17.87	18.22	123
			4	17.74	18.24	163
Q 0027–1836	2.40	$17.30^{+0.07}_{-0.07}$	1	16.75	17.15	134
Q 0347–3819	3.03	$14.53^{+0.06}_{-0.06}$	1	13.25	14.26	—
Q 0405–4418	2.60	$18.14^{+0.07}_{-0.10}$	1	17.65	17.97	117
			2	15.13	15.24	88
Q 0528–2505	2.81	$18.22^{+0.11}_{-0.12}$	1	17.29	17.78	159
			2	17.24	17.68	144
Q 0551–3638	1.96	$17.42^{+0.45}_{-0.73}$	1	15.19	15.23	81
			2	16.83	17.12	111
			3	14.74	15.18	144
Q 0642–5038	2.66	$18.41^{+0.03}_{-0.04}$	1	18.07	18.13	83
Q 1232+0815	2.34	$19.57^{+0.10}_{-0.10}$	1	19.34	19.17	66
Q 1441+2737	4.22	$18.29^{+0.07}_{-0.08}$	1	17.67	17.97	113
Q 1444+0126	2.09	$18.16^{+0.14}_{-0.12}$	1	15.68	16.37	280
			2	17.46	18.03	193
Q 2318–1107	1.99	$15.49^{+0.03}_{-0.03}$	1	14.72	15.28	188
Q 2343+1232	2.43	$13.69^{+0.09}_{-0.09}$	1	12.97	13.60	228
Q 2348–0108	2.43	$18.52^{+0.29}_{-0.49}$	1	17.15	17.70	183
			2	15.35	16.00	243
			3	14.60	15.00	134
			4	17.30	17.70	134
			5	17.30	17.90	209
			6	14.95	15.35	134
			7	14.65	15.35	291
SDSS J1439+1117 <sup>a</sup>	2.42	$19.38^{+0.10}_{-0.10}$	1-6	18.90	19.18	110

<sup>a</sup> Ce système sera présenté au Chap. 7

n'arrivent cependant pas à expliquer totalement la forte excitation des molécules lorsque  $N(\text{H}_2) > 16$ , même avec des densités et flux UV relativement élevés. Le même problème est souvent rencontré pour modéliser le milieu interstellaire à  $z = 0$ , en particulier, dans les nuages de Magellan.

Il est probable que les conditions physiques ne soient pas homogènes dans le nuage. Dans un tel cas, il est possible de reproduire les excitations observées par la somme des modèles correspondant à différents nuages sur la ligne de visée (e.g. Tumlinson et al., 2002). Cependant, la quantité de matière traversée dans chacun des nuages de différentes densités doit être comparable pour permettre un effet notable. Il faut donc un mélange particulier de densités pour reproduire correctement l'excitation de  $\text{H}_2$ <sup>2</sup>. Tumlinson et al. (2002) notent qu'il n'y a aucune raison particulière à ce que la ligne de visée traverse plusieurs milieux de densités différentes dans les nuages de Magellan plutôt que dans le disque de la Galaxie. Ceci pourrait être valable à grand décalage spectral.

Il est probable que d'autres mécanismes d'excitation, tels que les chocs ou les turbulences puissent contribuer aux grandes densités projetées à  $J \geq 3$ . De tels mécanismes d'excitation seront mis en évidence au Chap. 5. Des grains de poussières avec une composition chimique et une distribution des tailles différentes pourraient également catalyser plus efficacement la formation de  $\text{H}_2$  dans des états excités.

Quoiqu'il en soit, la forte excitation des raies de  $\text{H}_2$  dans les DLAs indique que le flux UV ambiant doit être élevé, typiquement  $\chi_{loc} = 10$ . Les systèmes présentant des raies de  $\text{H}_2$  sont donc très probablement associés à des régions de formation d'étoiles. Notons enfin que Wolfe et al. (2004) décrivent une méthode basée sur la mesure de  $N(\text{C II}^*)$ , permettant de mesurer le taux de refroidissement du gaz. En supposant l'équilibre et un taux de chauffage dominé par l'effet photoélectrique, il est possible d'estimer le flux UV ambiant sans avoir recours à  $\text{H}_2$ . Nous appliquerons ces deux méthodes à un même système dans le Chap. 5.

## 3.6 Conclusion

Nous avons montré, en nous basant sur des modèles effectués avec le code de synthèse spectrale Cloudy, que le champ de radiation diffus méta-galactique, dominé par la radiation issue des quasars, suffit à expliquer l'absence d'hydrogène moléculaire dans la majorité des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  si la densité volumique du gaz est faible ( $n_{\text{H}} \ll 1 \text{ cm}^{-3}$ ).

La présence de  $\text{H}_2$  et la forte excitation de ses niveaux rotationnels requièrent à la fois une densité élevée, typiquement  $n_{\text{H}} \sim 1 - 100 \text{ cm}^{-3}$ , et une source locale de photons UV (voir également Srikanth et al., 2005; Hirashita & Ferrara, 2005). La source principale d'excitation de  $\text{H}_2$  est en effet probablement l'absorption de photons UV. On observe une anti-corrélation entre l'excitation de  $\text{H}_2$  et la densité projetée de cette molécule, telle qu'attendue dans le cas de pompage UV. Cette anti-corrélation est le fruit de l'auto-écranage de  $\text{H}_2$  lorsque les densités projetées sont grandes et serait difficile à expliquer si l'excitation est dominée par d'autres processus. On peut ainsi estimer que le champ UV local doit être élevé, typiquement de une à vingt fois le champ de radiation Galactique. Ceci démontre que la plupart des lignes de visées présentant des raies d'hydrogène moléculaire traversent des régions denses proches et associées à une intense formation stellaire (voir cependant Cui et al., 2005).

---

<sup>2</sup>Notons cependant qu'une modélisation de ligne de visée traversant plusieurs nuages a permis de reproduire étonnamment bien l'excitation de  $\text{H}_2$  jusqu'à  $J = 11$  (Boissé et al., 2005).

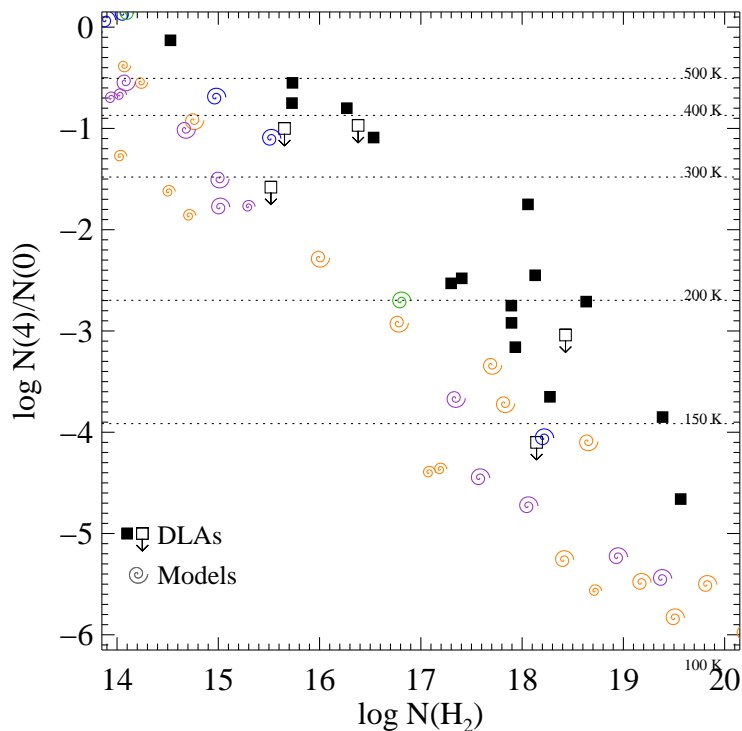


FIG. 3.8 – Rapports des densités projetées  $N(\text{H}_2, J = 4)$  et  $N(\text{H}_2, J = 0)$  dans les composantes individuelles de  $\text{H}_2$  (carrés noirs plein et limites supérieures). Les lignes horizontales marquent les rapports obtenus en cas d'équilibre thermique. Les températures correspondantes sont indiquées au dessus de chaque ligne. Les spirales correspondent aux prédictions de différents modèles, avec  $\log n_{\text{H}} \leq 1.5$  (petits symboles) ou  $\log n_{\text{H}} > 1.5$  (grands symboles) et des champs de radiation locaux  $\chi_{\text{loc}} = 0, 1, 10, 20$  en orange, violet, bleu et vert, respectivement. Le sens de la spirale permet de distinguer les modèles avec  $\log N(\text{HI}) = 19$  (positif) et  $\log N(\text{HI}) = 20$  (négatif).

Les modèles n'arrivent cependant pas à expliquer complètement l'excitation rotationnelle de  $\text{H}_2$  à moins de considérer une concaténation de nuages de conditions physiques différentes sur la même ligne de visée. Ce problème a également été rencontré lors de modélisation de l'excitation de  $\text{H}_2$  dans les nuages de Magellan (e.g. Tumlinson et al., 2002; Browning et al., 2003). La formation de  $\text{H}_2$  sur les grains de poussière pourrait également contribuer de façon significative à l'excitation des hauts niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$  (Wagenblast, 1992). La composition chimique et la distribution en taille des grains pourrait être différente de celle observée localement pour que ce processus devienne important même pour une faible quantité de poussières. D'autres mécanismes d'excitation pourraient également intervenir. Des processus collisionnels à haute température tels que des chocs ou turbulences peuvent contribuer à l'excitation de  $\text{H}_2$  et chauffer plus efficacement le gaz (e.g., Aannestad & Field, 1973; Flower et al., 1986; Jenkins & Peimbert, 1997; Joulain et al., 1998; Gry et al., 2002; Falgarone et al., 2005). Notons enfin que les galaxies à grand décalage spectral baignent probablement dans des champs magnétiques intenses (Bernet et al., 2008). Tandis que le traitement des champs magnétiques est complexe et généralement ignoré dans les modèles, leur effet sur l'excitation de  $\text{H}_2$  pourrait être important. La densité d'énergie du champ magnétique est d'ailleurs comparable à celle des turbulences dans le milieu froid de la Galaxie

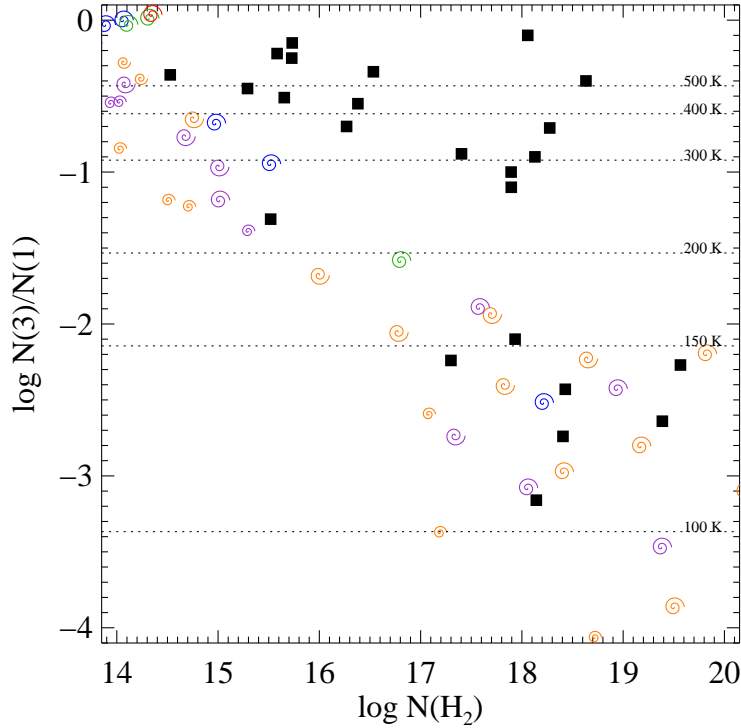


FIG. 3.9 – Rapport des densités projetées  $N(\text{H}_2, J = 3)$  et  $N(\text{H}_2, J = 1)$ . Les modèles sont identiques à ceux de la Fig. 3.8.

(Heiles & Troland, 2005).

La grande densité volumique est compatible avec les populations des niveaux de structure-fine du carbone neutre. Celles-ci ne peuvent pas être reproduites par la seule excitation du fond de rayonnement diffus cosmologique. Le corollaire est que les températures d'excitation de  $\text{C I}^*$  sont une limite supérieure à la température du CMB (mis à part certains cas particuliers, e.g., Srianand et al., 2000).

La température cinétique du gaz,  $T \sim 130$  K, mesurée par  $T_{01}$ , est en moyenne supérieure à la température observée dans le disque de la Voie Lactée (Savage et al., 1977) ou dans les nuages de Magellan (Tumlinson et al., 2002), mais similaire à ce qui est observé à haute latitude galactique (Gillmon et al., 2006). La mesure de cette température par le rapport ortho/para des molécules de  $\text{H}_2$  dans différents niveaux rotationnels donne des résultats similaires (Srianand et al., 2005).

Il est intéressant de remarquer que la probabilité d'observer au moins une composante additionnelle de  $\text{H}_2$  lorsqu'une autre est déjà détectée est environ 0.5. Le gaz interstellaire est probablement hétérogène avec des petits nuages denses proches les uns des autres baignant dans un milieu plus diffus (e.g. Hirashita et al., 2003).

Les résultats des modèles impliquent que la molécule d'hydrogène est un senseur sensible des conditions physiques dans le gaz diffus, sans en être nécessairement un acteur majeur. Cette molécule se trouve cependant à la charnière de nombreuses réactions chimiques apparaissant lorsque l'extinction des photons UV devient plus grande. Il serait donc intéressant de chercher les systèmes de plus grandes fractions moléculaires. Ceci est observationnellement difficile. En effet, la section efficace de ces systèmes doit être très petite, ce qui rend très

petite la probabilité qu'un quasar se trouve en arrière-plan. De plus, l'absorption UV due à la poussière et à  $H_2$  devient alors très importante et les quasars peuvent être exclus des échantillons sélectionnés pour leur couleur et/ou limités en magnitude.

## Chapitre 4

# Conditions physiques dans le milieu interstellaire neutre à $z = 2.43$ sur la ligne de visée de Q 2348–011

« Our faculties are more fitted to recognize the wonderful structure of a beetle than a Universe. »

Charles Darwin

### Sommaire

---

<b>Résumé . . . . .</b>	<b>105</b>
<b>4.1 Introduction . . . . .</b>	<b>109</b>
<b>4.2 Observations . . . . .</b>	<b>110</b>
<b>4.3 Le système à <math>z_{\text{abs}} = 2.4263</math> sur la ligne de visée de Q 2348–011 . .</b>	<b>111</b>
4.3.1 Contenu moléculaire . . . . .	111
4.3.2 Carbone neutre . . . . .	118
4.3.3 Contenu en métaux . . . . .	120
4.3.4 Chlore . . . . .	121
<b>4.4 Détermination des paramètres physiques . . . . .</b>	<b>124</b>
4.4.1 Températures d'excitation . . . . .	124
4.4.2 Taux de photo-absorption . . . . .	126
4.4.3 Structure fine de C I . . . . .	129
<b>4.5 Discussion and conclusions . . . . .</b>	<b>129</b>

---

### Résumé

Dans ce chapitre, nous cherchons à comprendre les conditions physiques dans le gaz neutre associé aux systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  par l'observation et l'analyse des absorptions d'hydrogène moléculaire et de carbone neutre.

Nous avons obtenu un spectre à haute résolution du quasar Q 2348–011 avec l'instrument UVES. L'intervalle de longueur d'ondes observé couvre de nombreuses raies d'absorption métalliques et la plupart des raies d'absorption moléculaires des bandes de Lyman et Werner

associées au système Lorentzien à  $z_{\text{abs}} = 2.4263$ . Celui-ci est caractérisé par une densité projetée totale d'hydrogène atomique  $\log N(\text{HI}) = 20.50 \pm 0.10$ . Nous détectons  $\text{H}_2$  dans ce système et mesurons les densités projetées de  $\text{H}_2$ ,  $\text{C I}$ ,  $\text{C I}^*$ ,  $\text{C I}^{**}$ ,  $\text{Si II}$ ,  $\text{P II}$ ,  $\text{S II}$ ,  $\text{Fe II}$  et  $\text{Ni II}$ . Nous étudions les conditions physiques dans le gaz (abondances relatives, déplétion sur les grains de poussières, densité volumique, température cinétique et flux ionisant) à partir des rapports des densités projetées, et en particulier les populations relatives des niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$  et celles des niveaux de structure fine du carbone neutre.

L'hydrogène moléculaire est détecté dans sept composantes réparties sur  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ , dans des niveaux rotationnels allant jusque  $J = 5$ . La fraction moléculaire totale est  $\log f = -1.69^{+0.37}_{-0.58}$ . Les populations relatives des deux premiers niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$  sont toutes compatibles avec une température cinétique de l'ordre de 120 à 160 K. Ces températures sont plus hautes que les températures typiques dans le milieu interstellaire de la Voie Lactée.

A partir des populations des niveaux de structure fine du carbone neutre, nous estimons des densités volumiques d'hydrogène de l'ordre de 100 à  $200 \text{ cm}^{-3}$  dans les composantes où  $\text{H}_2$  est détecté. Des densités moindres que  $\sim 50 \text{ cm}^{-3}$  sont déduites dans les deux composantes où  $\text{C I}$  est détecté mais pas  $\text{H}_2$ . Ceci est en accord avec les résultats de Srianand et al. (2005) et ceux présentés au Chap. 3.

Les propriétés physiques du gaz contenant  $\text{H}_2$  sont caractéristiques d'un milieu diffus froid. L'hydrogène moléculaire trace le gaz froid mais avec une plus haute pression (de l'ordre de  $p \sim 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ ) que ce qui est mesuré le long de lignes de visée dans le milieu interstellaire local. Les températures et les densités sont similaires à celles observées dans le halo de la Galaxie (Wakker, 2006; Richter et al., 2003).

Nous montrons que la taille des nuages contenant  $\text{H}_2$  doit être de l'ordre de 1 pc. Ceci renforce l'idée selon laquelle le gaz moléculaire est fractionné dans des petits nuages (Hirashita et al., 2003).

A partir des populations des niveaux rotationnels de  $\text{H}_2$ , nous mesurons les taux de photo-absorption. Il existe une anti-corrélation entre le taux de photo-absorption et le rapport des densités projetées de  $\text{H}_2$  et de  $\text{C I}$  mesuré dans chaque composante. Nous montrons que ceci est principalement dû à des effets d'auto-écranage, ce qui implique que le taux de photo-absorption est un bon indicateur des conditions physiques dans le gaz. En étudiant les effets d'auto-écranage, nous sommes capables d'estimer le flux UV incident sur le nuage, qui est d'un ordre de grandeur plus élevé que dans le voisinage solaire, mais similaire à ce qui est observé dans les nuages de Magellan (Tumlinson et al., 2002). Ceci indique une formation d'étoile active dans le système.

**Physical conditions in the neutral interstellar medium at  
 $z = 2.43$  toward Q 2348–011\***

Pasquier Noterdaeme, Patrick Petitjean, Raghunathan Srianand,  
Cédric Ledoux and Franck Le Petit

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS 469, 425, 2007

---

\*Based on observations carried out at the European Southern Observatory (ESO) under prog. ID No. 072.A-0346 with the UVES spectrograph installed at the Very Large Telescope (VLT) Unit 2, Kueyen, on Cerro Paranal, Chile.



## Abstract

*Aims.* We aim at deriving the physical conditions in the neutral gas associated with damped Lyman- $\alpha$  systems using observation and analysis of  $\text{H}_2$  and C I absorptions.

*Methods.* We obtained a high-resolution VLT-UVES spectrum of the quasar Q 2348–011 over a wavelength range that covers most of the prominent metal and molecular absorption lines from the  $\log N(\text{H I}) = 20.50 \pm 0.10$  damped Lyman- $\alpha$  system at  $z_{\text{abs}} = 2.4263$ . We detected  $\text{H}_2$  in this system and measured column densities of  $\text{H}_2$ , C I, C I\*, C I\*\*, Si II, P II, S II, Fe II, and Ni II. From the column density ratios and, in particular, the relative populations of  $\text{H}_2$  rotational and C I fine-structure levels, we derived the physical conditions in the gas (relative abundances, dust-depletion, particle density, kinetic temperature, and ionising flux) and discuss physical conditions in the neutral phase.

*Results.* Molecular hydrogen was detected in seven components in the first four rotational levels ( $J = 0-3$ ) of the vibrational ground state. Absorption lines of  $\text{H}_2$   $J = 4$  (resp.  $J = 5$ ) rotational levels are detected in six (resp. two) of these components. This leads to a total molecular fraction of  $\log f \simeq -1.69^{+0.37}_{-0.58}$ . Fourteen components are needed to reproduce the metal-line profiles. The overall metallicity is found to be  $-0.80$ ,  $-0.62$ ,  $-1.17 \pm 0.10$  for, respectively,  $[\text{Si}/\text{H}]$ ,  $[\text{S}/\text{H}]$  and  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . We confirm the earlier findings that there is a correlation between  $\log N(\text{Fe II})/N(\text{S II})$  and  $\log N(\text{Si II})/N(\text{S II})$  from different components indicative of a dust-depletion pattern. Surprisingly, however, the depletion of metals onto dust in the  $\text{H}_2$  components is not large in this system :  $[\text{Fe}/\text{S}] = -0.8$  to  $-0.1$ .

The gas in  $\text{H}_2$ -bearing components is found to be cold but still hotter than similar gas in our Galaxy ( $T > 130$  K, instead of typically 80 K) and dense ( $n \sim 100 - 200 \text{ cm}^{-3}$ ). There is an anti-correlation ( $R = -0.97$ ) between the logarithm of the photo-absorption rate,  $\log \beta_0$ , and  $\log N(\text{H}_2)/N(\text{C I})$  derived for each  $\text{H}_2$  component. We show that this is mostly due to shielding effects and imply that the photo-absorption rate  $\beta_0$  is a good indicator of the physical conditions in the gas. We find that the gas is immersed in an intense UV field, about one order of magnitude higher than in the solar vicinity. These results suggest that the gas in  $\text{H}_2$ -bearing DLAs is clumpy, and star-formation occurs in the associated object.

## 4.1 Introduction

High-redshift damped Lyman- $\alpha$  systems (DLAs) detected in absorption in QSO spectra are characterised by their large neutral hydrogen column densities,  $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , similar to what is measured through local spiral disks (Wolfe et al., 1986). The corresponding absorbing clouds are believed to be the reservoir of neutral hydrogen in the Universe (e.g., Péroux et al., 2003; Prochaska et al., 2005a). Though observational studies of DLAs have been pursued over more than two decades (see Wolfe et al., 2005, for a recent review), important questions are still unanswered, such as (i) the amount of in-situ star-formation activity in DLAs, (ii) the connection between observed abundance ratios and the dust content, and (iii) how severe is the bias due to dust obscuration in current DLA samples.

One way to tackle these questions is to derive the physical conditions that prevail in the absorbing gas by studying the excitation of molecular and atomic species together. Since UV-lines are redshifted into the optical, a single VLT-UVES spectrum allows one to simultaneously observe a large number of absorption lines of important species at high spectral resolution and with a good signal-to-noise ratio. In the case of the Galactic interstellar medium (ISM), only a few lines of sight have been observed in such detail.

Although molecular hydrogen is the most abundant molecule in the Universe, it is very difficult to detect directly. The molecule has a rich absorption spectrum in the UV, and spacecrafts have been used to detect the absorption lines from clouds located in our Galaxy in front of bright background stars. At HI column densities as high as those measured in DLAs or sub-DLAs ( $N(\text{HI}) > 19.5 \text{ cm}^{-2}$ ),  $\text{H}_2$  molecules are conspicuous in our Galaxy : sightlines with  $\log N(\text{HI}) > 21$  usually have  $\log N(\text{H}_2) > 19$  (see Savage et al., 1977; Jenkins & Shaya, 1979). More recently, observations with the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE) have derived the physical conditions in the diffuse molecular gas in the Galaxy but also the Magellanic clouds (Tumlinson et al., 2002) or high Galactic latitude lines of sight (Richter et al., 2003; Wakker, 2006). In the Magellanic clouds, molecular fractions and kinetic temperatures are reported to be, respectively, lower and higher than in the local ISM. This is probably a consequence of higher UV ambient flux and lower dust content. In intermediate velocity clouds located in the Galactic halo,  $\text{H}_2$  is found to arise in cold ( $T \lesssim 140 \text{ K}$ ), dense ( $n_{\text{H}} \sim 30 \text{ cm}^{-3}$ ), and clumpy ( $D \sim 0.1 \text{ pc}$ ) clouds (Richter et al., 2003), embedded in a relatively low UV flux.

At high redshift, UV-lines are redshifted in the optical so ground-based telescopes can be used. Quasars (e.g., Levshakov et al., 1992; Ge & Bechtold, 1999; Ledoux et al., 2003) but also recently  $\gamma$ -ray burst afterglows (Fynbo et al., 2006) are used as background sources. The amount of  $\text{H}_2$  molecules seen in DLAs is much less than what is observed in our Galaxy. Ledoux et al. (2003) find that about 15% of DLAs show detectable  $\text{H}_2$  with molecular fraction in the range  $-4 < \log f < -1$ . This fraction increases with metallicity and reaches 50% for  $[\text{X}/\text{H}] > -0.7$  (Petitjean et al., 2006). The fact that  $\text{H}_2$  is less conspicuous at high redshift can be explained as a consequence of lower metal content and therefore lower dust content, together with higher ambient UV flux. It could be also that the covering factor of the diffuse molecular gas is low.

Detailed analysis of  $\text{H}_2$ -bearing DLAs has been pursued in some cases. Cui et al. (2005) recently derived a surprisingly low hydrogen density,  $n_{\text{H}} \approx 0.2 \text{ cm}^{-3}$ , using  $R \sim 30,000$  STIS data from the HST, and an electron temperature of  $T_e \approx 140 \text{ K}$  in the  $\text{H}_2$  system at  $z_{\text{abs}} = 1.776$  toward Q 1331+170. Other authors, however, usually derive higher densities. By

studying the spectrum of the  $z_{\text{abs}} \simeq 2.811$  DLA toward PKS 0528–250, Srianand & Petitjean (1998) derived a kinetic temperature of  $T \sim 200$  K and a density of  $n \sim 1000 \text{ cm}^{-3}$ . They suggest that the ratio  $N(\text{H}_2)/N(\text{C I})$  could be a good indicator of the physical conditions in the gas. Petitjean et al. (2002) derived gas pressure, particle density, excitation temperatures, and ambient UV fluxes for four  $\text{H}_2$  components at  $z_{\text{abs}} \simeq 1.973$  toward Q 0013–004. They show that, whenever  $\text{H}_2$  is detected, the particle density is high ( $n_{\text{H}} \sim 30 - 200 \text{ cm}^{-3}$ ) and the kinetic temperature is low ( $T \sim 100$  K). In addition, the ambient UV radiation field is found to be highly inhomogeneous. Ledoux et al. (2002) find high particle densities ( $n \sim 30 - 400 \text{ cm}^{-3}$ ) and moderate UV radiation field in a DLA at  $z_{\text{abs}} = 1.962$ . They conclude that physical conditions play an important role in governing the molecular fraction in DLAs. Reimers et al. (2003) also found a high particle density ( $n \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ ) in a DLA at  $z_{\text{abs}} = 1.150$ . From the high derived UV radiation field, they suggest there is ongoing star-formation activity close to the absorbing cloud. Srianand et al. (2005) use the 33 systems from the high-resolution ( $R \sim 45,000$ ) UVES survey by Ledoux et al. (2003) – among which 8 show detectable  $\text{H}_2$  absorption lines – to compare observations and molecular cloud models. They conclude that the mean kinetic temperature in  $\text{H}_2$ -bearing DLAs is higher ( $\sim 150$  K) than in the local ISM ( $\sim 80$  K), the UV flux is close to or higher than the mean UV flux in the ISM of the Galaxy, and the particle densities ( $\sim 10 - 200 \text{ cm}^{-3}$ ) and photo-ionisation rate are similar to the ones in the Galactic cold neutral medium. More recently, gas temperature,  $T \sim 90 - 180$  K, and density,  $n_{\text{H}} \leq 50 \text{ cm}^{-3}$ , were derived in a DLA at  $z_{\text{abs}} \simeq 4.224$ , which corresponds to the highest redshift at which this kind of study has been done up to now (Ledoux et al., 2006b).

We recently reported the detection of  $\text{H}_2$  in the  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  DLA toward Q 2348–011 (Petitjean et al., 2006). We present here a detailed analysis of the physical conditions in the gas. This system has one of the highest molecular fractions ever measured at high redshift, and seven  $\text{H}_2$  components are detected in which physical conditions can be derived. This is the first time that a comparison of physical conditions can be made in such a large number of components in a single absorption system. The paper is organised as follows. In Sect. 2, we describe observations and data reduction. In Sect. 3, we give details on the data and present the fits to the  $\text{H}_2$ , C I and low-ionisation metal absorption lines. In Sect. 4, we discuss the relative populations of  $\text{H}_2$  rotational levels, and C I fine-structure levels, deriving information on the physical state of the gas. Finally, we discuss our findings and draw our conclusions in Sect. 5.

## 4.2 Observations

The quasar Q 2348–011 was observed with the Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph (UVES; Dekker et al., 2000) mounted on the ESO Kueyen VLT-UT2 8.2 m telescope on Cerro Paranal in Chile in visitor mode on October 29 and 30, 2003, under good seeing conditions ( $FWHM < 0.8$  arcsec) and at low airmass ( $AM < 1.2$ ). Three 5400 s exposures were taken with Dichroic #1 simultaneously with the blue and red arms. We used a 1.0 arcsec slit width and a pixel binning of  $2 \times 2$ , leading to a resolving power of  $R \simeq 47,000$ . The data were reduced using the UVES pipeline (Ballester et al., 2000), which is available in the context of the ESO MIDAS data reduction system. The main characteristics of the pipeline are to perform a precise inter-order background subtraction, especially for master flat fields, and to

allow for an optimal extraction of the object signal rejecting cosmic rays and performing sky subtraction at the same time. The pipeline products were checked step-by-step.

The wavelength scale of the reduced spectra was then converted to vacuum-heliocentric values, and the portions of the spectrum corresponding to different arms were rebinned to a constant wavelength step. Individual 1-D exposures were scaled, weighted, and combined. No other rebin was performed during the analysis of the whole spectrum. Standard Voigt-profile fitting methods were used for the analysis to determine column densities using the wavelengths and oscillator strengths compiled in Table 1 of Ledoux et al. (2003) for metal ions and the oscillator strengths given by Abgrall et al. (1993) for  $\text{H}_2$ . We adopted the Solar abundances given by Morton (2003) based on the meteoritic data from Grevesse & Sauval (2002).

### 4.3 The DLA at $z_{\text{abs}} = 2.4263$ toward Q 2348–011

There are two DLAs at  $z_{\text{abs}} = 2.42630$  and  $z_{\text{abs}} = 2.61473$  toward Q 2348–011. These DLAs were discovered as strong Lyman- $\alpha$  absorptions in a low spectral-resolution ( $\sim 5\text{\AA}$ ) spectrum by Sargent et al. (1989), who also observed strong metal lines associated to the  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  DLA. From Voigt-profile fitting to the damped Lyman- $\alpha$  line, we find that the total neutral hydrogen column density of the system at  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  is  $\log N(\text{HI}) = 20.50 \pm 0.10$  (Ledoux et al., 2006a). A simultaneous Voigt-profile fitting of the Lyman- $\alpha$  and Lyman- $\beta$  lines was also performed for the system at  $z_{\text{abs}} = 2.6147$ . Note that the  $z_{\text{abs}} = 2.6147$  Lyman- $\beta$  line falls in the wavelength range where  $\text{H}_2$  lines at  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  are detected (see Fig. 4.1). The total neutral hydrogen column density for this system is  $\log N(\text{HI}) = 21.30 \pm 0.08$  (Ledoux et al., 2006a). No molecular hydrogen is detected at this redshift down to  $\log N(\text{H}_2) < 13.7$  (considering rotational levels  $J = 0$  and  $J = 1$ ), or  $\log f < -7.2$ .

#### 4.3.1 Molecular content

The  $\text{H}_2$  absorption lines at  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  are strong and numerous (see Fig. 4.1). Although they are all redshifted in the Lyman- $\alpha$  forest, the resolving power of our data ( $R \simeq 47,000$ ) is high enough to allow unambiguous detection and accurate determination of the line parameters.

#### Overall Fit

The absorption profiles of the singly-ionised metal species have been fitted using fourteen components and, in the following, we use their numbering to refer to any individual velocity component. Seven of these components, spread over about  $300 \text{ km s}^{-1}$ , show associated  $\text{H}_2$  absorption. Multiple component Voigt-profile fittings have been performed simultaneously on the  $\text{H}_2$  absorption lines seen redward of the Lyman break produced by the  $z_{\text{abs}} = 2.6147$  system, also including the Voigt profile of the Ly- $\beta$  line at  $z_{\text{abs}} = 2.6147$ . The continuum normalisation was performed using first-order broken lines between  $\lambda_{\text{obs}} \simeq 3600 \text{\AA}$  and  $\lambda_{\text{obs}} \simeq 3850 \text{\AA}$  and a routine based on the IRAF task *continuum* that can fit segments of  $50\text{--}100 \text{\AA}$  at once. For each  $\sim 50 \text{\AA}$  wavelength range, the continuum is fitted by approximately five to seven joint linear segments adjusted by an iterative procedure that rejects absorptions over a certain threshold related to the local signal-to-noise ratio. This allows us to estimate the continuum

position where the Lyman- $\alpha$  forest is dense, and over the  $z_{\text{abs}} = 2.6147$  Ly- $\beta$  absorption (see Fig. 4.1). Note that only the H<sub>2</sub> Lyman band is covered by our spectrum.

The solution of a multi-component Voigt-profile fit is often not unique, especially when absorption lines are blended and sometimes saturated. In that case, it is difficult to constrain both the Doppler parameters and the column densities at the same time for all species. We therefore obtained a first guess of the molecular parameters by fitting selected lines (see Table. 4.1) of the first four rotational levels,  $J = 0$  to  $J = 3$ , using Doppler parameters and redshifts derived from the C I profiles, which are not saturated and located outside the Lyman- $\alpha$  forest. We then froze the corresponding parameters and added the  $J = 4$  and  $J = 5$  features. After a satisfactory fit to all H<sub>2</sub> transitions had been found in these conditions, we relaxed all parameters one by one, until the best fit was obtained. Then, a range of column densities was derived by fitting the absorption features with the extreme values of the Doppler parameter (see Table 4.2). The errors given in column 4 of Table 4.2 therefore correspond to a range of column densities and not to the RMS errors derived from fitting the Voigt profiles. The quality of the overall fit can be assessed from Fig. 4.1 and in Figs. 4.2 to 4.7. Results are presented in Table 4.2. The total H<sub>2</sub> column density integrated over all rotational levels is  $\log N(\text{H}_2) = 18.52^{+0.29}_{-0.49}$ , corresponding to a molecular fraction  $\log f = -1.69^{+0.37}_{-0.58}$ . We also derive a  $3\sigma$  upper limit on the column density of HD molecules, leading to  $\log N(\text{HD})/N(\text{H}_2) < -3.3$  for the strongest H<sub>2</sub> components (# 1, 9 and 10). We describe individual components below.

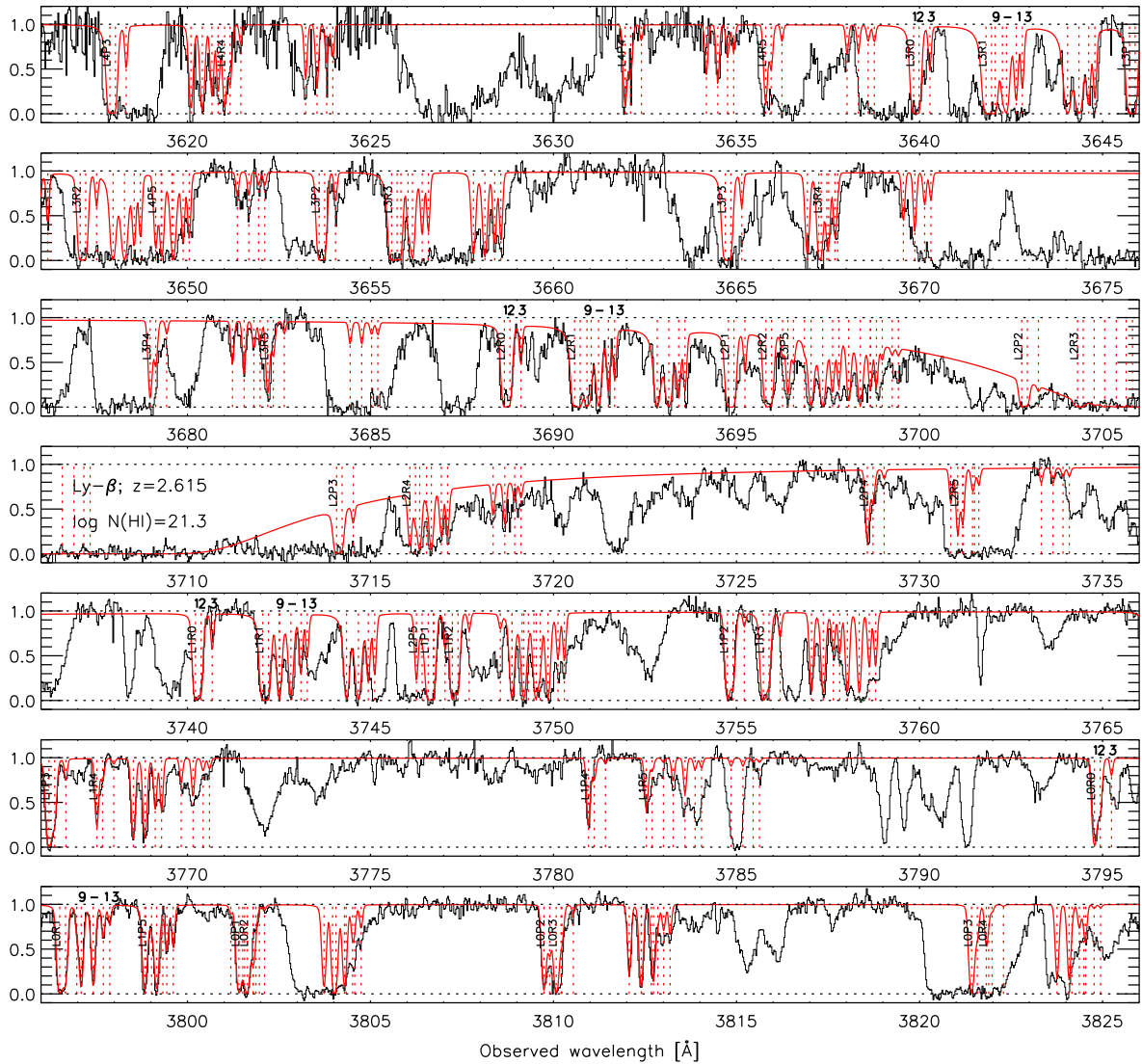


FIG. 4.1 – A portion of the normalised spectrum of Q 2348–011. The resolving power is about  $R \simeq 47,000$ . The  $\text{H}_2$  spectrum derived from Voigt-profile fitting is superimposed to the quasar spectrum. The strong feature at  $\lambda \simeq 3707\text{\AA}$  is the  $\text{Ly}-\beta$  absorption line from the DLA at  $z_{\text{abs}} = 2.6147$ .  $\text{H}_2$  components are numbered for the  $J = 0$  rotational level only. Transition names are abbreviated as  $\text{LxYz}$  standing for  $\text{H}_2 \text{Lx-0Yz}$ , and only marked for component 1. The best fit parameters are given in Table 4.2.



## Comments on individual components

*Components 1 & 2,  $z_{\text{abs}} = 2.42449(7)$  and  $2.42463(8)$*  : These two components are heavily blended and appear as a single saturated feature for low  $\text{H}_2$  rotational levels, but are better separated for  $J \geq 4$ , in C I and low-ionisation metal lines (see Fig. 4.8, 4.9 and 4.6). Doppler parameters,  $b$ , are mainly constrained by the  $\text{H}_2$  L0–0 R0,  $\text{H}_2$  L1–0 P2,  $\text{H}_2$  L1–0 P3 profiles, and the transitions from the  $J \geq 4$  rotational levels, but they remain uncertain. No damping wing is present. The first guess to fit the  $\text{H}_2$  profiles, using redshifts from C I, C I\*, and C I\*\* transitions, was extremely helpful in this case. It must be emphasised that the blends of the two components can be fitted using either low  $b$  values, leading to high column densities or higher  $b$  values, leading to lower column densities. The best fit is obtained, however, with  $b = 2.9 \text{ km s}^{-1}$  and column densities  $\log N(\text{H}_2, J) = 17.15; 17.70; 17.00; 17.60; 15.40$  and  $15.10$  for  $J = 0$  to  $J = 5$ , respectively. These are the values we use in the following. Rotational levels are unambiguously detected up to  $J = 5$ . Possible absorptions from  $J = 6$  and  $J = 7$  levels, unfortunately, are always redshifted on top of strong H I Lyman- $\alpha$  features or in regions of low SNR. Upper limits are given in Table 4.2.

*Component 3,  $z_{\text{abs}} = 2.42491(7)$*  : This component is the weakest in the system and is not saturated. The Doppler parameter is therefore mainly constrained by the strongest transition lines that are not blended :  $\text{H}_2$  L2–0 R0,  $\text{H}_2$  L1–0 R0, and  $\text{H}_2$  L3–0 P1. Only the first four rotational levels are detected.  $J = 3$  lines are always blended. However, the column-density can still be estimated using  $\text{H}_2$  L1–0 R3 (left-half of the profile),  $\text{H}_2$  L1–0 P3, and  $\text{H}_2$  L0–0 R3 (see Fig. 4.5).

*Components 9 & 10,  $z_{\text{abs}} = 2.42659(1)$  and  $2.42688(5)$*  : These components have high  $\text{H}_2$  column densities. They are separated well and Doppler parameters are constrained well by the width of the isolated and non-saturated absorption features  $\text{H}_2$  L0–0 R0,  $\text{H}_2$  L0–0 R1 and mostly of the P-branch ( $\Delta J = -1$ ) Lyman-band transitions from the  $J = 2$  to  $J = 4$  rotational levels. Note that component 9 of a particular transition is often blended with components 1 and 2 of another transition from the next rotational level (see e.g.,  $\text{H}_2$  L2–0 R0 in Fig. 4.2). The first five rotational levels ( $J = 0$  to  $J = 4$ ) are detected. Some consistent features are seen for  $J = 5$  (see transitions  $\text{H}_2$  L4–0 P5 and  $\text{H}_2$  L2–0 R5 on Fig. 4.7). Upper-limits were derived as the largest value consistent with the observed spectrum for levels  $J = 5$ ,  $J = 6$ , and  $J = 7$ .

*Components 12 & 13,  $z_{\text{abs}} = 2.42713(5)$  and  $2.42729(3)$*  : Absorptions from rotational levels  $J = 0$  to  $J = 4$  are detected in the two components.  $N(J = 2)$  is constrained mainly by  $\text{H}_2$  L0–0 P2, but the maximum  $N$ -value is also constrained by  $\text{H}_2$  L3–0 R2 and  $\text{H}_2$  L1–0 P2, whereas the minimum  $N$ -value is constrained by the local depth of the features clearly seen in  $\text{H}_2$  L1–0 R2 and  $\text{H}_2$  L0–0 R2 (see Fig. 4.4). Similar constraints are used for  $J = 3$ .  $J = 4$  lines are blended or located in poor SNR regions, but we can still constrain the column-density thanks to  $\text{H}_2$  L4–0 R4,  $\text{H}_2$  L4–0 P4 and  $\text{H}_2$  L3–0 P4. The  $J = 5$  rotational levels may be detected ; but the corresponding column densities are very uncertain, and one should probably consider these values only as upper limits (see Table 4.2).

A summary of the transitions used to constrain the column-density for each  $\text{H}_2$ -component in a given rotational level is given in Table 4.1. The lines in this table are non-blended and have a rather good SNR, except when marked by “u” or “l” indicating that the line is used to estimate, respectively, an “upper” or a “lower” limit.

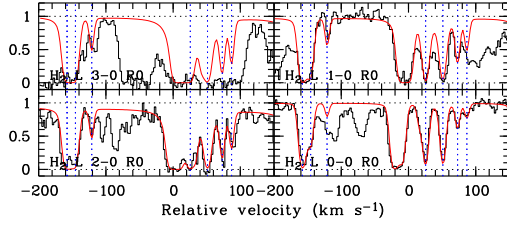


FIG. 4.2 –  $\text{H}_2$  rotational level  $J = 0$ . The centre of the velocity scale is set at  $z_{\text{abs}} = 2.4263$ . Continuum is seen depressed for  $\text{H}_2 \text{L}2-0\text{R}0$  and  $\text{H}_2 \text{L}1-0\text{R}0$  because of the  $z_{\text{abs}} = 2.615$  Ly- $\beta$  absorption. Components are marked by dashed lines. The strong absorptions at  $v \sim -10 - 0 \text{ km s}^{-1}$  is due to  $J = 1$  transition lines.

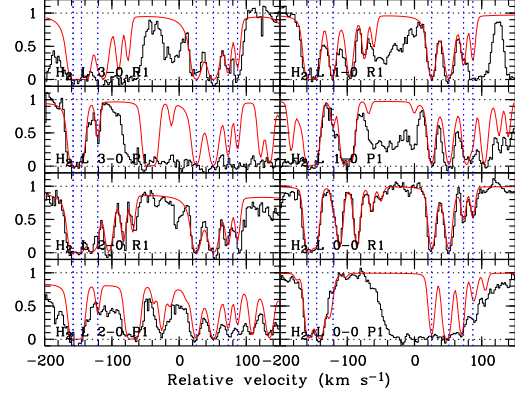


FIG. 4.3 –  $\text{H}_2$  rotational level  $J = 1$ . Continuum is depressed in panels  $\text{H}_2 \text{L}2-0\text{R}1$  to  $\text{H}_2 \text{L}1-0\text{R}1$  because of  $z_{\text{abs}} = 2.615$  Ly- $\beta$  absorption. The  $J = 1$  components are marked by dashed lines, the other ones come from other transitions (in general  $J = 0 - 2$ ).

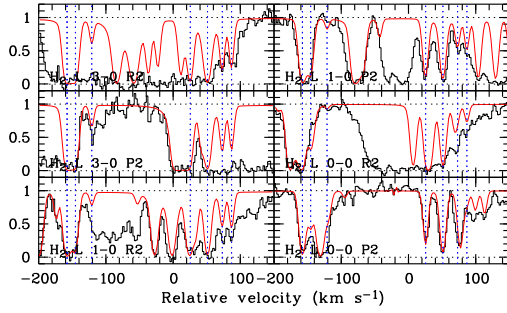


FIG. 4.4 –  $\text{H}_2$  rotational level  $J = 2$ .  $\text{H}_2 \text{L}1-0\text{P}2$  is blended with  $\text{FeI}\lambda 1096$ .

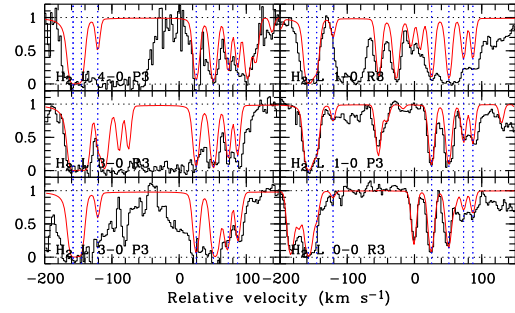


FIG. 4.5 –  $\text{H}_2$  rotational level  $J = 3$ .  $\text{H}_2 \text{L}1-0\text{R}3$  is blended with  $\text{FeI}\lambda 1096$ .

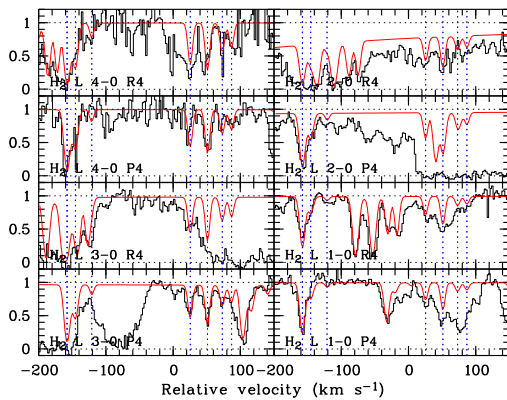


FIG. 4.6 –  $\text{H}_2$  rotational level  $J = 4$ . Continuum is depressed in some panels by  $z_{\text{abs}} \simeq 2.6$  Ly- $\beta$  absorption. The feature in the  $\text{H}_2 \text{L}1-0\text{P}4$  panel at  $v \geq -50 \text{ km s}^{-1}$  might be due to  $\text{CIV}$  absorption at  $z_{\text{abs}} \simeq 1.45$ .

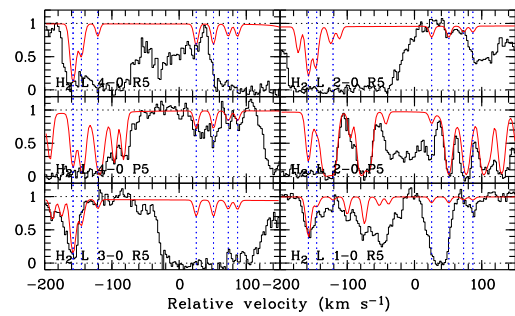


FIG. 4.7 –  $\text{H}_2$  rotational level  $J = 5$ . Most lines are blended with Ly- $\alpha$  or with  $z_{\text{abs}} \simeq 1.45$   $\text{CIV}$  absorptions. Column densities are mainly constrained by  $\text{H}_2 \text{L}3-0\text{R}5$  for components 1 & 2 and by  $\text{H}_2 \text{L}4-0\text{P}5$  (resp.  $\text{H}_2 \text{L}2-0\text{R}5$ ) for component 9 (resp. 10).



TAB. 4.1 – Transitions used to constrain H<sub>2</sub> column densities in the seven components.

Level	# 1 & 2	# 3	# 9 & 10	# 12	# 13
J = 0	L0R0		L0R0	L0R0	L0R0
	L1R0	L1R0	L1R0	L1R0	
	L2R0	L2R0	L2R0	L2R0	L2R0
J = 1	L0P1	L0P1			
	L0R1	L0R1	L0R1	L0R1	L0R1
	L1P1	L1P1	L1P1		
	L1R1		L1R1	L1R1	
	L2R1		L2R1	L2R1	
	L3P1	L3P1			
			L3R1	L3R1	
J = 2	L0P2		L0P2	L0P2	L0P2
	L0R2	L0R2		L0R2 <sup>l</sup>	L0R2 <sup>l</sup>
	L1P2	L1P2	L1P2	L1P2	L1P2 <sup>u</sup>
	L1R2			L1R2 <sup>l</sup>	L1R2 <sup>l</sup>
	L3P2	L3P2			
				L3R2 <sup>u</sup>	L3R2 <sup>u</sup>
J = 3		L0R3	L0R3	L0R3 <sup>l</sup>	L0R3 <sup>l</sup>
	L1P3	L1P3 <sup>u</sup>	L1P3	L1P3	L1P3 <sup>u</sup>
	L1R3	L1R3			
				L3P3	L3P3
	L3R3			L3R3 <sup>u</sup>	
		L4P3	L4P3	L4P3	
J = 4	L1P4	L1P4 <sup>u</sup>			
	L1R4	L1R4 <sup>u</sup>			
	L2P4				
			L3P4	L3P4	L3P4 <sup>u</sup>
	L4P4	L4P4 <sup>u</sup>	L4P4	L4P4	L4P4
	L4R4	L4R4 <sup>u</sup>		L4R4	L4R4
J = 5	L1R5				
			L2R5 <sup>u</sup>	L2R5 <sup>u</sup>	
	L3R5	L3R5 <sup>u</sup>			
		L4P5 <sup>u</sup>	L4P5 <sup>u</sup>	L4P5 <sup>u</sup>	

Transition names are abbreviated as L<sub>x</sub>Yz standing for H<sub>2</sub> L<sub>x</sub>-0 Yz.

“u” (resp. “l”) means that the transition is used to give an upper (resp. lower) limit on  $N(\text{H}_2; J)$ .

TAB. 4.2 – Voigt–profile fitting results for different rotational levels of the vibrational ground–state transition lines of  $\text{H}_2$ .

#	$z_{\text{abs}}$	$v^1$ [km s $^{-1}$ ]	Level	$\log N(\text{H}_2, J)^2$	b [km s $^{-1}$ ]	$T_{0-J}^3$ [K]
1	2.42449(7)	–158	J = 0	15.55–17.40	$2.9^{+3.1}_{-0.4}$	...
			J = 1	16.40–18.00	"	183 $_{-145}$
			J = 2	15.90–17.70	"	262 $_{-161}$
			J = 3	16.10–17.80	"	510 $_{-340}$
			J = 4	15.25–15.50	"	274 $^{+464}_{-35}$
			J = 5	14.90–15.20	"	311 $^{+283}_{-35}$
			J = 6	<14.00	"	≤584
			J = 7	<13.80	"	≤610
2	2.42463(8)	–145	J = 0	$15.35^{+0.10}_{-0.10}$	$3.5^{+1.0}_{-1.0}$	...
			J = 1	$16.00^{+1.50}_{-0.60}$	"	244 $_{-170}$
			J = 2	$15.60^{+0.10}_{-0.30}$	"	495 $^{+398}_{-233}$
			J = 3	$15.30^{+0.30}_{-0.10}$	"	324 $^{+133}_{-41}$
			J = 4	$14.55^{+0.10}_{-0.20}$	"	422 $^{+54}_{-62}$
			J = 5	$14.30^{+0.20}_{-0.20}$	"	433 $^{+57}_{-45}$
			J = 6	<13.80	"	≤607
			J = 7	<13.70	"	≤648
3	2.42491(7)	–121	J = 0	$14.60^{+0.10}_{-0.30}$	$1.3^{+1.7}_{-0.4}$	...
			J = 1	$15.00^{+0.05}_{-0.50}$	"	134 $^{+229}_{-69}$
			J = 2	$14.30^{+0.10}_{-0.20}$	"	223 $^{+149}_{-51}$
			J = 3	$14.55^{+0.10}_{-0.25}$	"	324 $^{+133}_{-66}$
			J = 4	≤13.80	"	≤509
			J = 5	≤13.70	"	≤525
9	2.42659(1)	+25	J = 0	$17.30^{+0.20}_{-0.60}$	$2.1^{+0.9}_{-1.0}$	...
			J = 1	$17.70^{+0.10}_{-0.30}$	"	134 $_{-63}$
			J = 2	$16.50^{+0.90}_{-0.50}$	"	148 $_{-47}$
			J = 3	$16.70^{+0.75}_{-0.50}$	"	231 $^{+546}_{-62}$
			J = 4	$14.55^{+0.30}_{-0.25}$	"	200 $^{+64}_{-22}$
			J = 5	≤ 14.00	"	≤264
			J = 6	<13.50	"	≤361
10	2.42688(5)	+51	J = 0	$17.30^{+0.20}_{-0.60}$	$1.9^{+1.1}_{-0.4}$	...
			J = 1	$17.90^{+0.20}_{-0.20}$	"	209 $_{-111}$
			J = 2	$17.40^{+0.20}_{-0.40}$	"	371 $_{-186}$
			J = 3	$17.00^{+0.30}_{-0.50}$	"	274 $^{+341}_{-83}$
			J = 4	$14.85^{+0.30}_{-0.35}$	"	218 $^{+78}_{-30}$
			J = 5	≤ 14.00	"	≤264
			J = 6	<13.50	"	≤361
12	2.42713(5)	+73	J = 0	$14.95^{+0.10}_{-0.05}$	$2.5^{+1.0}_{-1.0}$	...
			J = 1	$15.35^{+0.05}_{-0.10}$	"	134 $^{+29}_{-35}$
			J = 2	$14.90^{+0.10}_{-0.30}$	"	297 $^{+74}_{-103}$
			J = 3	$15.10^{+0.10}_{-0.20}$	"	379 $^{+56}_{-77}$
			J = 4	$14.20^{+0.10}_{-0.30}$	"	435 $^{+42}_{-83}$
			J = 5	≤13.70	"	≤408
13	2.42729(3)	+87	J = 0	$14.65^{+0.05}_{-0.10}$	$2.0^{+1.0}_{-1.0}$	...
			J = 1	$15.35^{+0.10}_{-0.30}$	"	291 $^{+1075}_{-169}$
			J = 2	$15.00^{+0.10}_{-0.35}$	"	637 $^{+855}_{-340}$
			J = 3	$15.20^{+0.10}_{-0.30}$	"	576 $^{+201}_{-180}$
			J = 4	$14.10^{+0.10}_{-0.30}$	"	493 $^{+76}_{-93}$
			J = 5	≤13.70	"	≤469

<sup>1</sup> Velocity relative to  $z_{\text{abs}} = 2.42630$ ; <sup>2</sup> Best fit values with errors representing the allowed range on  $\log N(\text{H}_2)$ , not the rms error on the fit. Due to the large uncertainties, only a range is given for component 1 (see text).; <sup>3</sup> Temperatures corresponding to the best-fit values. In some cases, the upper-limit on the ratio  $N(\text{H}_2, J)/N(\text{H}_2, J=0)$  is higher than the maximum expected ratio in case of local thermal equilibrium (see Eq. 4.1), and the corresponding upper-limit on  $T_{0-J}$  doesn't exist.

TAB. 4.3 – Column densities of the C I fine-structure levels.

#	$z_{\text{abs}}$	$b$ [km/s]	$\log N(\text{C I})$	$\log N(\text{C I}^*)$	$\log N(\text{C I}^{**})^1$	$\Delta v_{\text{C I}/\text{H}_2}$ [km/s] <sup>2,3</sup>	$\log N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$	$\log N(\text{C I}^{**})/N(\text{C I})$
1	2.42450(5)	4.2±0.3	13.55±0.02	13.51±0.03	13.10±0.04	+0.7	-0.04±0.04	-0.45±0.04
2	2.42465(4)	4.6±0.4	13.10±0.06	13.06±0.02	12.54±0.10	+1.4	-0.04±0.06	-0.56±0.12
3	2.42494(4)	2.8±0.4	12.55±0.08	12.66±0.09	12.60±0.12	+2.4	0.11±0.12	0.05±0.14
6	2.42605(3)	5.9±0.5	12.70±0.07	12.50±0.09	<12.50	—	-0.20±0.11	<-0.20
7	2.42628(9)	8.4±0.5	12.96±0.04	12.75±0.04	<12.50	—	-0.21±0.06	<-0.46
9	2.42660(0)	4.0±0.5	12.80±0.02	12.93±0.10	<12.50	+0.8	0.13±0.10	<-0.30
10	2.42688(9)	4.0±0.5	13.09±0.02	13.05±0.04	12.55±0.20	+0.3	-0.04±0.04	-0.54±0.20
12	2.42715(1)	3.2±0.5	12.87±0.04	12.84±0.04	12.53±0.05	+1.4	-0.03±0.06	-0.34±0.06
13	2.42727(3)	3.0±0.6	12.80±0.05	12.90±0.03	12.80±0.10	-1.7	0.10±0.06	0.00±0.11

<sup>1</sup>  $3\sigma$  upper-limits are derived for  $N(\text{C I}^{**})$  in components 6, 7 and 9.

<sup>2</sup> We estimate the errors on  $\Delta v_{\text{C I}/\text{H}_2}$  to be about 2 to 3 km s<sup>-1</sup>.

<sup>3</sup> There is no velocity shift between the components of neutral carbon and those of molecular hydrogen.

### 4.3.2 Neutral carbon

Neutral carbon is detected in nine components. The corresponding absorption profiles are complex, as resulting from the blend of absorption lines from three fine-structure levels of the neutral carbon ground state ( $2s^2 2p^2 \ ^3P_{0,1,2}$ ). In Fig. 4.8 we show the fit to the C I absorption features around  $\lambda_{\text{obs}} \approx 5346 \text{ \AA}$  and  $\lambda_{\text{obs}} \approx 5676 \text{ \AA}$  with contributions from the eleven transitions : C I  $\lambda 1560$ , C I  $\lambda 1656$ , C I\*  $\lambda \lambda 1560.6, 1560.7$ , C I\*  $\lambda \lambda \lambda 1656, 1657.3, 1657.9$ , C I\*\*  $\lambda \lambda 1561.3, 1561.4$ , and C I\*\*  $\lambda \lambda 1657, 1658$ . We first performed a fit with seven C I components corresponding to the seven H<sub>2</sub> detected components, but we left the exact positions of the C I components free. We then added C I\*, and finally C I\*\* transitions. To reproduce the overall profile well, we had to introduce two weak C I components (# 6 and 7) that are not detected in H<sub>2</sub>, but are detected in the absorption profiles of low-ionisation metals. We then performed a second fit with nine components, in the same order : first C I only, then adding C I\* and finally C I\*\*. Finally all transitions were fitted together. The resulting small velocity shifts between C I and H<sub>2</sub> components (see Table 4.3) are within uncertainties. This means that H<sub>2</sub> and C I absorptions are generally produced in the same regions. Note, however, that the Doppler parameters found for the C I components are slightly larger than those found for the H<sub>2</sub> components, indicating that the C I regions are probably of slightly larger dimensions. Results of the fit (Fig. 4.8) are presented in Table 4.3. Three  $\sigma$  upper-limits are derived for  $N(\text{C I}^{**})$  in components 6, 7, and 9, leading to upper-limits on  $N(\text{C I}^{**})/N(\text{C I})$  (see Table 4.3).

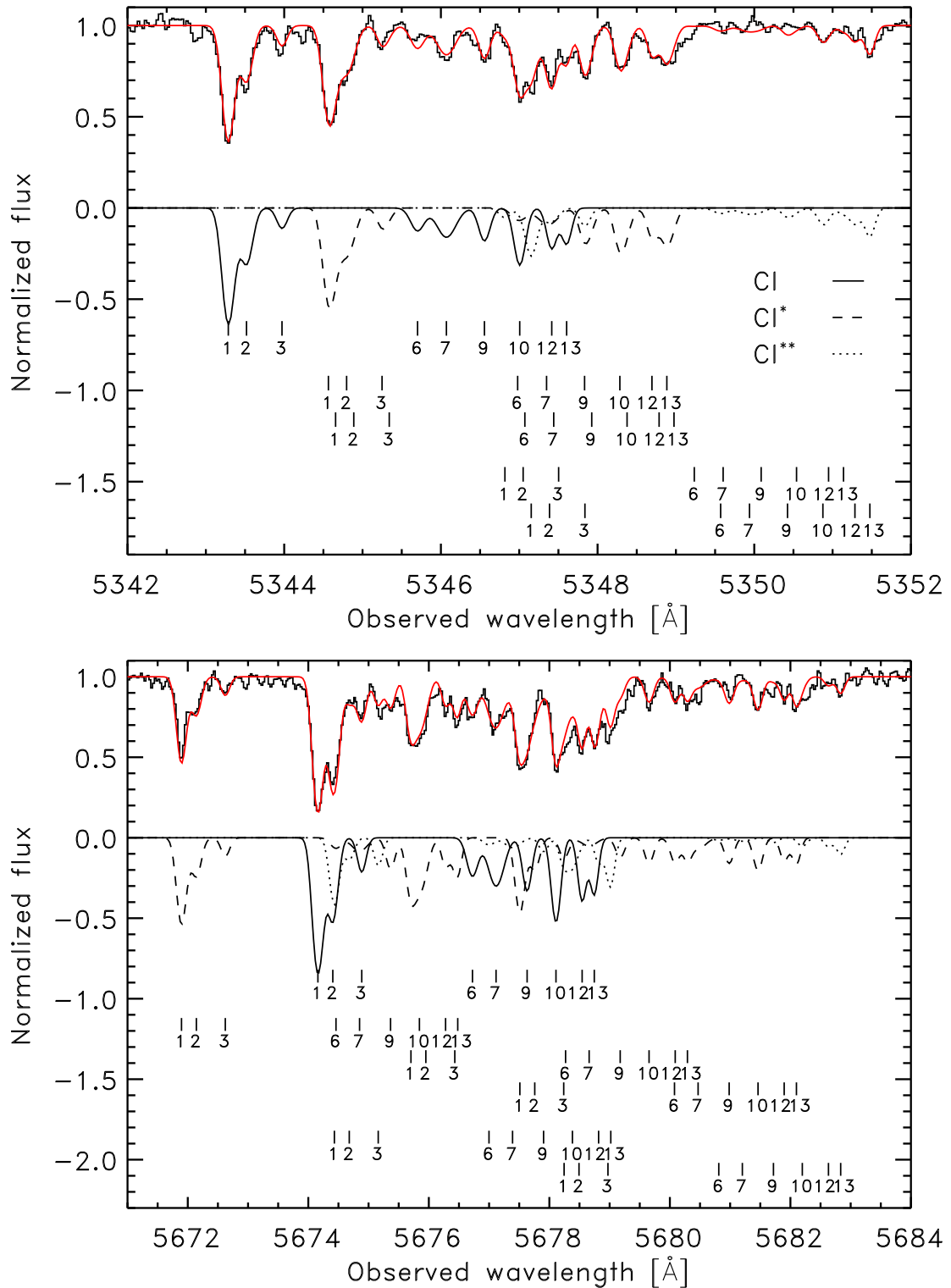


FIG. 4.8 – Observed portions of the normalised spectrum of Q 2348–011 (upper part in both panels) where C I absorptions are seen, with the model spectrum superimposed. The modelled spectrum is decomposed into C I (solid line), C I\* (dashed line), and C I\*\* (dotted line) model spectra (lower part in both panels). The positions of the nine components are marked by small vertical lines. The associated labels correspond to the numbering in Table 4.3 (see also Tables 4.2 and 4.4).

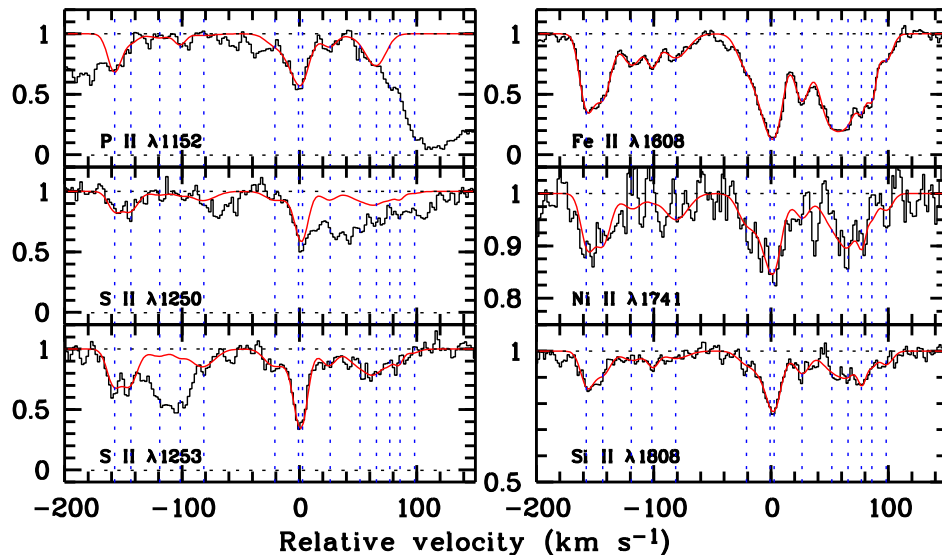


FIG. 4.9 – Low-ionisation metal transitions in the  $z_{\text{abs}} = 2.43$  DLA toward Q 2348–011. Note that the strongest component in the metal profiles (at  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$ ) does not show associated  $\text{H}_2$  absorption (see Fig. 4.10). We give upper-limits on  $N(\text{P II})$  for the three redder components of P II as they are blended with intervening H I absorptions. S II transitions are also located in the Ly- $\alpha$  forest; but with the help of the two transitions shown above, we can still derive column densities or upper-limits for each component. Corresponding Voigt-profile parameters are given in Table 4.4.

### 4.3.3 Metal content

The absorption profiles of low-ionisation species (P II, S II, Fe II, Ni II and Si II) are complex and span about  $\Delta v \simeq 300 \text{ km s}^{-1}$  in velocity space. Fourteen components were needed to reconstruct the whole profiles, i.e., the nine C I components plus five components that are not detected in C I. A few profiles are shown in Fig. 4.9 and results from the fit are given in Table 4.4. The overall metallicity is found to be  $-0.80$ ,  $-0.62$ , and  $-1.17 \pm 0.10$  for, respectively, [Si/H], [S/H], and [Fe/H]. The strongest component (# 7) in these profiles does not correspond to any  $\text{H}_2$  component and is associated with a weak C I component. Redshifts have been relaxed to allow for the best fit to be obtained. Shifts between singly ionised metals components and C I components are well within errors, however. Voigt-profile parameters given in Table 4.4 are well-constrained for species with transitions located outside the Ly- $\alpha$  forest, i.e. Fe II, Ni II, and Si II. The S II and P II transitions are partly blended with intervening Ly- $\alpha$  H I absorptions. Nevertheless, all S II components can be constrained thanks to the observations of two different transitions. The three redder components of P II are blended, and we cannot derive  $N(\text{P II})$  for these components (see Table 4.4).

Figure 4.10 shows the overall absorption profile of highly ionised species : C IV and Si IV. It can be seen that the C IV counterpart of  $\text{H}_2$  components are generally weak compared to the other components. The strongest C IV feature at  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$  does not correspond to any  $\text{H}_2$  component but corresponds to the strongest component in Fe II.

The iron-to-sulfur abundance ratio is plotted in Fig. 4.11 as a function of the silicon-to-sulfur abundance ratio. The abundance ratios are defined as  $[X/S] = \log N(X)/N(S)_{\text{obs}} - \log N(X)/N(S)_{\odot}$ . A strong correlation between [Fe/S] and [Si/S] is observed, similar to what

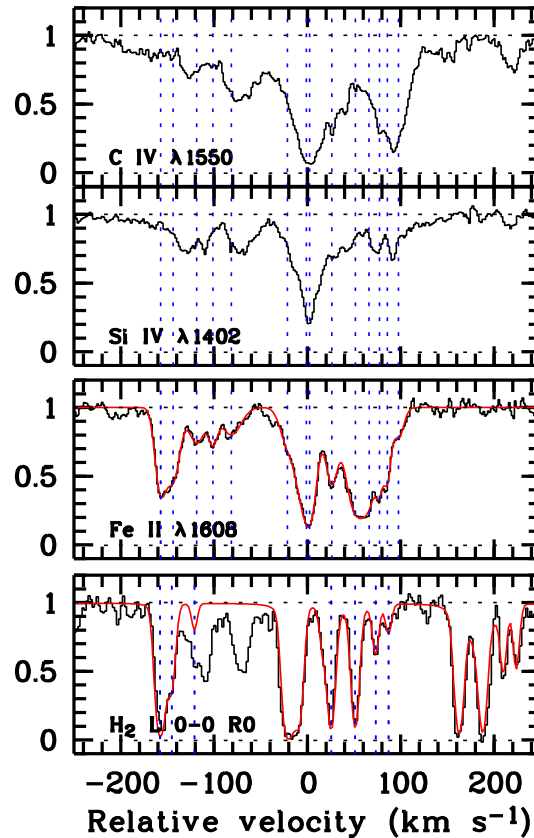


FIG. 4.10 – Absorption profiles of Si IV and C IV in the  $z_{\text{abs}} = 2.43$  DLA toward Q 2348–011. The vertical lines mark the positions of low-ionisation metal components in the C IV, Si IV and Fe II panels. They mark the positions of the seven H<sub>2</sub> components in the H<sub>2</sub> L0–R0 panel.

has been observed previously by Petitjean et al. (2002) and Rodríguez et al. (2006). This correlation is easily interpreted as a depletion pattern of Fe and Si onto dust grains. Note that H<sub>2</sub> is detected in components where iron is not strongly depleted with  $[\text{Fe}/\text{S}]$  as high as  $-0.1$  in component # 10 and that the highest depletions are found in components where H<sub>2</sub> is not detected, components # 5 and 8. However, components # 7 and # 8 are heavily blended and the distribution of  $N(\text{S II})$  between these two components is uncertain. If we consider these two components as a single feature, then the corresponding depletion would be lower than for component # 8. In component # 5, the S II column-density might be overestimated due to poor SNR and a small blend (see Fig. 4.9). In addition, it can be seen in Fig. 3 that component # 10 is blended in the wing of component # 11. Therefore the decomposition is difficult, and the  $N(\text{Fe II})$  column density in this component could be overestimated.

The typical abundance patterns in the Galactic halo, warm disk clouds, and cold disk clouds are also indicated in Fig. 4.11. As for Magellanic clouds, the halo pattern represents the depletion in individual DLA components best.

#### 4.3.4 Chlorine

When H<sub>2</sub> is optically thick, singly-ionised chlorine (Cl II) will go through rapid charge exchange reaction with H<sub>2</sub> to produce HI and Cl I (see Jura, 1974a). Neutral chlorine should

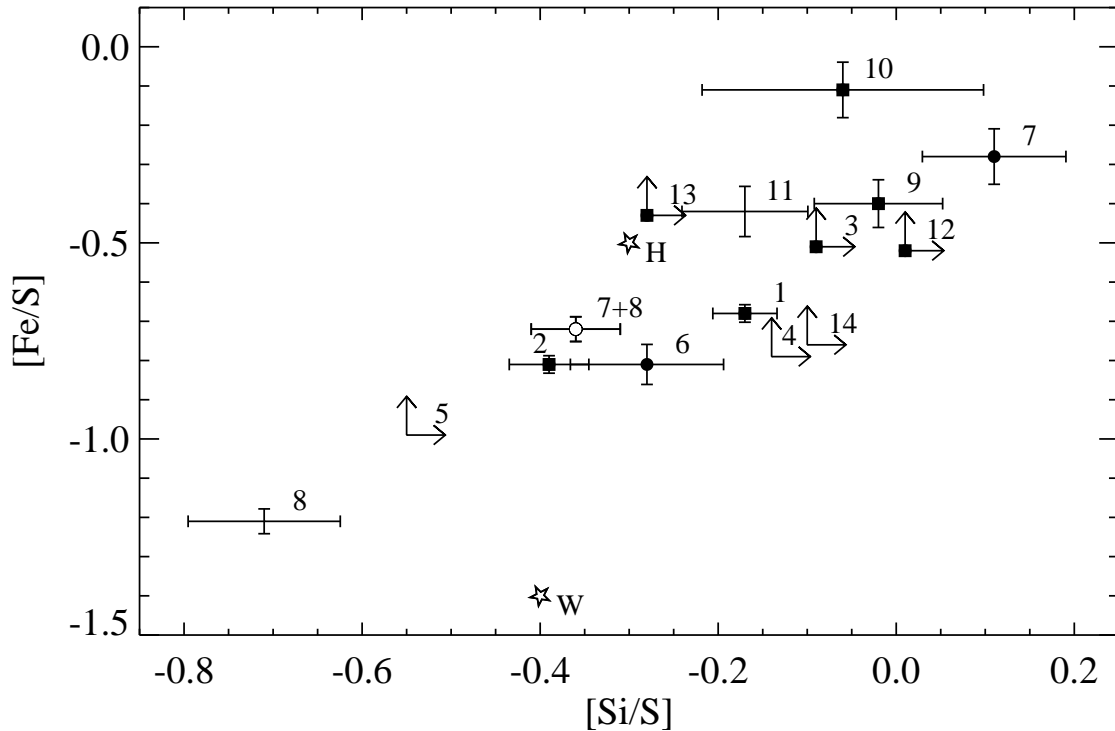


FIG. 4.11 – The iron-to-sulfur abundance ratio,  $[\text{Fe}/\text{S}]$ , is plotted as a function of the silicon-to-sulfur abundance ratio,  $[\text{Si}/\text{S}]$ . The observed correlation is interpreted as the result of depletion of Fe and Si onto dust grains. Different velocity components are numbered from 1 to 14. Filled squares are for components where both  $\text{H}_2$  and  $\text{C I}$  are detected, while filled circles are for components where  $\text{C I}$  is detected but not  $\text{H}_2$ . The open circle stands for components 7 and 8 considered as a single velocity component. Stars mark the typical depletions observed in the Galactic halo clouds (H) and in clouds of the Galactic warm disk (W; see Table 6 of Welty et al., 1999). The point corresponding to the depletion in clouds of the Galactic cold disk would be located off of the graph with  $[\text{Si}/\text{S}] = -1.3$  and  $[\text{Fe}/\text{S}] = -2.2$ .

therefore be a good tracer of  $\text{H}_2$  (Jura & York, 1978) and provide additional information for constraining the physical parameters of the gas. Unfortunately, the wavelength at which the strongest chlorine line ( $\text{Cl I } \lambda 1347$ ) is expected to fall is not covered by our spectrum. It is possible to give an upper-limit on  $N(\text{Cl I})$ , thanks to  $\text{Cl I } \lambda 1088$  and  $\text{Cl I } \lambda 1101$  transitions whose oscillator strengths have recently been measured by Sonnentrucker et al. (2006). We derive  $N(\text{Cl I}) \leq 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  for each component at the  $3\sigma$  detection limit. This leads to about  $N(\text{Cl I})/N(\text{H}_2) \leq 10^{-5}$  for the strongest  $\text{H}_2$  components (1, 9, and 10). Typical ratios measured along lines of sight toward the Magellanic clouds and the Galactic disk are, respectively,  $N(\text{Cl I})/N(\text{H}_2) \sim 0.4 - 3 \times 10^{-6}$  (André et al., 2004) and  $N(\text{Cl I})/N(\text{H}_2) \sim 0.4 \times 10^{-6}$  (Sonnentrucker et al., 2002). The non-detection of  $\text{Cl I}$  with such an upper-limit is therefore not surprising. Singly-ionised chlorine ( $\text{Cl II}$ ), in turn, has only two transitions at  $\lambda_{\text{rest}} \simeq 1063 \text{ \AA}$  and  $1071 \text{ \AA}$ . The corresponding features are blended with  $\text{H}_2$  or  $\text{Ly-}\alpha$  lines, but an upper-limit at  $3\sigma$  of about  $N(\text{Cl II}) \leq 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  can still be derived for components with a relative velocity between  $v \simeq -120 \text{ km s}^{-1}$  and  $-30 \text{ km s}^{-1}$  (i.e. components 3, 4, and 5).

TAB. 4.4 – Results of the Voigt-profile fitting of the singly-ionised metal lines.

#	$z_{\text{abs}}$	$v^1$ [km s $^{-1}$ ]	Ion (X)	$\log N(X)$	b [km s $^{-1}$ ]	$\Delta v_{\text{X/CI}}$ [km s $^{-1}$ ]
1	2.42450(5)	−157	P II	12.84± 0.03	6.6±0.1	+0.0
			S II	14.11± 0.02	"	
			Fe II	13.73± 0.01	"	
			Ni II	12.86± 0.05	"	
			Si II	14.30± 0.03	"	
2	2.42465(7)	−144	P II	12.22± 0.09	8.1±0.2	+0.3
			S II	14.21± 0.02	"	
			Fe II	13.70± 0.01	"	
			Ni II	12.92± 0.04	"	
			Si II	14.18± 0.04	"	
3	2.42494(4)	−119	P II	11.97± 0.18	10.7±0.7	+0.0
			S II	< 13.60	"	
			Fe II	13.39± 0.01	"	
			Ni II	<12.50	"	
			Si II	13.87± 0.08	"	
4	2.42514(4)	−101	P II	12.15± 0.09	5.1±0.1	—
			S II	< 13.60	"	
			Fe II	13.11± 0.01	"	
			Ni II	<12.50	"	
			Si II	13.82± 0.07	"	
5	2.42536(8)	−82	P II	11.68± 0.48	13.5±0.2	—
			S II	≤14.04	"	
			Fe II	13.35± 0.01	"	
			Ni II	12.81± 0.07	"	
			Si II	13.85± 0.09	"	
6	2.42605(6)	−21	P II	12.32± 0.09	9.8±0.2	+0.3
			S II	13.85± 0.05	"	
			Fe II	13.34± 0.01	"	
			Ni II	12.71± 0.08	"	
			Si II	13.93± 0.07	"	
7	2.42628(8)	−1	P II	13.09± 0.04	11.9±0.3	−0.1
			S II	14.08± 0.07	"	
			Fe II	14.10± 0.01	"	
			Ni II	13.18± 0.06	"	
			Si II	14.55± 0.04	"	
8	2.42632(7)	+2	P II	12.45± 0.12	5.7±0.1	—
			S II	14.49± 0.03	"	
			Fe II	13.58± 0.01	"	
			Ni II	<12.50	"	
			Si II	14.14± 0.08	"	
9	2.42660(0)	+26	P II	12.35± 0.06	7.4±1.0	+0.0
			S II	13.78± 0.06	"	
			Fe II	13.68± 0.01	"	
			Ni II	12.55± 0.09	"	
			Si II	14.12± 0.04	"	
10	2.42688(8)	+51	P II	12.00± 0.03	12.0±2.2	−0.1
			S II	13.90± 0.05	"	
			Fe II	14.09± 0.05	"	
			Ni II	12.81± 0.07	"	
			Si II	14.20± 0.15	"	
11	2.42705(4)	+66	P II	12.90± 0.05	10.5±3.5	—
			S II	14.04± 0.05	"	
			Fe II	13.92± 0.04	"	
			Ni II	12.97± 0.05	"	
			Si II	14.23± 0.05	"	
12	2.42718(3)	+77	P II	blend	2.8±1.5	+2.8
			S II	<13.60	"	
			Fe II	13.38± 0.01	"	
			Ni II	12.53± 0.08	"	
			Si II	13.97± 0.04	"	
13	2.42727(9)	+86	P II	blend	3.4±1.3	+0.5
			S II	<13.60	"	
			Fe II	13.47± 0.01	"	
			Ni II	< 12.50	"	
			Si II	13.68± 0.08	"	
14	2.42741(5)	+98	P II	blend	6.4±1.2	—
			S II	<13.60	"	
			Fe II	13.14± 0.01	"	
			Ni II	< 12.50	"	
			Si II	13.86 ±0.06	"	

<sup>1</sup> Relative velocity (in km s $^{-1}$ ) to the center of the Lyman- $\alpha$  absorption at  $z_{\text{abs}} = 2.42630$ .Upper-limits are given at  $3\sigma$ , except in the case of S II in component 5, for which the column-density derived has been considered as an upper-limit to take account of a possible blend.



## 4.4 Determination of physical parameters

### 4.4.1 Excitation temperatures

The excitation temperature  $T_{XY}$  between two rotational levels  $X$  and  $Y$  is defined as

$$\frac{N_Y}{N_X} = \frac{g_Y}{g_X} e^{-E_{XY}/kT_{XY}} \quad (4.1)$$

where  $g_X$  is the statistical weight of rotational level  $X$  :  $g_X = (2J_X + 1)(2I_X + 1)$  with nuclear spin  $I = 0$  for even  $J$  (para- $\text{H}_2$ ) and  $I = 1$  for odd  $J$  (ortho- $\text{H}_2$ ),  $k$  is the Boltzmann constant, and  $E_{XY}$  is the energy difference between the levels  $J = X$  and  $J = Y$ . If the excitation processes are dominated by collisions, then the populations of the rotational levels follow a Boltzmann distribution described by a unique excitation temperature for all rotational levels. In Fig. 4.12, we plot, for each  $\text{H}_2$  component, the natural logarithm of the ratios  $N(\text{H}_2, J = X)/N(\text{H}_2, J = 0)$  weighted by the degeneracy factor  $g_X/g_0$  against the energy between rotational levels. The slope of a straight line starting at the origin gives the inverse of the excitation temperatures  $T_{0-X}$  directly.

Figure 4.12 and Table 4.2 show that  $T_{0-1}$  is generally much lower than the other excitation temperatures. Generally,  $T_{0-1}$  is a good indicator of the kinetic temperature (Roy et al., 2006; Le Petit et al., 2006). However, two effects could act, in opposite directions, against this simple assumption. If the  $J = 1$  level is not thermalised, then  $T_{01}$  is a lower-limit on  $T_{\text{kin}}$ . On the contrary, the selective self-shielding of molecular hydrogen in the  $J = 1$  level for column densities below  $N(\text{H}_2) \approx 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  should make  $T_{01}$  an upper-limit on  $T_{\text{kin}}$ . Given the large densities we derive in those components (see § 4.4.3), collisions are not negligible and contribute towards thermalising the two levels. Despite large allowed ranges for individual components, and a relatively large dispersion among the individual components, the ratios  $N(\text{H}_2, J = 1)/N(\text{H}_2, J = 0)$  for the seven  $\text{H}_2$  components are all consistent with  $T_{01} \approx 140 \text{ K}$ , which corresponds to the intersection of all the individual  $T_{01}$  ranges. This value can be taken as representative of the kinetic temperature for the derivation of the densities (see § 4.4.3). The kinetic temperatures, roughly estimated by  $T_{01}$  (see Table 4.2), are nevertheless similar to what was found in previous studies. Srikanand et al. (2005), using the ortho-to-para ratio for thirteen  $\text{H}_2$  components in seven DLAs, found  $T \approx 153 \pm 78 \text{ K}$  (see also Ledoux et al., 2006b,  $T \sim 90 - 180 \text{ K}$ ). These values are higher than those measured in the ISM ( $77 \pm 17 \text{ K}$ ; Rachford et al., 2002) and in the Magellanic Clouds ( $82 \pm 21 \text{ K}$ ; Tumlinson et al., 2002). On the other hand, they are similar to what is observed through high-latitude Galactic sight lines ( $124 \pm 8 \text{ K}$ ; Gillmon et al. (2006) or ranging from  $81 \text{ K}$  at  $\log N(\text{H}_2) = 20$  to  $219 \text{ K}$  at  $\log N(\text{H}_2) = 14$ ; Wakker (2006)). This could be due to a high UV radiation field but also to different grain properties. Indeed, the photo-electric heating of the medium should be more efficient in the case of smaller grains. The higher excitation temperatures measured for higher rotational levels ( $J \geq 2$ ) show that other processes than collisions are in play. Rotational levels  $J = 4$  and  $J = 5$  can be populated by cascades following UV or formation pumping. We indeed assume in the following that these are the main processes populating high- $J$  levels. It is nevertheless also possible that the  $\text{H}_2$  rotational excitation is due to C-shocks or turbulence (Joulain et al., 1998; Cecchi-Pestellini et al., 2005) as in diffuse clouds.

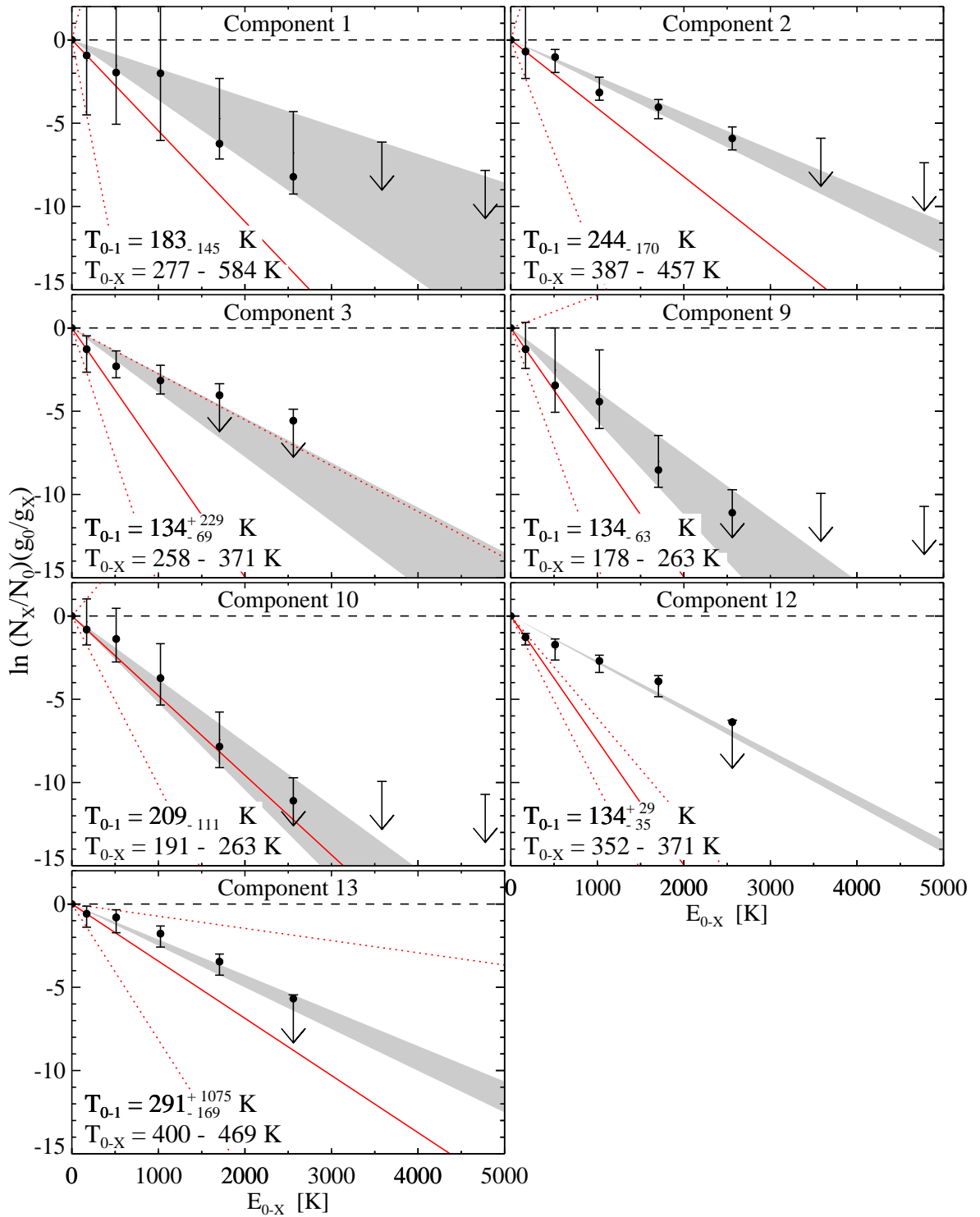


FIG. 4.12 – Excitation diagrams for the seven H<sub>2</sub> components. The grey area shows the range of excitation temperatures that can explain the populations of the  $J \geq 2$  rotational levels. The slope of straight lines give directly  $1/T_{0-X}$ . The solid line stands for  $T_{0-1}$  and dashed lines for the upper and lower limits on  $T_{0-1}$ .

#### 4.4.2 Photo-absorption rate

We can estimate the total absorption rate of Lyman- and Werner-band UV photons by  $\text{H}_2$  in the  $J = 0$  and  $J = 1$  levels,  $\beta_0$  and  $\beta_1$ , respectively, following Jura (1975a). The equilibrium of the  $J = 4$  and  $5$  level populations is described by

$$p_{4,0} \beta_0 n(\text{H}_2, J = 0) + 0.19 R n(\text{H}) n = A_{4 \rightarrow 2} n(\text{H}_2, J = 4) \quad (4.2)$$

and

$$p_{5,1} \beta_1 n(\text{H}_2, J = 1) + 0.44 R n(\text{H}) n = A_{5 \rightarrow 3} n(\text{H}_2, J = 5) \quad (4.3)$$

where  $R$  is the  $\text{H}_2$  molecule formation rate,  $n$  the proton density,  $p$  the pumping coefficients and  $A$  the spontaneous transition probabilities.

The factor 0.19 (resp. 0.44) means that about 19% (resp. 44%) of  $\text{H}_2$  molecules form in the  $J = 4$  (resp.  $J = 5$ ) level (Jura, 1974b). We use the spontaneous transition probabilities  $A_{4 \rightarrow 2} = 2.8 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  and  $A_{5 \rightarrow 3} = 9.9 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  (Spitzer, 1978) and the pumping efficiencies  $p_{4,0} = 0.26$  and  $p_{5,1} = 0.12$  (Jura, 1975a). The pumping due to formation of molecules onto dust grains is often neglected if densities are lower than  $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , which is generally the case in damped Lyman- $\alpha$  systems (Srianand et al., 2005). However, in the following, we rewrite the above equations in a form that only depends on the relative populations of  $\text{H}_2$  rotational levels.

The equilibrium between formation and destruction of  $\text{H}_2$  can be written

$$R n n(\text{H}) = R_{\text{diss}} n(\text{H}_2) \quad (4.4)$$

where  $R_{\text{diss}} = 0.11 \beta_0$ , assuming that 11% of the photo-absorptions lead to photo-dissociations (Jura, 1974b).

We can substitute  $R n n(\text{H})$  in Eqs. 4.2 and 4.3 and finally obtain (see also Cui et al., 2005) :

$$p_{4,0} \beta_0 \frac{N(\text{H}_2, J = 0)}{N(\text{H}_2)} + 0.021 \beta_0 = A_{4 \rightarrow 2} \frac{N(\text{H}_2, J = 4)}{N(\text{H}_2)} \quad (4.5)$$

and

$$p_{5,1} \beta_1 \frac{N(\text{H}_2, J = 1)}{N(\text{H}_2)} + 0.049 \beta_1 = A_{5 \rightarrow 3} \frac{N(\text{H}_2, J = 5)}{N(\text{H}_2)} . \quad (4.6)$$

One advantage of these expressions is that  $\beta_{0,1}$  can be determined in each component without any assumption to estimate  $N(\text{HI})$  in the component. Values obtained for  $\beta_{0,1}$  in the different components are given in Table 4, where it can be seen that the usual assumption  $\beta_0 = \beta_1$  is verified.

We find the photo-absorption rate of  $\text{H}_2$  in the Lyman and Werner bands  $\beta_0 \in [7.6 \times 10^{-11}, 2.5 \times 10^{-9}] \text{ s}^{-1}$  ( $\beta_0 \simeq 1.1 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$  for the best-fit value) in component 1;  $\beta_0 \simeq 1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  in component 2;  $\beta_0 \simeq 1.2 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  in component 12 and  $\beta_0 \simeq 1.5 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  in component 13. Much lower values are found for components with higher  $\text{H}_2$  column densities : for component 9 ( $\beta_0 \simeq 1.4 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ ), and for component 10 ( $\beta_0 \simeq 2.4 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ ). We also derive an upper-limit on the photo-absorption rate for components 3 ( $\beta_0 \lesssim 2.4 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ ). These values are spread over about 2 orders of magnitude.

We plot the photo-absorption rate,  $\beta_0$ , versus  $\log N(\text{H}_2)/N(\text{CI})$  in Fig. 4.13. Srianand & Petitjean (1998) suggest that this latter ratio is a good indicator of the physical conditions

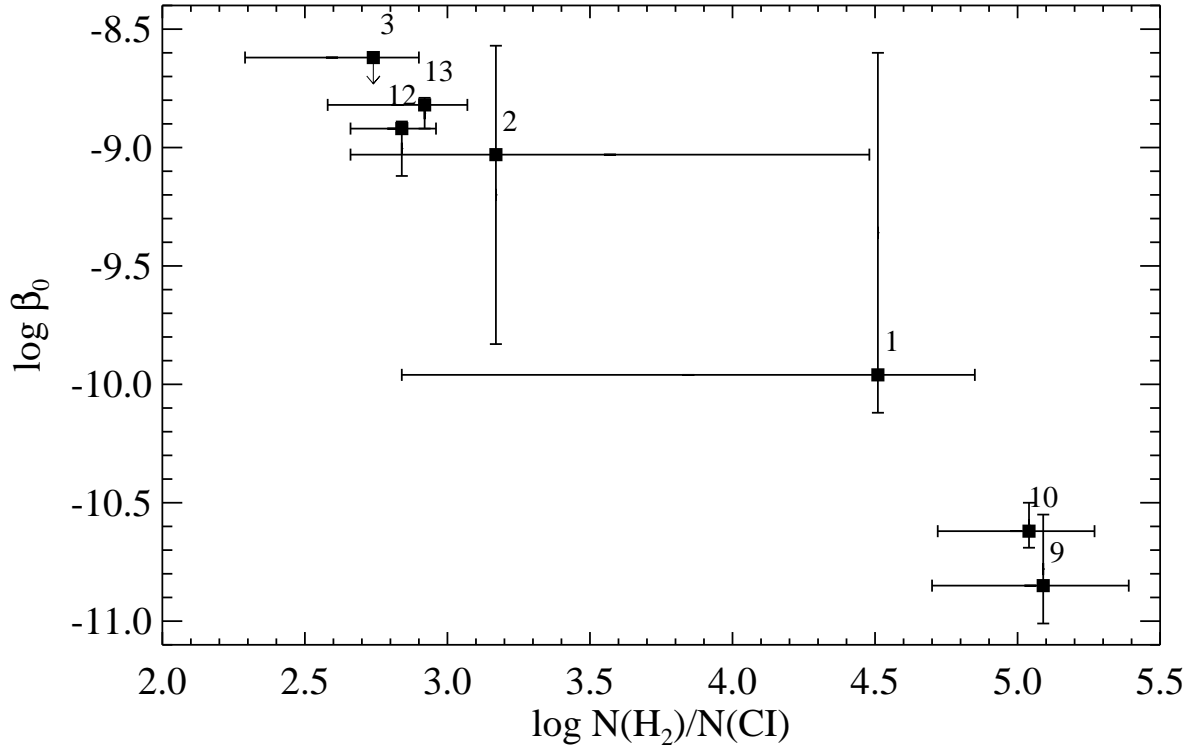


FIG. 4.13 – Logarithm of the photo-absorption rate as a function of  $\log N(\text{H}_2)/N(\text{C I})$ . Squares stand for the best-fit values. Despite large allowed ranges on  $\beta_0$  and  $N(\text{H}_2)/N(\text{C I})$  (dominated by the  $N(\text{H}_2)$  uncertainties), there is a clear anti-correlation between the two quantities.

in the absorber as it increases when the ionisation parameter decreases. There is an anti-correlation ( $R = -0.97$ ) between  $\log \beta_0$  and  $\log N(\text{H}_2)/N(\text{C I})$  that is mostly due to shielding effects.

We can correct for the shielding effect (self-shielding and dust-shielding) and estimate the UV background intensity outside the cloud. The photo-dissociation rate is related to the ambient UV flux :

$$R_{\text{diss}} = 0.11 \beta_0 = (4\pi) 1.1 \times 10^8 J_{\text{LW}} S_{\text{shield}} (\text{s}^{-1}) \quad (4.7)$$

where  $J_{\text{LW}}$  ( $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) is the UV intensity at  $h\nu = 12.87 \text{ eV}$ , averaged over the solid angle (Abel et al., 1997; Hirashita & Ferrara, 2005). The term  $S_{\text{shield}}$  is the correction factor for  $\text{H}_2$  self-shielding (Draine & Bertoldi, 1996) and dust extinction. For  $\log N(\text{H}_2) > 14$ , it can be expressed as

$$S_{\text{shield}} = \left( \frac{N(\text{H}_2)}{10^{14} \text{ cm}^{-2}} \right)^{-0.75} e^{-\sigma_{\text{d}} N_{\text{d}}} . \quad (4.8)$$

The term due to dust extinction,  $e^{-\sigma_{\text{d}} N_{\text{d}}}$ , is expressed using the optical depth of the dust in the UV,  $\tau_{\text{UV}} \equiv \sigma_{\text{d}} N_{\text{d}}$  :

$$\tau_{\text{UV}} = 0.879 \left( \frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{\delta}{2 \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{\mathcal{D}}{10^{-2}} \right) \left( \frac{N_{\text{H}}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \quad (4.9)$$

where  $a$  is the radius of a grain,  $\mathcal{D}$  the dust-to-gas mass ratio, and  $\delta$  the grain material density

TAB. 4.5 – UV radiation field and star-formation rate around individual components

#	$\log \beta_0$ [s <sup>-1</sup> ]	$\log \beta_1$ [s <sup>-1</sup> ]	$\log J_{\text{LW}}$ [erg/s/cm <sup>2</sup> /Hz/sr]	$\Sigma_{\text{SFR}}$ [M <sub>⊙</sub> /yr/kpc <sup>2</sup> ]
1	-9.96 <sup>+1.36</sup> <sub>-0.16</sub>	-9.96 <sup>+1.10</sup> <sub>-0.22</sub>	-17.02 <sup>+0.26</sup> <sub>-0.13</sub>	51 × 10 <sup>-2</sup>
2	-9.00 <sup>+0.46</sup> <sub>-0.80</sub>	-9.03 <sup>+0.29</sup> <sub>-1.21</sub>	-17.41 <sup>+0.05</sup> <sub>-0.14</sub>	21 × 10 <sup>-2</sup>
3	≲ -8.62	≲ -8.23	≲ -17.74	≲ 9 × 10 <sup>-2</sup>
9	-10.85 <sup>+0.30</sup> <sub>-0.16</sub>	< -10.67	-18.01 <sup>+0.35</sup> <sub>-0.14</sub>	5 × 10 <sup>-2</sup>
10	-10.62 <sup>+0.12</sup> <sub>-0.07</sub>	< -10.96	-17.82 <sup>+0.27</sup> <sub>-0.02</sub>	8 × 10 <sup>-2</sup>
12	-8.92 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.20</sub>	< -9.03	-17.70 <sup>+0.08</sup> <sub>-0.28</sub>	10 × 10 <sup>-2</sup>
13	-8.82 <sup>+0.03</sup> <sub>-0.10</sub>	< -8.74	-17.62 <sup>+0.37</sup> <sub>-0.30</sub>	13 × 10 <sup>-2</sup>

(Hirashita & Ferrara, 2005). Given the low HI column density, the exponential term is always very close to 1, and  $S_{\text{shield}} \simeq (N(\text{H}_2)/10^{14} \text{ cm}^{-2})^{-0.75}$ ; therefore,

$$J_{\text{LW}} \simeq \frac{8 \times 10^{-11} \beta_0}{S_{\text{shield}}} . \quad (4.10)$$

It can be seen in Table 4.5 that for each component, the allowed ranges for  $J_{\text{LW}}$  are all much smaller compared to the larger allowed ranges for  $\beta_0$ . This is especially true for components 1 and 2 (see also Fig. 4.13) and caused by errors in  $N$  being correlated with errors in Doppler parameters. Since absorptions from the low J levels are more saturated than those from the higher J levels, the derived  $N$  are more sensitive to a change in  $b$ ; when  $b$  is decreased,  $\log N(\text{high})/N(\text{low})$  decreases, and the derived value of  $\beta_0$  gets lower but the shielding correction is larger. Therefore the  $J_{\text{LW}}$  values derived for extreme values of  $b$  (see § 4.3.1 and Table 4.2) are similar.

The derived UV intensity is about one to two orders of magnitude higher than the typical Galactic UV intensity that is about  $J_{\text{LW},\odot} \simeq 3.2 \times 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  in the solar vicinity (Habing, 1968). Using FUSE, Tumlinson et al. (2002) also derive in the Magellanic clouds UV fluxes 10 to 100 times higher than in the Milky Way. This can be interpreted as in-situ star-formation close to the absorbing clouds. Note that, after shielding correction, the scatter in  $J_{\text{LW}}$  is much smaller than the two orders of magnitude variation in  $\beta_0$  from one component to the other. It must be recalled that this is derived under the assumption that high-J excitation is mainly due to UV pumping and formation on dust grains.

The observed ratio of the ambient UV flux to that in the solar vicinity,  $\chi = J_{\text{LW}}/J_{\text{LW},\odot}$ , is in the range  $\chi \sim 30 - 300$ . This should be considered as upper limits, as no other excitation processes than UV pumping and formation on dust is considered here. In any case, the observed excitations are still higher than in the Galactic halo or the Magellanic clouds. We therefore safely estimate that the present UV flux is about one order of magnitude higher than in the ISM.

Using the relation between the star-formation rate (SFR) per unit surface and  $\chi$ ,  $\Sigma_{\text{SFR}} = 1.7 \times 10^{-3} \chi \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$  (Hirashita & Ferrara, 2005), we derive a SFR in the different components in the range,  $\Sigma_{\text{SFR}} \sim 5 - 50 \times 10^{-2} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ . The detailed values are given in Table 4.5. It can be seen that there is a gradient in the SFR through the DLA profile. The derived SFR is higher close to component 1. Note that if the star-formation region is larger

than about 1 kpc, the associated Lyman- $\alpha$  emission should be detectable (e.g Møller et al., 2004; Heinmüller et al., 2006).

#### 4.4.3 C I fine structure

Neutral carbon is usually seen in components where  $\text{H}_2$  is detected. As the ionisation potential of C I (11.2 eV) is similar to the energy of photons in the Werner and Lyman bands, C I is usually a good tracer of the physical conditions in the molecular gas. In the present system, C I is detected in all components where  $\text{H}_2$  is detected but is also detected in two additional components (# 6 and 7). It is possible to derive constraints on the particle density of the gas from relative populations of the fine-structure levels of the C I ground term ( $2s^22p^2\ ^3P_{0,1,2}$ ). In Fig. 4.14 we compare the ratios  $N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$  and  $N(\text{C I}^{**})/N(\text{C I})$  with models computed with the code POPRATIO (Silva & Viegas, 2001). Taking into account the cosmic microwave background (CMB) radiation with temperature  $T_{\text{CMBR}} = 2.73 \times (1 + z)$  and assuming an electron density of  $n_e = 10^{-4} \times n_{\text{H}}$ , kinetic temperatures in the range  $T = 80 - 200$  K, and radiative excitation similar to that in the Milky Way, we derive hydrogen densities of the order of  $n(\text{H I}) \simeq 100 - 200 \text{ cm}^{-3}$  for the components where  $\text{H}_2$  is detected. It is in turn about  $n(\text{H I}) \simeq 50 \text{ cm}^{-3}$  for components without  $\text{H}_2$  detection if we assume the same kinetic temperature. If the temperature is higher in these two components (# 6 and 7), then densities would be even lower. The results are hardly dependent on the exact value of the ambient flux and on the electron and  $\text{H}_2$  densities for this range of particle densities. The most influential processes in that case are the radiative excitation from the CMB and the collisional excitation depending on  $n(\text{H I})$  and  $T$ . To illustrate this, we also assumed an ambient flux 30 times higher than the Galactic flux. The above densities for components 6 and 7 are decreased by a factor of about 2 and even less for the other components. Note however, that a very high UV flux ( $\sim 100$  times the Galactic flux) would make the observed C I fine-structure column-density ratios inconsistent with the models for the lowest-density components. This again shows that the UV flux derived in the previous section is probably an upper-limit.

Assuming temperatures between  $T \sim 80$  K and  $T \sim 200$  K also gives very similar results. Using a Galactic ISM temperature of  $T = 80$  K leads to a higher inconsistency between the  $N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$  and  $N(\text{C I}^{**})/N(\text{C I})$  ratios. This supports the idea already mentioned in the previous section that the kinetic temperature is higher in this system than in the Galactic ISM (see Figs. 4.12, 4.14 and Table 4.6). Note that, because the column densities  $N(\text{C I}^{**})$  are close to the  $3\sigma$  detection-limit ( $\log N(\text{C I}^{**}) = 12.50$ ) and rather dependent on the continuum placement, densities derived from  $N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$  are the most reliable.

## 4.5 Discussion and conclusions

We have detected strong molecular hydrogen absorption lines associated with the DLA at  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  toward Q 2348–011 in seven velocity components spread over  $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$  and from rotational levels  $J = 0$  up to  $J = 5$ . We used these observations to constrain the physical conditions in the gas.

From the fine-structure levels of neutral carbon, we derived hydrogen volumic densities of the order of 100 to 200  $\text{cm}^{-3}$  in the components where  $\text{H}_2$  is detected. Densities below 50  $\text{cm}^{-3}$  are derived in the two components where C I is detected but not  $\text{H}_2$ . This agrees with the

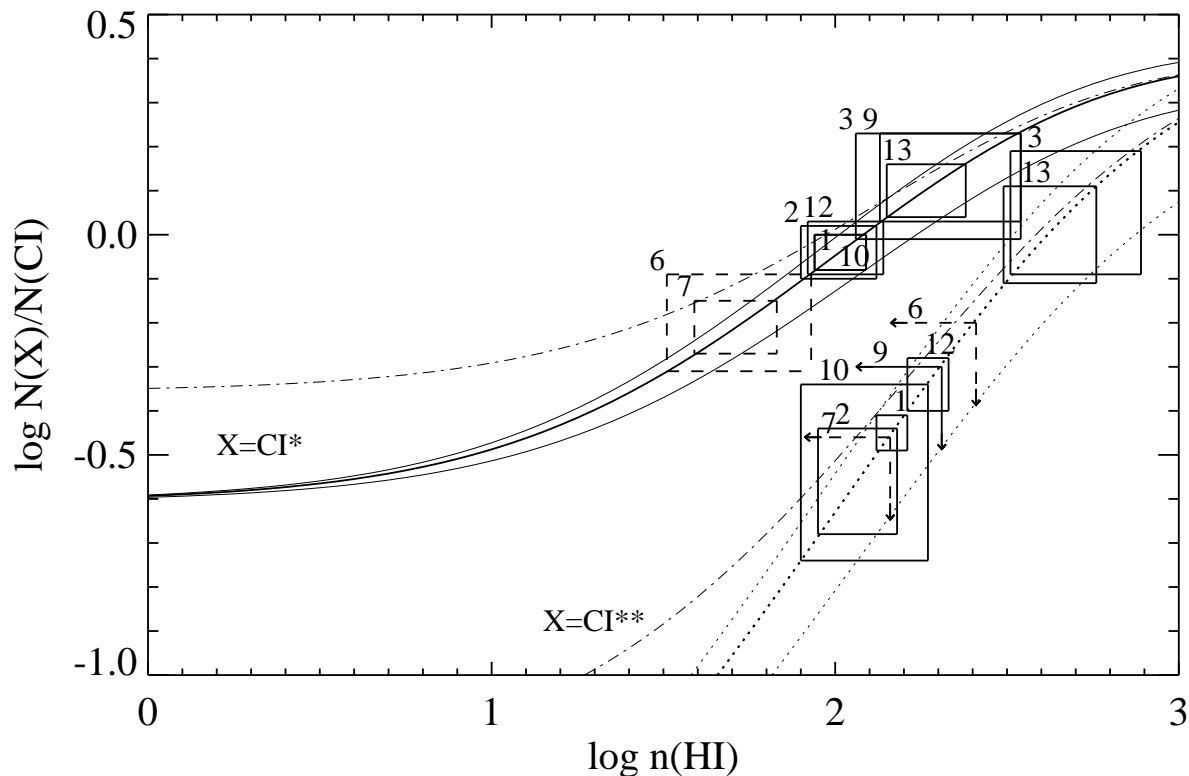


FIG. 4.14 – Analysis of the CI fine-structure relative populations using results from the POPRATIO code (Silva & Viegas, 2001). Solid and dashed lines give, respectively,  $N(\text{CI}^*)/N(\text{CI})$  and  $N(\text{CI}^{**})/N(\text{CI})$  versus gas density for a Galactic ambient flux. The corresponding thick lines stand for the model with  $T = 140$  K, whereas the thin lines stand for  $T = 200$  K (upper curves) and  $T = 80$  K (lower curves). The dashed-dotted lines represent the model with an ambient flux 30 times higher than the Galactic flux. Boxes show the observed  $1\sigma$  range vertically for  $N(\text{CI}^*)/N(\text{CI})$  and  $N(\text{CI}^{**})/N(\text{CI})$  and horizontally the corresponding  $n$  values for the model with Galactic ambient flux and  $T = 140$  K. They are therefore arbitrarily centred on the corresponding curve. Note that the results from different models are within errors. The influence of the UV flux is higher for components 6 and 7, for which no  $\text{H}_2$  has been found. The corresponding derived densities are therefore considered as upper limits.

results from Srianand et al. (2005). The relative populations of the first two rotational levels are all consistent with a kinetic temperature of about 120 to 160 K, under the assumption that  $T_{01}$  is a good indicator of  $T_{\text{kin}}$ . The temperatures derived are higher than typical temperatures in the ISM of the Galaxy. Detailed models of diffuse molecular clouds should be constructed to understand the origin of this difference. Actual kinetic temperatures could even be slightly higher if the  $J = 1$  level is not thermalised (see, e.g., Le Petit et al., 2006), and then densities would also be slightly lower.

The physical properties of the  $\text{H}_2$ -bearing gas are characteristic of a cold neutral medium. Molecular hydrogen in this DLA traces cold gas but with a higher pressure (of the order of  $p \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}\text{K}$ ) than that measured along lines of sight in the Galactic ISM. Temperatures and densities are similar to those observed in the Galactic halo (Wakker, 2006; Richter et al., 2003).



TAB. 4.6 – Densities derived using models in Fig. 4.14 with  $T = 140$  K, and the ratios  $N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$  (col. 2),  $N(\text{C I}^{**})/N(\text{C I})$  (col. 3).

#	$n(\text{H I}) [\text{cm}^{-3}]$		adopted <sup>1</sup>
	$N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$	$N(\text{C I}^{**})/N(\text{C I})$	
1	87–123	132–162	105±18
2	79–132	89–151	106±27
3	115–347	324–776	231±116
6	32–85	<257	<59 <sup>2</sup>
7	39–68	<145	<54 <sup>2</sup>
9	135–347	<204	170±35
10	87–123	79–186	105±18
12	83–138	162–214	111±28
13	141–240	309–575	191±50

<sup>1</sup> Because  $N(\text{C I}^*)$  is more reliable than  $N(\text{C I}^{**})$ , we take the corresponding  $n$  value as the actual  $n$  value (col. 4), unless there is an upper limit on  $N(\text{C I}^{**})$  that is then taken into account (component 9).

<sup>2</sup> The values for components 6 and 7 are considered as upper-limits, because of the higher dependence on the ambient UV flux.

If we assume that H I is distributed over the nine C I-bearing components proportionally to  $N(\text{C I})$ , then the mean H I column density is about  $10^{19.5} \text{ cm}^{-2}$  in individual components. The molecular clouds must therefore have an extension along the line of sight that is smaller than 1 pc. This supports the view that H<sub>2</sub>-bearing gas is clumped into small clouds (see, e.g., Hirashita et al., 2003).

From the relative populations of H<sub>2</sub> rotational levels, we derived photo-absorption rates. Correcting for self-shielding, we are able to estimate the incident UV flux on the cloud, which we find to be about one order of magnitude higher than in the solar vicinity, similar to what is observed through the Magellanic clouds (Tumlinson et al., 2002). This shows that there is ongoing star formation in this system.

Searches for the galaxy responsible for the  $z_{\text{abs}} = 2.4263$  DLA toward Q 2348–011 have been unsuccessful until now. Mannucci et al. (1998), using the NICMOS3 256<sup>2</sup> MAGIC camera at the Calar Alto 3.5 m telescope, reported the detection of an H $\alpha$  emission-line galaxy at  $z \simeq 2.43$ . The object is located at  $\sim 11$  arcsec, corresponding to  $\sim 90$  kpc for the standard  $\Omega\text{CDM}$  cosmology, from the line of sight toward Q 2348–011 and the inferred SFR is  $78 \text{ M}_{\odot}\text{yr}^{-1}$ . The emission from the corresponding star-formation region is not large enough to explain the UV flux in which the gas is embedded. Bunker et al. (1999) spectroscopically observed Q 2348–011 over the wavelength range where possible H $\alpha$  emission at  $z = 2.43$  would be redshifted. From the non-detection of any emission, they derived an upper limit of about  $SFR \leq 21 h^{-2} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  for the SFR of any possible object exactly aligned with the quasar. However, their observations are not very sensitive ( $\sim 10^{-15} \text{ erg/s/cm}^2$ ). More recently Colbert & Malkan (2002) obtained coronagraphic H-band images of the field with the Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrograph mounted on the Hubble Space Telescope. With a  $5\sigma$  detection limit  $H = 22$ , they detected three objects at 3.3, 9.7, and 10.7 arcsec or 19, 55, and 61  $h^{-1}$  kpc from Q 2348–011. If at the same redshift as the DLA, these objects are about 1 to 2 magnitudes brighter than an L<sub>\*</sub> galaxy. In particular the authors reject the object closer to the line of sight as a possible DLA galaxy candidate because of its brightness.



The origin of the UV excess in the vicinity of the gas is therefore unclear. Either one or several objects within 11 arcsec from the quasar are indeed at the redshift of the DLA and provide the inferred UV flux through star-formation activity or the region of star-formation is located on the line of sight to the quasar that is exactly aligned with it. In that case, Lyman- $\alpha$  emission should be observed at the bottom of the DLA trough. The SDSS spectrum of Q 2348–011 is too noisy to claim anything in this matter. It will thus be very interesting (i) to determine the spectroscopic redshifts of the objects that are located close to the line of sight and (ii) to perform deep intermediate-resolution spectroscopy of the quasar to search for any Lyman- $\alpha$  emission.

*Acknowledgements.* We thank the anonymous referee for a thorough reading of the manuscript and useful comments. PN is supported by a PhD fellowship from ESO. PPJ and RS gratefully acknowledge support from the Indo-French Centre for the Promotion of Advanced Research (Centre Franco-Indien pour la Promotion de la Recherche Avancée) under contract No. 3004-3.

## Chapitre 5

# Mécanismes d'excitation dans des absorbants $\text{H}_2$ récemment découverts : systèmes à faibles fractions moléculaires

« No problem is too small or too trivial if we can really do something about it. »

Richard Feynman

### Sommaire

---

Résumé . . . . .	134
5.1 Introduction . . . . .	137
5.2 Observations . . . . .	138
5.3 Le système à $z_{\text{abs}} = 2.431$ sur la ligne de visée de Q 2343+125 . .	138
5.3.1 Contenu en hydrogène moléculaire et carbone neutre . . . . .	139
5.3.2 Contenu en métaux . . . . .	142
5.4 Le système à $z_{\text{abs}} = 1.989$ sur la ligne de visée de HE 2318–1107 .	145
5.4.1 Contenu moléculaire . . . . .	145
5.4.2 Carbone neutre . . . . .	145
5.4.3 Contenu en métaux . . . . .	146
5.5 Le système à $z_{\text{abs}} = 2.402$ sur la ligne de visée de HE 0027–1836 .	150
5.5.1 Contenu moléculaire . . . . .	150
5.5.2 Carbone neutre . . . . .	154
5.5.3 Contenu en métaux . . . . .	154
5.5.4 $\text{C II}^*$ et le flux UV ambiant . . . . .	155
5.6 Excitation de $\text{H}_2$ sur la ligne de visée de HE 0027–1836 . . . . .	159
5.6.1 Températures d'excitation . . . . .	159
5.6.2 Dispersion en vitesse . . . . .	160
5.6.3 Modèles . . . . .	162
5.7 Commentaires sur la métallicité et la déplétion . . . . .	165
5.8 Conclusion . . . . .	168

---

## Résumé

Nous effectuons une analyse détaillée de trois DLAs présentant des raies d'absorptions de  $\text{H}_2$ . Il s'agit de nouvelles détections dont deux sont présentées ici pour la première fois (à  $z_{\text{abs}} = 2.402$  et  $z_{\text{abs}} = 1.989$  sur la ligne de visée de HE 0027–1836 et HE 2318–1107, respectivement). La troisième détection (à  $z_{\text{abs}} = 2.431$  dans le spectre de Q 2343+125) a été présentée brièvement par Petitjean, Ledoux, Noterdaeme, & Srianand (2006). Nous en faisons également l'étude détaillée.

Ces trois systèmes ont de faibles fractions moléculaires,  $f < 1/10\,000$ , avec  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}))$ . Un seul système caractérisé par une telle fraction moléculaire avait été découvert précédemment (Q 0347–383,  $z_{\text{abs}} = 3.025$ ; Levshakov et al., 2002).

Deux des systèmes présentés ont une métallicité élevée  $[X/H] > -1$ , tandis que le DLA sur la ligne de visée de HE 0027–1836 est le système de plus basse métallicité ( $[Zn/H] = -1.63$ ) dans lequel  $\text{H}_2$  a pu être détecté à ce jour. Les patrons de déplétion de Si, S, Ti, Cr, Mn, Fe et Ni dans les trois systèmes sont très similaires à ce qui est observé dans le gaz diffus du halo Galactique, probablement à cause des métallicités similaires. Le facteur de déplétion n'est que légèrement supérieur dans les composantes présentant  $\text{H}_2$ , ce qui pourrait être une conséquence de la relation entre fraction moléculaire et métallicité.

Le système à  $z_{\text{abs}} = 2.402$  sur la ligne de visée de HE 0027–1836 est particulièrement intéressant car il présente des raies de  $\text{H}_2$  dans des niveaux rotationnels allant jusqu'à  $J = 5$  dans une seule composante bien définie. Le champ de radiation UV estimé à partir des populations des niveaux rotationnels est environ 20 fois supérieur au champ UV Galactique moyen. Ceci pourrait être une limite supérieure car nous faisons implicitement l'hypothèse que l'excitation de  $\text{H}_2$  est principalement due à la fluorescence suivant l'absorption d'un photon UV. Cependant, la même valeur est retrouvée lorsque le champ de radiation est estimé à partir de l'équilibre thermique et de la densité projetée de  $\text{C II}^*$ .

Grâce à l'excellente qualité des données, nous sommes capables d'observer pour la première fois à grand décalage spectral une augmentation de la largeur des raies de  $\text{H}_2$  avec le niveau rotationnel. Il existe en première approximation une relation linéaire entre l'énergie cinétique de la molécule (telle que mesurée par le paramètre Doppler) et l'énergie du niveau rotationnel dans lequel elle se trouve. Ceci pourrait être une conséquence directe de la formation de  $\text{H}_2$  sur les grains de poussières, mais cette explication semble incompatible avec le faible taux de formation dû à la petite quantité de poussières présentes dans le système.

Nous avons construit des modèles de régions de photo-dissociation afin de reproduire l'excitation de  $\text{H}_2$ . La température d'excitation est d'environ 90 K pour  $J = 0$  à 2 et  $\sim 500$  K pour les niveaux rotationnels supérieurs. Les modèles isothermes à une composante ne sont pas capables de reproduire les excitations rotationnelles. Un modèle à deux composantes est requis : une composante de densité  $\sim 50 \text{ cm}^{-3}$  avec un faible champ de radiation incident ( $\chi = 1$ ) pour expliquer les niveaux rotationnels  $J \leq 2$  et une composante de haute densité ( $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$ ) avec une forte illumination ( $\chi = 30$ ) pour expliquer l'excitation de  $J \geq 3$ . La juxtaposition de ces deux composantes pourrait néanmoins être ad-hoc et la structure multi-composantes être due à des effets de dissipation turbulente ou des chocs type C.

**Excitation mechanisms in newly discovered H<sub>2</sub>-bearing  
Damped Lyman- $\alpha$  clouds :  
Systems with low molecular fractions \***

Pasquier Noterdaeme, Cédric Ledoux, Patrick Petitjean, Franck Le Petit,  
Raghunathan Srianand and Alain Smette

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS 474, 393, 2007

---

\*Based on observations carried out at the European Southern Observatory (ESO) under progs. ID 67.A-0022, 69.A-0204, 072.A-0346, 072.A-0442, 073.A-0071 and 074.A-0201 with the UVES spectrograph installed at the Very Large Telescope (VLT) Kueyen UT2 on Cerro Paranal, Chile

## Abstract

*Aims.* We probe the physical conditions in high-redshift damped Lyman- $\alpha$  systems (DLAs) using the observed molecular fraction and the rotational excitation of molecular hydrogen.

*Methods.* We search for Lyman- and Werner-band absorption lines of molecular hydrogen in the VLT/UVES spectra of background QSOs at the redshift of known DLAs.

*Results.* We report two new detections of molecular hydrogen in the systems at  $z_{\text{abs}} = 2.402$  and 1.989 toward, respectively, HE 0027–1836 and HE 2318–1107, discovered in the course of the Hamburg-ESO DLA survey. We also present a detailed analysis of our recent H<sub>2</sub> detection toward Q 2343+125. All three systems have low molecular fractions,  $\log f \leq -4$ , with  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}))$ . Only one such H<sub>2</sub> system was known previously. Two of them (toward Q 2343+125 and HE 2318–1107) have high-metallicities,  $[\text{X}/\text{H}] > -1$ , whereas the DLA toward HE 0027–1836 is the system with the lowest metallicity ( $[\text{Zn}/\text{H}] = -1.63$ ) among known H<sub>2</sub>-bearing DLAs. The depletion patterns for Si, S, Ti, Cr, Mn, Fe and Ni in the three systems are found to be very similar to what is observed in diffuse gas of the Galactic halo. Molecular hydrogen absorption from rotational levels up to  $J = 5$  is observed in a single well-defined component toward HE 0027–1836. We show that the width (Doppler parameter) of the H<sub>2</sub> lines increases with increasing  $J$  and that the kinetic energy derived from the Doppler parameter is linearly dependent on the relative energy of the rotational levels. There is however no velocity shift between lines from different rotational levels. The excitation temperature is found to be 90 K for  $J = 0$  to  $J = 2$  and  $\sim 500$  K for higher  $J$  levels. Single isothermal PDR models fail to reproduce the observed rotational excitations. A two-component model is needed : one component of low density ( $\sim 50 \text{ cm}^{-3}$ ) with weak illumination ( $\chi = 1$ ) to explain the  $J \leq 2$  rotational levels and another of high density ( $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$ ) with strong illumination ( $\chi = 30$ ) for  $J \geq 3$  levels. However, the juxtaposition of these two PDR components may be ad-hoc and the multicomponent structure could result either from turbulent dissipation or C-shocks.

## 5.1 Introduction

High-redshift damped Lyman- $\alpha$  systems (DLAs) are the absorbers of highest  $\text{H I}^1$  column density seen in QSO spectra, with  $N(\text{H I}) \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . These absorbers are a major reservoir of neutral hydrogen at  $2 \leq z \leq 3$  (e.g. Prochaska et al., 2005a) and have long been identified as the precursors of present day galaxies (see Wolfe et al., 2005, for a recent review). Our understanding of DLAs is primarily based on absorption-line studies, involving the detection of low-ionization metal transitions and, in a few cases, molecular hydrogen (e.g. Ledoux et al., 2003; Srianand et al., 2005). Molecular hydrogen is conspicuous in our Galaxy : lines of sight with  $\log N(\text{H I}) \geq 21$  usually have  $\log N(\text{H}_2) \geq 19$  (Savage et al., 1977; Rachford et al., 2002) whilst high-redshift ( $z_{\text{abs}} > 1.8$ )  $\text{H}_2$ -bearing DLAs are rare with only ten detections reported up to now, with redshifts up to  $z_{\text{abs}} = 4.2$  (Ledoux et al., 2006b). Petitjean et al. (2006) noted a correlation between the presence of molecular hydrogen and the metallicity ( $[\text{X}/\text{H}] = \log N(\text{X})/N(\text{H}) - \log \text{X}/\text{H}_{\odot}$ , with  $\text{X} = \text{Zn}, \text{S}$  or  $\text{Si}$ ) in the gas that may help select the best candidates for future surveys. Indeed, 40% of the  $[\text{X}/\text{H}] > -1.3$  DLAs have  $\log f > -4$ , with  $f = 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2) + N(\text{H I}))$ . On the other hand, only 15% of the overall sample (with  $-2.5 < [\text{X}/\text{H}] < -0.3$ ) have  $\log f > -4$ . Furthermore, up to now, there is no  $\text{H}_2$  detection in  $[\text{X}/\text{H}] < -1.5$  DLAs, down to a detection limit of typically  $N(\text{H}_2) = 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

The distribution of molecular fractions is observed to be bimodal : all the upper limits are lower than  $\log f = -4.5$ , whereas all detections above this limit have  $\log f > -3$ . Low molecular fractions (with  $\log f \leq -4$ ) are basically unexplored (see however Levshakov et al., 2002). Up to now, only two low- $f$  systems have been reported, in the DLA at  $z_{\text{abs}} = 3.025$  toward Q 0347–383 ( $\log f = -5.9$ ; Levshakov et al., 2002; Ledoux et al., 2003) and in the DLA at  $z_{\text{abs}} = 2.431$  toward Q 2343+125 ( $\log f = -6.4$ ; Petitjean et al., 2006).

Molecular hydrogen is primarily formed on the surface of dust grains in the interstellar medium (e.g. Hollenbach & Salpeter, 1971), but can also result from the formation of negative hydrogen ( $\text{H}^-$ ) if the gas is warm and dust-free (e.g. Black et al., 1987).  $\text{H}_2$  is also formed in the gas phase by radiative association of  $\text{H}^+$  with  $\text{H}$  to form  $\text{H}_2^+$ , followed by charge transfer with  $\text{H}$ . However, the reaction is slow in the conditions prevailing in the DLA gas. Spitzer & Jenkins (1975) first showed that the observed relative populations of the  $\text{H}_2$  rotational levels cannot be described by a single excitation temperature. Whilst the low- $J$  levels can be thermalised, the high- $J$  levels are populated by direct formation on these levels and UV pumping (e.g. Jura, 1975a) or by collisions if part of the gas is heated to temperatures above a few hundred K by, for example, turbulent dissipation and/or shocks (e.g. Joulain et al., 1998; Cecchi-Pestellini et al., 2005). In DLAs,  $\text{H}_2$  excitation is generally explained by predominant UV pumping (Hirashita & Ferrara, 2005).

Here we present the analysis of  $\text{H}_2$  absorptions in three DLAs, at  $z_{\text{abs}} = 2.431, 1.989,$  and  $2.402$  toward, respectively, Q 2343+125, HE 2318–1107, and HE 0027–1836. The three systems have low molecular fractions according to the above criterion,  $\log f \leq -4$ . The  $z_{\text{abs}} = 2.431$  system toward Q 2343+125 has the lowest molecular fraction measured till now in a DLA. We recently reported this detection as part of a high-metallicity ( $[\text{X}/\text{H}] > -1.3$ ) UVES DLA sample (Petitjean et al., 2006). A detailed analysis of the system is given here. The latter two systems are new detections discovered during the Hamburg-ESO DLA survey

---

<sup>1</sup>To avoid confusion, we use the convenient spectroscopic notation (e.g.  $\text{Si II}$  for  $\text{Si}^+$ ) for atoms and ions following the convention widely used in this field.

(Smette et al., 2005, Smette et al. 2007, in prep.) and are reported for the first time.  $\text{H}_2$  is detected in rotational levels up to  $J = 5$  in the DLA toward HE 0027–1836. This is the system with the lowest metallicity amongst known  $\text{H}_2$ -bearing DLAs. We present the observations in Sect. 2 and properties of the three systems toward respectively Q 2343+125, HE 2318–1107 and HE 0027–1836 in Sects. 3 to 5. We discuss the  $\text{H}_2$  excitation toward HE 0027–1836 in Sect. 6 and comment on metallicity and depletion in Sect. 7. We conclude in Sect. 8.

## 5.2 Observations

The quasars Q 2343+125, HE 2318–1107, and HE 0027–1836 were observed in visitor mode with the Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph (UVES, Dekker et al., 2000) mounted on the ESO Kueyen VLT-UT2 8.2 m telescope on Cerro Paranal in Chile. Q 2343+125 was observed on October 29, 2003 under program ID. 072.A-0346. HE 2318–1107 and HE 0027–1836 were observed on September 16, 17, and 18, 2004, under program ID. 073.A-0071. HE 0027–1836 was re-observed on October 8 and 9, 2004, under program ID. 074.A-0201. Observations were supplemented with UVES data from the ESO archive, progs. 67.A-0022 and 69.A-0204 (P.I : D’Odorico) for Q 2343+125 and prog. 072.A-0442 (P.I : Lopez) for HE 2318–1107 and HE 0027–1836. The data were reduced using the UVES pipeline (Ballester et al., 2000) which is available as a context of the ESO MIDAS data reduction system. The main characteristics of the pipeline are to perform a precise inter-order background subtraction, especially for master flat-fields, and to allow for an optimal extraction of the object signal rejecting cosmic rays and performing sky subtraction at the same time. The pipeline products were checked step by step. The wavelength scale of the reduced spectrum was then converted to vacuum-heliocentric values and the portions of the spectrum corresponding to different settings were each rebinned to a constant wavelength step. No further rebinning was performed during the analysis of the whole spectrum. Individual 1-D exposures were scaled, weighted and combined together. Standard Voigt-profile fitting methods were used for the analysis to determine column densities using the vacuum wavelengths and oscillator strengths from Morton (2003) for metal ions, except for the oscillator strengths of  $\text{Fe II } \lambda\lambda\lambda 1063, 1064, 1112, 1121$  (Howk et al., 2000) and  $\text{Ni II } \lambda\lambda 1317, 1370$  (Jenkins & Tripp, 2006), and the wavelengths of  $\text{S II } \lambda\lambda 1250, 1253$  (Morton, 1991). We used the oscillator strengths from the Meudon group<sup>2</sup> based on calculations described in Abgrall et al. (1994) for  $\text{H}_2$ . We adopted the Solar abundances given by Morton (2003) based on the meteoritic data from Grevesse & Sauval (2002). For each system, the origin ( $v = 0 \text{ km s}^{-1}$ ) of the velocity scale is set to the redshift of the  $\text{H}_2$  component.

## 5.3 The system at $z_{\text{abs}} = 2.431$ toward Q 2343+125

This DLA has first been studied by Sargent et al. (1988), then by Lu et al. (1996), D’Odorico et al. (2002) and Dessauges-Zavadsky et al. (2004) with high spectral resolution ( $\sim 6.5 \text{ km s}^{-1}$ ). We recently reported the detection of molecular hydrogen in this system (Petitjean et al., 2006). From Voigt-profile fitting to the  $\text{H I Ly-}\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$  lines, we find that the damped Lyman- $\alpha$  component is centered at  $z_{\text{abs}} = 2.431$  and the column density is

---

<sup>2</sup><http://amrel.obspm.fr/molat>

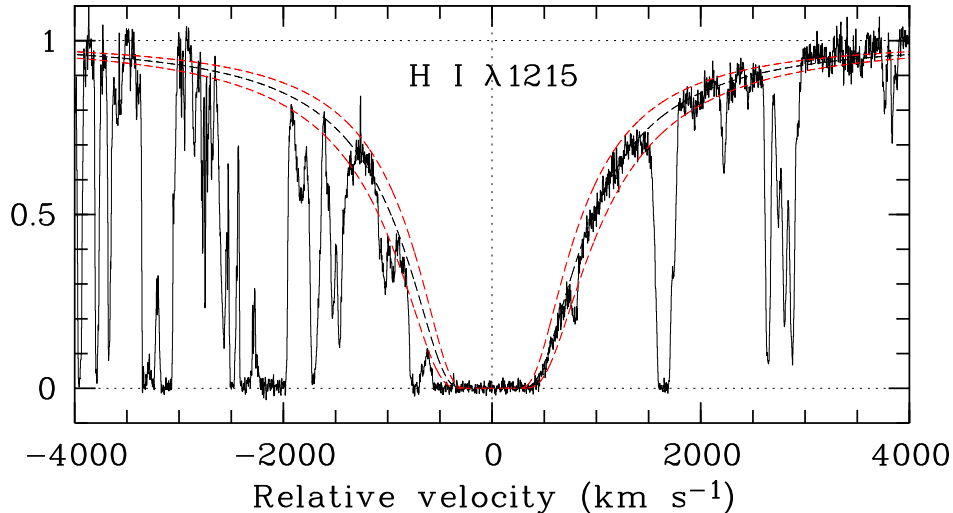


FIG. 5.1 – Fit to the damped Lyman- $\alpha$  line at  $z_{\text{abs}} = 2.431$  toward Q 2343+125. The derived neutral hydrogen column density is  $\log N(\text{H I}) = 20.40 \pm 0.07$ . The dashed curves correspond to the best-fitted Voigt profile (black) and the associated errors (red).

$\log N(\text{H I}) = 20.40 \pm 0.07$ , consistent with previous measurement by D’Odorico et al. (2002) :  $\log N(\text{H I}) = 20.35 \pm 0.05$ . The fit to the damped Ly- $\alpha$  line is shown in Fig. 5.1.

### 5.3.1 Molecular hydrogen and neutral carbon content

The optically thin  $\text{H}_2$  absorption lines at  $z_{\text{abs}} = 2.43128$  are very weak, i.e. close to but above the  $3\sigma$  detection limit (see Fig. 5.3). A very careful normalization of the spectrum has been performed, adjusting the continuum locally while fitting the line profiles. We detect the first two rotational levels in this system (see Fig. 5.2). The total  $\text{H}_2$  column density, integrated over the  $J = 0$  and  $J = 1$  rotational levels, is measured to be  $\log N(\text{H}_2) = 13.69 \pm 0.09$  ( $12.97 \pm 0.04$  and  $13.60 \pm 0.10$  for  $J = 0$  and  $J = 1$  respectively). This leads to an extremely small molecular fraction  $\log f = \log 2N(\text{H}_2)/(2N(\text{H}_2)+N(\text{H I})) = -6.41 \pm 0.16$ . We also derive a  $3\sigma$  upper limit on the detection of the  $J = 2$  level,  $\log N(\text{H}_2, J=2) < 13.1$ , see Table 5.1. Neutral carbon is not detected resulting in an upper limit at  $3\sigma$  :  $\log N(\text{C I}) < 12.1$ . This leads to a ratio  $\log N(\text{C I})/N(\text{H}_2) < -1.6$ .



TAB. 5.1 – H<sub>2</sub> and C I column densities in the  $z_{\text{abs}} = 2.431$  DLA toward Q 2343+125.

# <sup>a</sup>	$z_{\text{abs}}$	level	$\log N(\text{H}_2, J)^b$	$b^c$ [km s <sup>-1</sup> ]	$T_{0-J}^d$ [K]
3	2.43128(3)	J = 0	$12.97 \pm 0.04$	1.3-2.6	—
		J = 1	$13.60 \pm 0.10$	”	$229_{-69}^{+173}$
		J = 2	$< 13.10^e$	”	$< 420$

#	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{C I})$	$\log N(\text{C I}^*)$	$b$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v_{\text{C I}/\text{H}_2}$ [km s <sup>-1</sup> ]
	2.431	$< 12.10^e$	$< 12.40^e$	—	—

<sup>a</sup> The numbering refers to that of the metal components (see Table 5.2).

<sup>b</sup> Errors represent the allowed range for  $\log N(\text{H}_2, J)$ , not the rms error from the fit.

<sup>c</sup> Depending on the initial guess, the fit converges to two values of  $b$ , we therefore give the corresponding allowed range.

<sup>d</sup> The excitation temperatures between rotational levels 0 and  $J$  are calculated using the allowed range for  $N(\text{H}_2, J)$ .

<sup>e</sup>  $3\sigma$  upper limit.

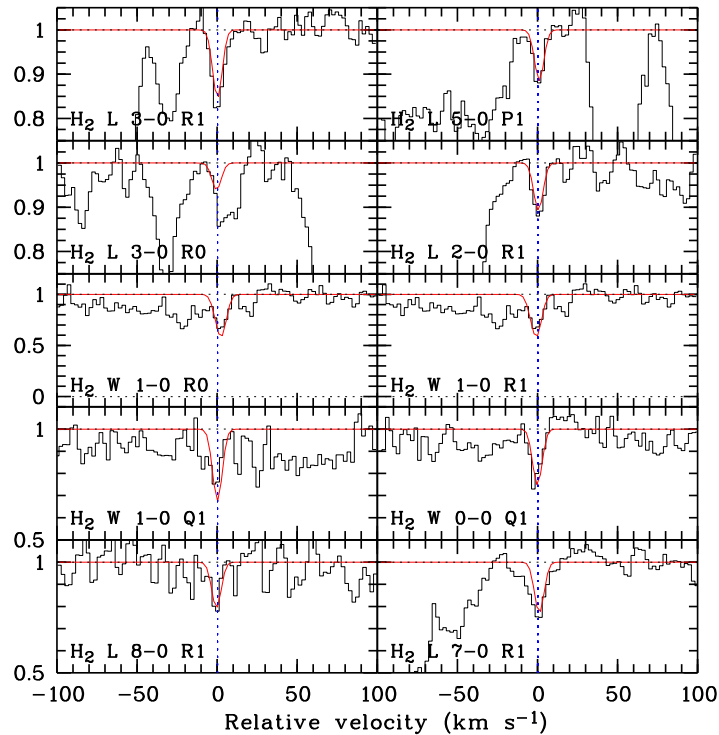


FIG. 5.2 – Velocity plots of observed H<sub>2</sub> absorption lines from the  $J = 0$  and  $J = 1$  rotational levels at  $z_{\text{abs}} = 2.43128$  toward Q 2343+125. The model fit is over-plotted.

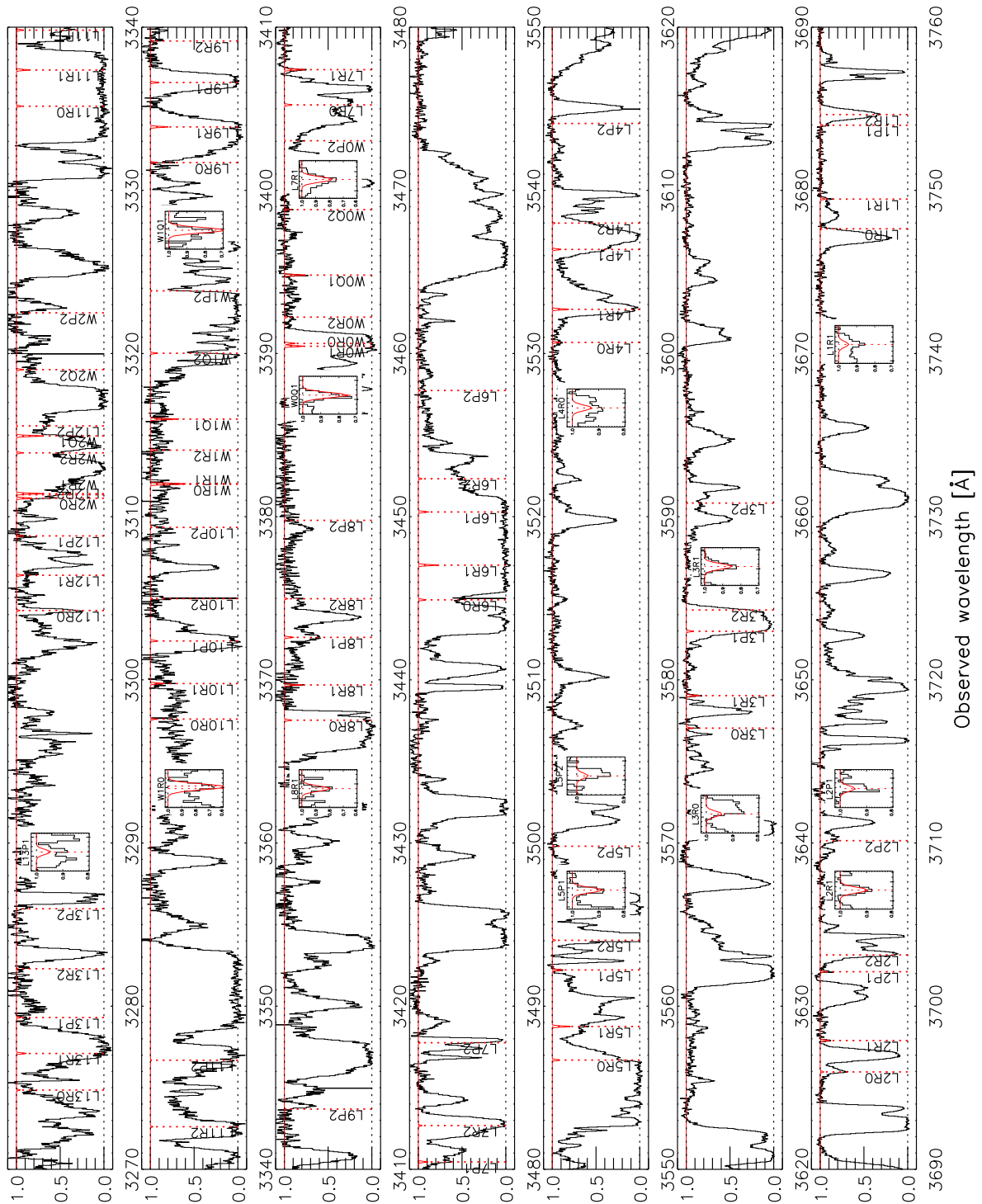


FIG. 5.3 – Portion of the normalized spectrum of Q 2343+125. The resolving power is  $R \simeq 45\,000$ . The best fit to the  $\text{H}_2$  lines is superimposed on the spectrum. Transition names are written  $AxBz$ , with  $A = L$  or  $W$  for the Lyman or Werner band systems;  $x$  is the quantum number of the vibrational upper state, while  $B$  is the branch designation ( $P$ ,  $Q$  or  $R$  for  $\Delta J = +1, 0, -1$  respectively) and  $z$  is the rotational quantum number of the lower state. The fit parameters are given in Table 5.1. Zooms into individual lines are shown in small boxes that are shifted horizontally for clarity. Each box is  $0.5 \text{ \AA}$  wide.

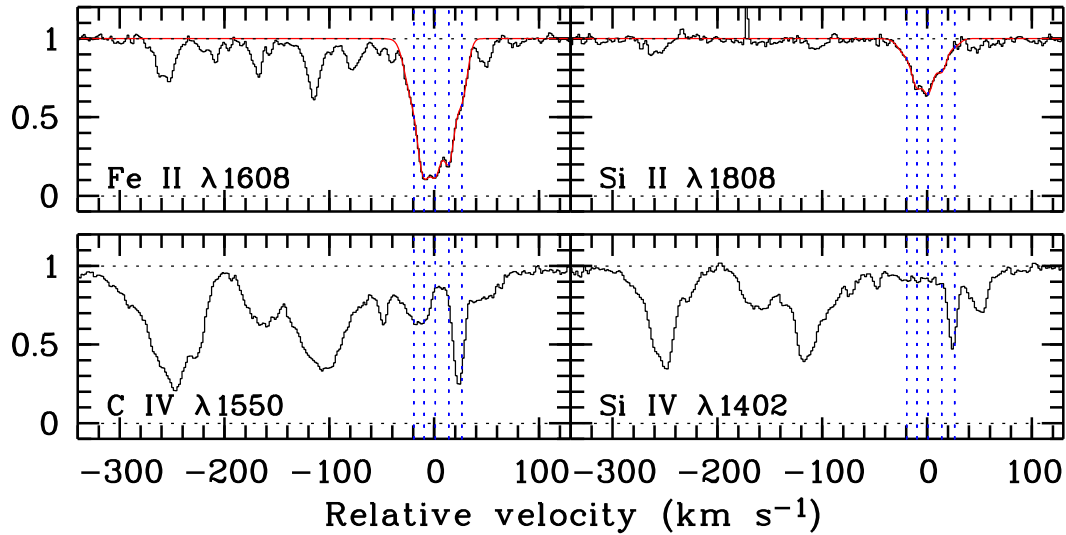


FIG. 5.4 – Overall SiIV and CIV absorption profiles in the  $z_{\text{abs}} = 2.431$  DLA toward Q 2343+125. The vertical lines mark the redshift of the main low-ionization metal components (see Table 5.2). Note that the CIV and SiIV absorptions from the H<sub>2</sub>-bearing component (at  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$ ) are absent (or weak).

### 5.3.2 Metal content

The low-ionization metal profile is spread over more than  $250 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 5.4) but shows a strong low-ionization clump on its red side. We assume that most of the metals are in this clump as it is associated with by far the strongest O I absorption feature. This main clump is itself decomposed into five components, among which the third one from the blue, at  $z_{\text{abs}} = 2.43129$ , shows associated H<sub>2</sub> absorption. About 35% of Si II and S II reside in this component. The Voigt-profile fitting is shown on Fig. 5.5 and the corresponding parameters are given in Table 5.2. Note that there is very little CIV and SiIV absorption at the velocity where low-ionization metal absorptions are the strongest (see Fig. 5.4). High-ionization species are seen mostly blueshifted up to  $300 \text{ km s}^{-1}$  from the main low-ionization clump. It is apparent that the profile is much smoother far away from this component, suggesting a hot gas outflow.

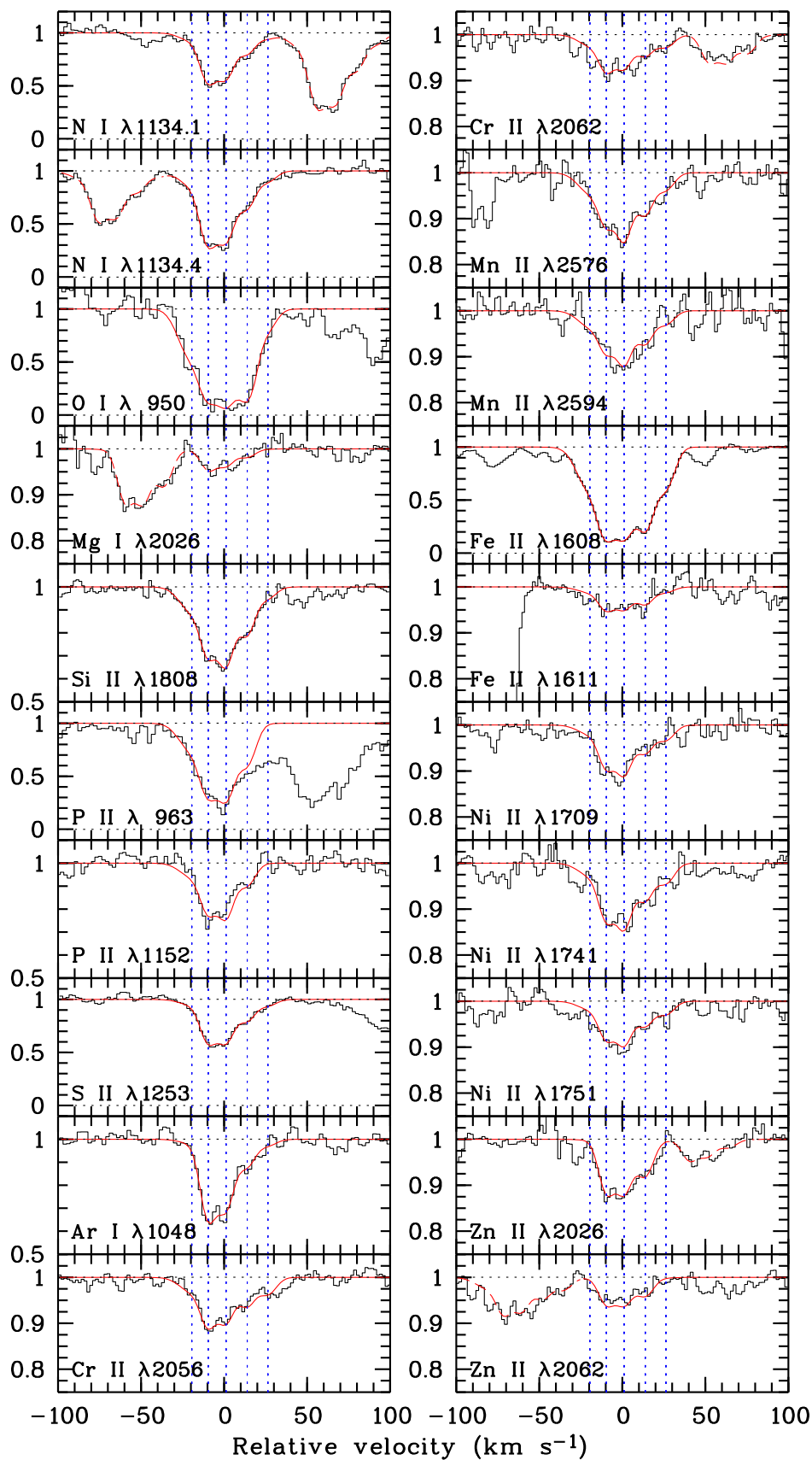


FIG. 5.5 – Absorption profiles of low-ionization and neutral species in the damped Lyman- $\alpha$  system at  $z_{\text{abs}} = 2.431$  toward Q2343+125. The dotted profiles in some panels mark absorption from another element.

TAB. 5.2 – Low-ionization metals column densities in the  $z_{\text{abs}} = 2.431$  DLA toward Q2343+125.

#	$z_{\text{abs}}$	Ion (X)	$\log N(X)$	$b$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v_{X/H_2}$ [km s <sup>-1</sup> ]
1	2.43105(7)	N I	$13.49 \pm 0.02$	$9.3 \pm 1.0$	—
		O I	$15.46 \pm 0.02^a$	"	
		Mg I	$< 11.55^b$	"	
		Si II	$14.31 \pm 0.08$	"	
		P II	$12.16 \pm 0.09$	"	
		S II	$13.41 \pm 0.13$	"	
		Ar I	$11.64 \pm 0.26$	"	
		Cr II	$12.00 \pm 0.09$	"	
		Mn II	$11.51 \pm 0.10$	"	
		Fe II	$13.57 \pm 0.08$	"	
		Ni II	$12.39 \pm 0.14$	"	
		Zn II	$< 11.00^b$	"	
2	2.43116(9)	N I	$14.20 \pm 0.01$	$5.1 \pm 0.4$	—
		O I	$\geq 15.72^c$	"	
		Mg I	$11.94 \pm 0.06$	"	
		Si II	$14.55 \pm 0.07$	"	
		P II	$12.53 \pm 0.06$	"	
		S II	$14.20 \pm 0.04$	"	
		Ar I	$12.82 \pm 0.02$	"	
		Cr II	$12.31 \pm 0.06$	"	
		Mn II	$11.67 \pm 0.08$	"	
		Fe II	$13.96 \pm 0.05$	"	
		Ni II	$12.84 \pm 0.06$	"	
		Zn II	$11.71 \pm 0.04$	"	
3	2.43129(3)	N I	$14.19 \pm 0.01$	$5.6 \pm 0.5$	+0.8
		O I	$\geq 15.92^c$	"	
		Mg I	$11.87 \pm 0.08$	"	
		Si II	$14.70 \pm 0.04$	"	
		P II	$12.64 \pm 0.04$	"	
		S II	$14.24 \pm 0.04$	"	
		Ar I	$12.78 \pm 0.02$	"	
		Cr II	$12.34 \pm 0.05$	"	
		Mn II	$11.89 \pm 0.04$	"	
		Fe II	$14.00 \pm 0.04$	"	
		Ni II	$12.97 \pm 0.04$	"	
		Zn II	$11.74 \pm 0.04$	"	
4	2.43143(8)	N I	$13.78 \pm 0.01$	$5.6 \pm 0.5$	—
		O I	$\geq 15.81^c$	"	
		Mg I	$11.57 \pm 0.13$	"	
		Si II	$14.45 \pm 0.04$	"	
		P II	$12.22 \pm 0.06$	"	
		S II	$13.88 \pm 0.04$	"	
		Ar I	$12.32 \pm 0.04$	"	
		Cr II	$12.14 \pm 0.05$	"	
		Mn II	$11.66 \pm 0.05$	"	
		Fe II	$13.90 \pm 0.03$	"	
		Ni II	$12.71 \pm 0.05$	"	
		Zn II	$11.57 \pm 0.04$	"	
5	2.43158(1)	N I	$13.18 \pm 0.03$	$5.8 \pm 0.4$	—
		O I	$14.82 \pm 0.06^a$	"	
		Mg I	$< 11.55^b$	"	
		Si II	$13.80 \pm 0.09$	"	
		P II	$< 11.85^b$	"	
		S II	$13.33 \pm 0.08$	"	
		Ar I	$11.69 \pm 0.17$	"	
		Cr II	$11.92 \pm 0.05$	"	
		Mn II	$11.28 \pm 0.09$	"	
		Fe II	$13.40 \pm 0.04$	"	
		Ni II	$12.45 \pm 0.06$	"	
		Zn II	$< 11.00^b$	"	

<sup>a</sup> O I has been fitted using fixed Doppler parameters previously derived from the other ions. Errors on  $N(\text{O I})$  could therefore be underestimated.

<sup>b</sup> Upper-limits are given for non-detections at the  $3\sigma$  confidence level.

<sup>c</sup>  $N(\text{O I})$  is considered as a lower-limit in the three saturated components because of uncertainties in the background subtraction.

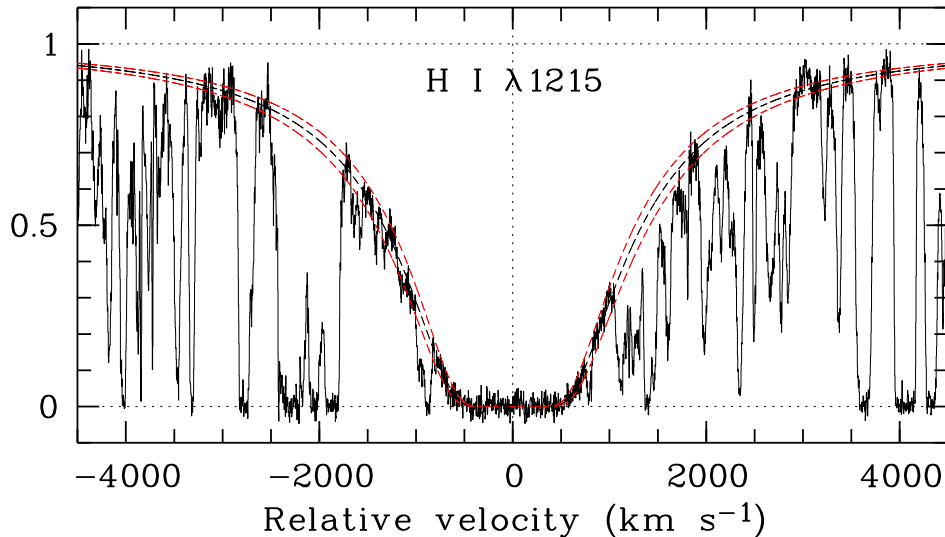


FIG. 5.6 – Fit to the damped Lyman- $\alpha$  line at  $z_{\text{abs}} = 1.989$  toward HE 2318–1107. The derived neutral hydrogen column density is  $\log N(\text{H I}) = 20.68 \pm 0.05$ . The dashed curves correspond to the best-fitted Voigt profile (black) and the associated errors (red).

## 5.4 The system at $z_{\text{abs}} = 1.989$ toward HE 2318–1107

From Voigt-profile fitting to the H I Ly- $\alpha$  and Ly- $\beta$  lines, we derive a total neutral hydrogen column density of  $\log N(\text{H I}) = 20.68 \pm 0.05$ . The fit is shown on Fig. 5.6.

### 5.4.1 Molecular content

Our spectrum of HE 2318–1107 covers only a few  $\text{H}_2$  lines, but these are unambiguously detected in a single component at  $z_{\text{abs}} = 1.98888$  with absorption lines from the rotational levels  $J = 0$  to  $J = 2$  (see Fig. 5.7). Some lines from the  $J = 3$  level may be present but they are always blended or in regions of low SNR. We therefore derived only an upper limit at  $3\sigma$ :  $\log N(\text{H}_2, J=3) < 14.7$ . The results of the fit are given in Table 5.3. The lines are optically thin and the quality of the spectrum is high enough to measure accurate column densities in each of the detected levels. The normalization of the  $R \sim 54\,000$  spectrum has been done locally around each line. The total  $\text{H}_2$  column density is  $\log N(\text{H}_2) = 15.49 \pm 0.03$ , leading to a low molecular fraction  $\log f = -4.89 \pm 0.08$ . Because  $J = 1$  is mainly populated by reactive collisions, the kinetic temperature should be close to the excitation temperature  $T_{01} \simeq 188$  K (Roy et al., 2006).

### 5.4.2 Neutral carbon

Neutral carbon is detected in two fine-structure levels of the ground state,  $2s^22p^2\ ^3P_0$  (C I) and  $2s^22p^2\ ^3P_1$  (C I\*), at the same redshift as the  $\text{H}_2$  component (see Fig. 5.8). A velocity shift between  $\text{H}_2$  and C I of only  $1.1\text{ km s}^{-1}$  is seen (see Table 5.3). This supports the idea that neutral carbon and molecular hydrogen absorptions originate from the same cloud. Thanks to the C I fine-structure level ratios, we can estimate the particle density in the corresponding cloud. Using a simple POPRATIO model (Silva & Viegas, 2001), taking into account the cosmic background radiation at redshift  $z \sim 2$  and using kinetic temperatures between  $T = 188$  K

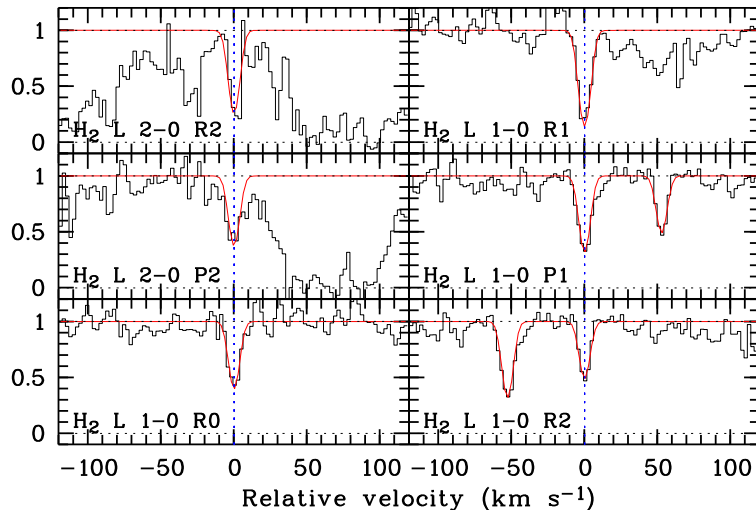


FIG. 5.7 –  $\text{H}_2$  absorption profile at  $z_{\text{abs}} = 1.98888$  toward HE 2318–1107. The model fit is over-plotted.

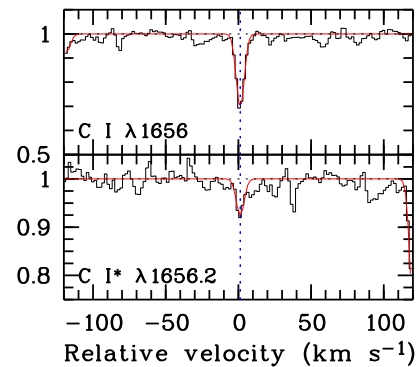


FIG. 5.8 –  $\text{C I}$  ground-state fine-structure lines from the  $z_{\text{abs}} = 1.989$  DLA toward HE 2318–1107.

and  $T = 300$  K and a radiation field intensity between 1 and 10 times the Galactic value, leads to densities between 20 and 40  $\text{cm}^{-3}$ . A higher UV flux would result in a lower density, whereas a lower temperature would lead to a higher density, that would be about twice higher than derived above for the mean Galactic temperature ( $T \sim 77$  K; Rachford et al., 2002).

### 5.4.3 Metal content

Ten highly blended components are needed to reproduce the whole absorption profile of low ionization species that is spread over about 200  $\text{km s}^{-1}$  (see Fig. 5.9). The profile is characterized by a central and strong component which is the only one detected in  $\text{H}_2$  and  $\text{C I}$ .  $\text{S II}$  and  $\text{Si II}$  are detected along the whole profile. The decomposition is well constrained by the  $\text{Fe II } \lambda 1608$  profile that is redshifted in a region with high SNR and is nowhere saturated except for the central component which is constrained by the  $\text{Fe II } \lambda\lambda 2249, 2260$  transition lines.  $\text{Cr II}$ ,  $\text{Zn II}$ ,  $\text{Ni II}$  and  $\text{Mg I}$  are detected in, respectively, seven, eight, eight and three components.  $\text{N I}$  is also detected over the whole profile, but because of many blends with intervening  $\text{Ly-}\alpha$  absorptions, we consider the corresponding column densities as upper limits only, except for the central component where the column density is derived thanks to the three detected  $\text{N I}$  transitions.  $\text{Mg II}$  is also detected in the central component and possibly also in component #9 (see Table 5.4). We nevertheless consider the  $\text{Mg II}$  column density in component #9 as an upper limit because of a possible blend with  $\text{Ly-}\alpha$  forest absorptions. Upper limits at  $3\sigma$  are derived for non-detected components.

Some additional absorption is present in the blue and red wings of the  $\text{Fe II } \lambda 1608$  profile. Unfortunately there is no stronger  $\text{Fe II}$  absorption line in our spectrum to constrain the column densities well. If we include these wings, the total  $\text{Fe II}$  column density is increased by about 7%.

The result of Voigt-profile fitting is shown on Fig. 5.9 and summarized in Table 5.4. Summing up the column densities measured in all components, we derive a metallicity of  $[\text{Zn}/\text{H}] = -0.85 \pm 0.06$ .

TAB. 5.3 –  $\text{H}_2$  and  $\text{C I}$  column densities in the  $z_{\text{abs}} = 1.989$  DLA toward HE 2318–1107.

$\#^a$	$z_{\text{abs}}$	level	$\log N(\text{H}_2, \text{J})^b$	$b$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$T_{0-\text{J}}^c$ [K]
5	1.98888(2)	J = 0	$14.72 \pm 0.03$	$3.6 \pm 0.2$	—
		J = 1	$15.28 \pm 0.03$	”	$188_{-59}^{+158}$
		J = 2	$14.84 \pm 0.03$	”	$384_{-91}^{+173}$
		J = 3	$< 14.7^d$	”	$< 355$

$\#^a$	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{C I})$	$\log N(\text{C I}^*)$	$b$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$\Delta v_{\text{C I}/\text{H}_2}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]
5	1.98889(3)	$12.63 \pm 0.02$	$12.30 \pm 0.04$	$2 \pm 1$	+1.1

<sup>a</sup> The numbering refers to that of the metal components (see Table 5.4).<sup>b</sup> The errors on the  $\text{H}_2$  column densities are the  $1\sigma$  uncertainty from fitting the Voigt-profiles.<sup>c</sup> The excitation temperatures are calculated using the  $3\sigma$  range for  $\text{H}_2$ .<sup>d</sup>  $3\sigma$  upper-limit.



TAB. 5.4 – Low-ionization metals column densities in the  $z_{\text{abs}} = 1.989$  DLA toward HE 2318–1107.

$z_{\text{abs}}$ #	Ion (X)	$\log N(\text{X})^{a,b}$	$b$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v_{\text{X}/\text{H}_2}$ $\Delta v_{\text{X}/\text{C I}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$z_{\text{abs}}$ #	Ion (X)	$\log N(\text{X})^{a,b}$	$b$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v_{\text{X}/\text{H}_2}$ $\Delta v_{\text{X}/\text{C I}}$ [km s <sup>-1</sup> ]
1.98807(8) #1	N I	$\leq 14.23$	$8.9 \pm 2.0$	—	1.98899(3) #6	N I	$\leq 13.57$	$4.7 \pm 0.5$	—
	Mg I	$< 11.50$	"	—		Mg I	$< 11.50$	"	—
	Mg II	blend	"			Mg II	$< 14.00$	"	
	Si II	$13.73 \pm 0.06$	"			Si II	$14.03 \pm 0.02$	"	
	S II	$13.33 \pm 0.06$	"			S II	$13.87 \pm 0.02$	"	
	Cr II	$< 11.70$	"			Cr II	$11.94 \pm 0.06$	"	
	Fe II	$13.52 \pm 0.05$	"			Fe II	$13.55 \pm 0.05$	"	
	Ni II	$< 12.30$	"			Ni II	$12.51 \pm 0.05$	"	
	Zn II	$< 10.80$	"			Zn II	$10.99 \pm 0.13$	"	
1.98827(8) #2	N I	$\leq 13.79$	$8.6 \pm 0.2$	—	1.98918(3) #7	N I	$\leq 14.09$	$9.5 \pm 1.6$	—
	Mg I	$< 11.50$	"	—		Mg I	$< 11.50$	"	—
	Mg II	blend	"			Mg II	$< 14.00$	"	
	Si II	$14.05 \pm 0.02$	"			Si II	$14.31 \pm 0.02$	"	
	S II	$13.75 \pm 0.02$	"			S II	$14.18 \pm 0.02$	"	
	Cr II	$11.96 \pm 0.08$	"			Cr II	$11.83 \pm 0.11$	"	
	Fe II	$13.71 \pm 0.04$	"			Fe II	$13.92 \pm 0.08$	"	
	Ni II	$12.58 \pm 0.05$	"			Ni II	$12.90 \pm 0.02$	"	
	Zn II	$11.18 \pm 0.12$	"			Zn II	$11.63 \pm 0.04$	"	
1.98845(3) #3	N I	$\leq 13.53$	$8.4 \pm 1.5$	—	1.98942(1) #8	N I	$\leq 14.01$	$10.5 \pm 1.8$	—
	Mg I	$< 11.50$	"	—		Mg I	$11.80 \pm 0.13$	"	—
	Mg II	blend	"			Mg II	$< 14.00$	"	
	Si II	$14.23 \pm 0.05$	"			Si II	$14.40 \pm 0.03$	"	
	S II	$14.00 \pm 0.04$	"			S II	$14.07 \pm 0.06$	"	
	Cr II	$< 11.70$	"			Cr II	$12.17 \pm 0.05$	"	
	Fe II	$13.43 \pm 0.03$	"			Fe II	$14.03 \pm 0.03$	"	
	Ni II	$12.63 \pm 0.04$	"			Ni II	$12.96 \pm 0.02$	"	
	Zn II	$11.53 \pm 0.05$	"			Zn II	$11.44 \pm 0.13$	"	
1.98865(0) #4	N I	$\leq 13.62$	$10.7 \pm 4.0$	—	1.98956(4) #9	N I	$\leq 13.39$	$1.6 \pm 1.0$	—
	Mg I	$< 11.50$	"	—		Mg I	$< 11.50$	"	—
	Mg II	blend	"			Mg II	$\leq 14.48$	"	
	Si II	$14.62 \pm 0.05$	"			Si II	$13.85 \pm 0.08$	"	
	S II	$14.43 \pm 0.05$	"			S II	$13.61 \pm 0.08$	"	
	Cr II	$12.37 \pm 0.03$	"			Cr II	$< 11.70$	"	
	Fe II	$14.13 \pm 0.02$	"			Fe II	$13.42 \pm 0.04$	"	
	Ni II	$13.11 \pm 0.02$	"			Ni II	$< 12.30$	"	
	Zn II	$11.72 \pm 0.04$	"			Zn II	$< 10.80$	"	
1.98888(9) #5	N I	$14.55 \pm 0.02$	$4.2 \pm 0.3$	+0.7	1.98970(7) #10	N I	$\leq 14.01$	$9.2 \pm 1.9$	—
	Mg I	$12.32 \pm 0.05$	"	-0.4		Mg I	$12.04 \pm 0.08$	"	—
	Mg II	$14.94 \pm 0.04$	"			Mg II	blend	"	
	Si II	$14.72 \pm 0.01$	"			Si II	$14.42 \pm 0.03$	"	
	S II	$14.50 \pm 0.04$	"			S II	$13.95 \pm 0.04$	"	
	Cr II	$12.60 \pm 0.01$	"			Cr II	$12.26 \pm 0.04$	"	
	Fe II	$14.35 \pm 0.01$	"			Fe II	$13.99 \pm 0.08$	"	
	Ni II	$13.18 \pm 0.01$	"			Ni II	$12.84 \pm 0.03$	"	
	Zn II	$11.97 \pm 0.01$	"			Zn II	$11.53 \pm 0.05$	"	

<sup>a</sup>  $3\sigma$  upper-limits are derived for non detected components, and marked by “<”.<sup>b</sup> Components for which the column density is uncertain because of possible blends are considered as upper-limits, and marked by “ $\leq$ ”.

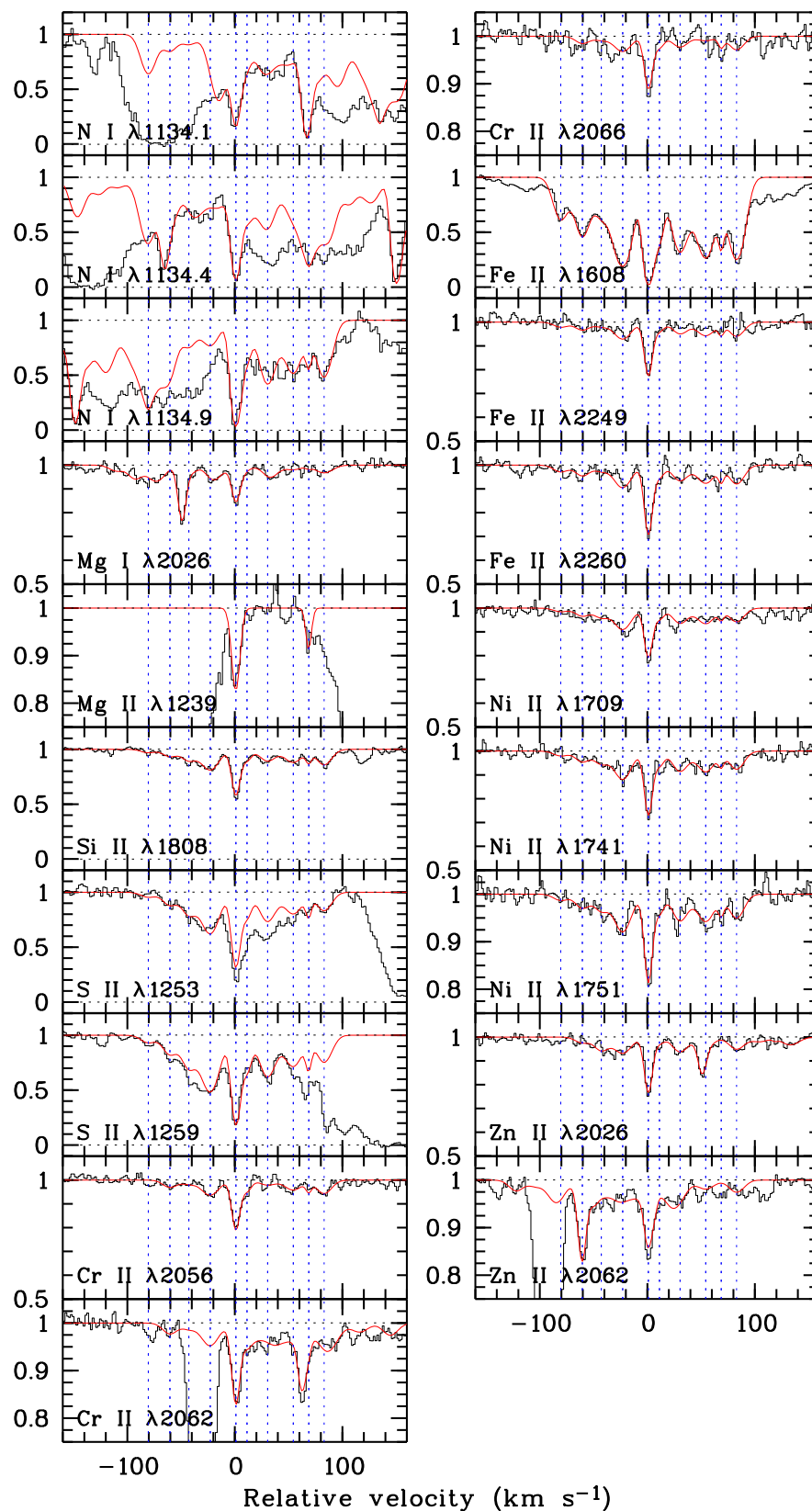


FIG. 5.9 – Absorption profiles of low-ionization and neutral species at  $z_{\text{abs}} = 1.989$  toward HE 2318–1107. Note that Mg I  $\lambda 2026$  is partly blended with Zn II  $\lambda 2026$ , and so is Zn II  $\lambda 2062$  with Cr II  $\lambda 2062$ . Ni I lines are blended altogether as well as with Ly- $\alpha$  forest absorptions but the column density can be derived in the central component.

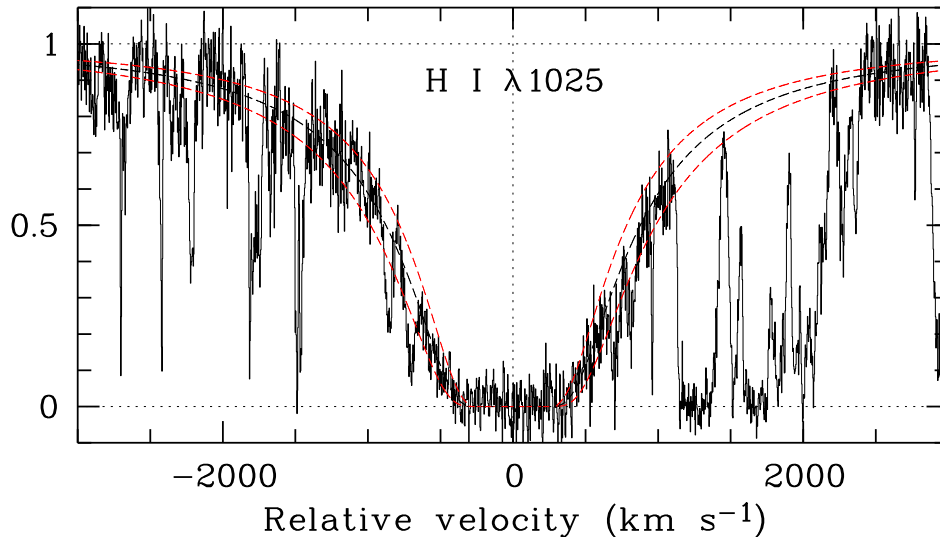


FIG. 5.10 – Fit to the Ly- $\beta$  line at  $z_{\text{abs}} = 2.402$  toward HE 0027–1836. The neutral hydrogen column density is  $\log N(\text{H I}) = 21.75 \pm 0.10$ . The dashed curves correspond to the best-fitted Voigt profile (black) and the associated errors (red).

## 5.5 The system at $z_{\text{abs}} = 2.402$ toward HE 0027–1836

The very broad Ly- $\alpha$  absorption line at  $z_{\text{abs}} = 2.402$  lies in the wing of the Ly- $\alpha$  emission line from the quasar ( $z_{\text{em}} = 2.56$ ) where the normalization of the spectrum is problematic. We therefore fitted a Voigt-profile to the H I Ly- $\beta$  line (see Fig. 5.10) to derive a total neutral hydrogen column density of  $\log N(\text{H I}) = 21.75 \pm 0.10$ . This is one of the highest column densities measured in QSO-DLAs (see, e.g. Prochaska et al., 2005a).

### 5.5.1 Molecular content

The wavelength range of the UVES spectrum allows us to observe a large number of H<sub>2</sub> absorption lines at the redshift of the DLA. A single H<sub>2</sub> component is detected in the rotational levels  $J = 0$  to  $J = 5$  with a possible detection of the  $J = 6$  rotational level. In addition to the overall normalization of the spectrum, the continuum has been carefully normalized over about 100 to 800 km s<sup>-1</sup> locally around each line. It must be noted that this system is exceptional amongst H<sub>2</sub>-bearing DLAs, with more than 70 detected H<sub>2</sub> transitions. The absorption can be fitted with a single component and most of the lines are not strongly saturated. In addition, at this redshift ( $z_{\text{abs}} \sim 2.4$ ) blending is not strong as the Ly- $\alpha$  forest is not dense and the data are of high signal-to-noise ratio and high spectral resolution ( $R \simeq 50\,000$ ). Therefore we are in an ideal position to derive with high confidence the column density  $N$  and Doppler parameter  $b(J)$  for each rotational level  $J$ . The fit was performed by  $\chi^2$  minimization, considering different  $b$ -values for each rotational level. The relative optical depths of the different absorption lines with different oscillator strengths provide strong constraints on  $N$  but more importantly on  $b$ . This is particularly true for rotational levels  $J = 2$  and  $J = 3$  for which a large number of transitions with different oscillator strengths are observed. Some of the absorptions are in the intermediate regime where the equivalent widths strongly depend on  $b$  (corresponding to the flat part of the curve-of-growth). Note that damping wings

TAB. 5.5 –  $\text{H}_2$  and  $\text{C I}$  column densities in the  $z_{\text{abs}} = 2.402$  DLA toward HE 0027–1836.

$\#^a$	$z_{\text{abs}}$	level	$\log N(\text{H}_2, \text{J})^b$	$b$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$T_{0-\text{J}}^c$ [K]
3	2.40183(4)	J = 0	$16.75 \pm 0.06$	$1.06 \pm 0.13$	—
		J = 1	$17.15 \pm 0.07$	$1.46 \pm 0.14$	$134^{+317}_{-55}$
		J = 2	$14.91 \pm 0.02$	$2.67 \pm 0.08$	$88^{+9}_{-8}$
		J = 3	$14.91 \pm 0.01$	$3.77 \pm 0.07$	$141^{+10}_{-9}$
		J = 4	$14.22 \pm 0.01$	$4.61 \pm 0.25$	$213^{+14}_{-12}$
		J = 5	$14.02 \pm 0.03$	$6.17 \pm 0.69$	$262^{+18}_{-16}$
		J = 6	$\leq 13.53$	$6.17^d$	$\leq 375$

$\#^a$	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{C I})$	$\log N(\text{C I}^*)$	$b$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$\Delta v_{\text{C I}/\text{H}_2}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]
3	2.40185(8)	$12.25^{+0.09}_{-0.15}$	$\leq 12.27$	0.6-3.0	+2.1

<sup>a</sup> The numbering refers to that of the metal components (see Table 5.6).

<sup>b</sup> The error on the  $\text{H}_2$  column densities are the  $1\sigma$  uncertainty from fitting the Voigt-profiles.

<sup>c</sup> The excitation temperatures are calculated using the  $3\sigma$  range for  $\log N(\text{H}_2, \text{J})$ .

<sup>d</sup> The Doppler parameter for  $\text{J} = 6$  has been fixed to be equal to  $b(\text{J} = 5)$  derived independently.

appear for some lines of the  $\text{J} = 0$  and  $\text{J} = 1$  rotational levels. For the highest rotational levels ( $\text{J} = 4$  and  $\text{J} = 5$ ), absorption lines are optically thin, making  $b$  slightly less constrained than for lower rotational levels. However, it is apparent that these lines are broader than the  $\text{J} = 2$  and  $\text{J} = 3$  features. Two consistent absorption features are detected for rotational level  $\text{J} = 6$ , but the lines are too weak to perform a fit with an independent  $b$ . We therefore have chosen to fix  $b(\text{J} = 6)$  equal to  $b(\text{J} = 5)$  previously measured independently. The derived  $\text{J} = 6$  column density should be preferably considered as an upper limit due to possible blends (see Table 5.5). The results of the Voigt-profile fitting are shown in Figs. 5.11 to 5.17 and summarized in Table 5.5. The molecular fraction in this system is  $\log f = -4.15 \pm 0.17$ . The important finding here is that the Doppler parameter  $b$  increases with  $\text{J}$ .

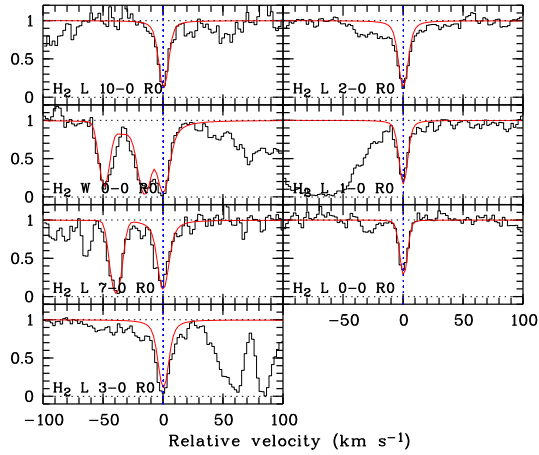


FIG. 5.11 – Absorption lines from  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 0$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836.

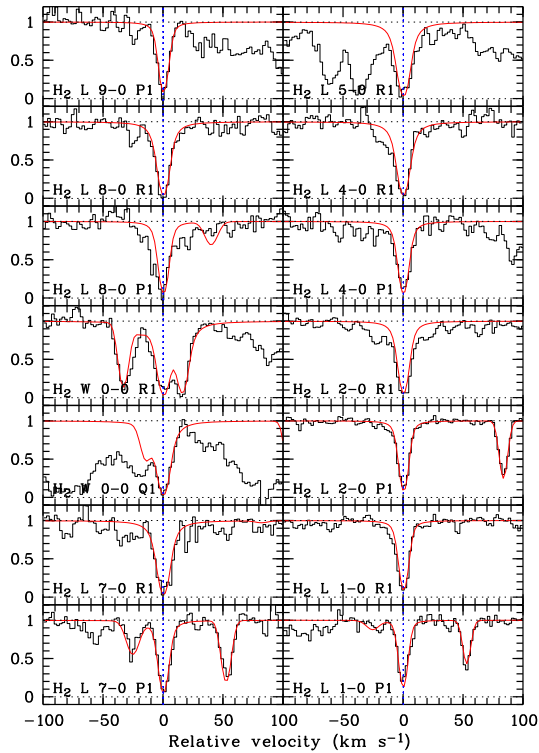


FIG. 5.12 – Absorption lines from  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 1$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836. One can see that damping wings are present for  $\text{H}_2$  L8-0 R1.

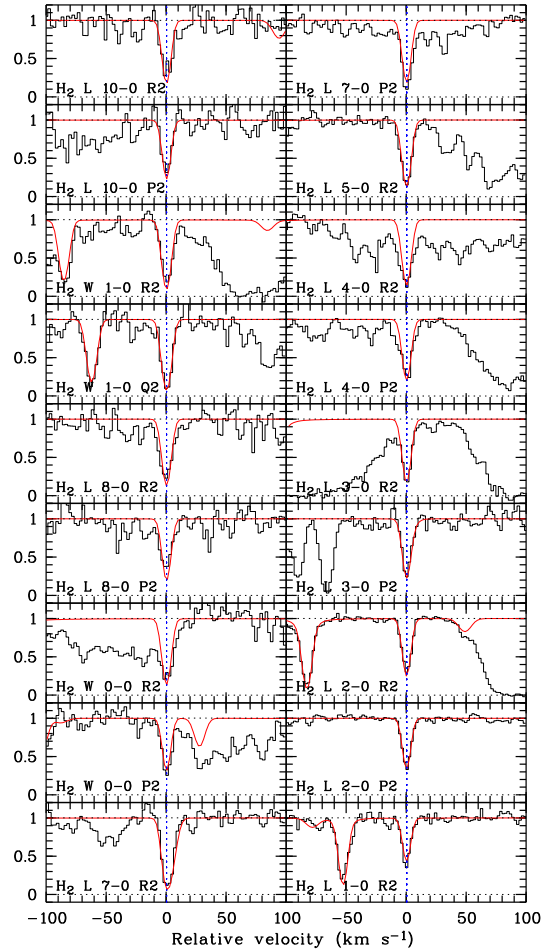


FIG. 5.13 – Absorption lines from  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 2$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836. Note the high signal-to-noise ratio in the  $\text{H}_2$  L2-0 R2 and  $\text{H}_2$  L2-0 P2 panels.

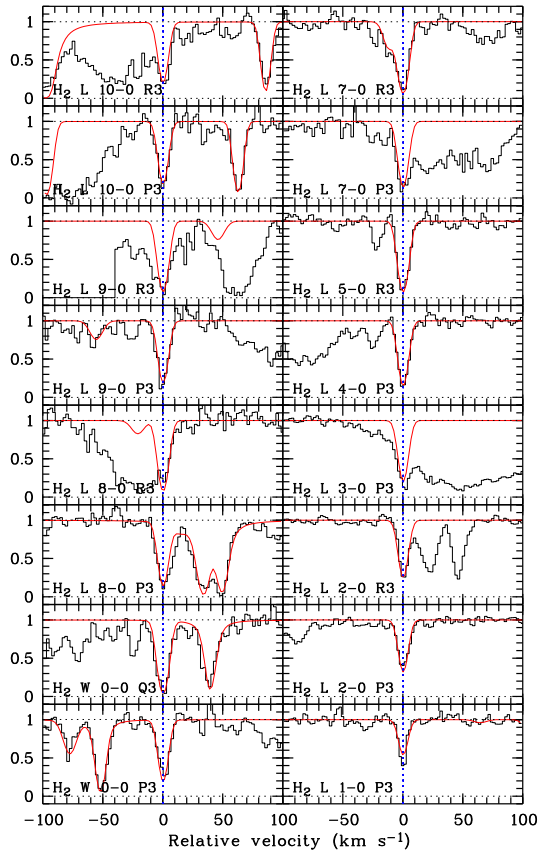


FIG. 5.14 – Absorption lines from  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 3$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836.

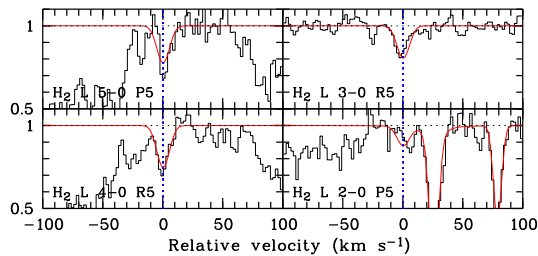


FIG. 5.15 – Absorption lines from  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 5$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836.

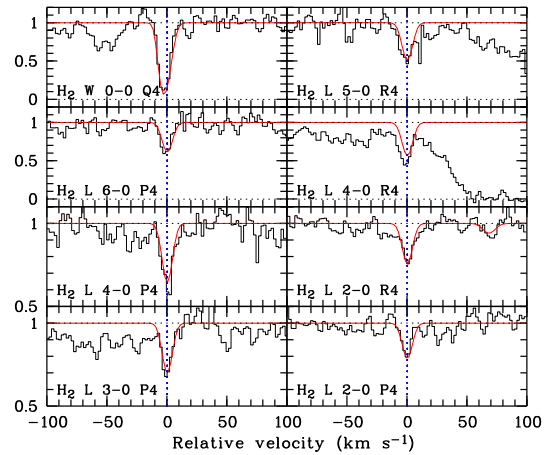


FIG. 5.16 – Absorption lines from  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 4$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836. The  $\text{H}_2$  W0-0 Q4 transition is actually blended with  $\text{H}_2$  L7-0 R2 which provides most of the absorption.

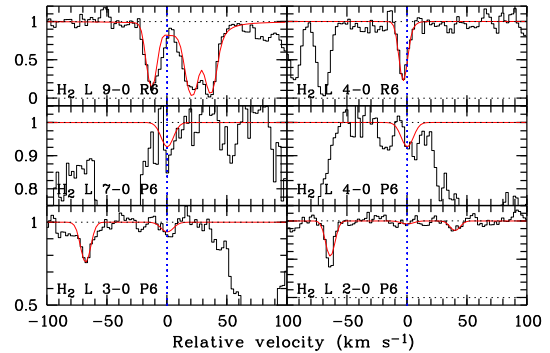


FIG. 5.17 – Possible detection of  $\text{H}_2$  in rotational level  $J = 6$  at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836. A consistent absorption feature is seen in the  $\text{H}_2$  L3-0 P6 panel, and explains the slight asymmetry in the  $\text{H}_2$  L4-0 R6 panel, which actually is a blend of  $\text{H}_2$  L3-0 P2 together with  $\text{H}_2$  L4-0 R6.

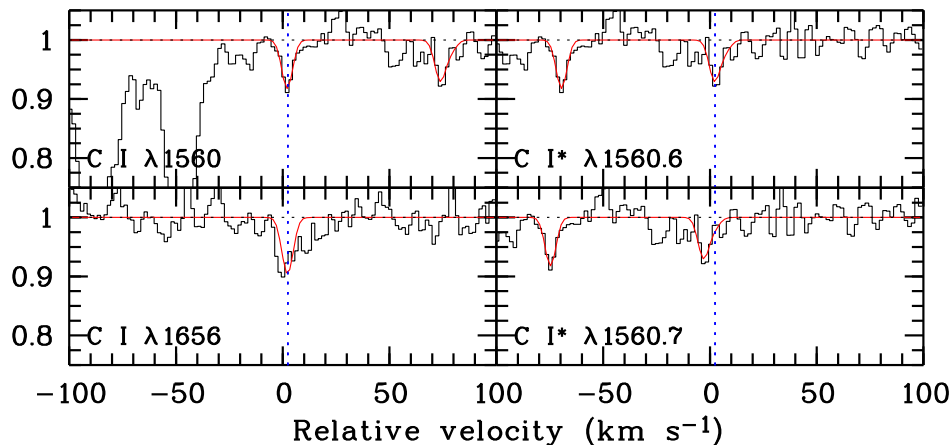


FIG. 5.18 – Neutral carbon absorption lines toward HE 0027–1836. The C I\* absorption is weak and the derived column density is thus considered as an upper limit.

### 5.5.2 Neutral carbon

Neutral carbon is detected in one component at about the same redshift as the H<sub>2</sub> component. The absorption line is optically thin, and the column density therefore does not depend much on  $b$ . The corresponding C I\* absorption is weak and detected just above the  $3\sigma$  confidence level ( $\log N(\text{C I}^*) = 12.2$ ). The derived column density is thus uncertain and should be considered as an upper limit :  $\log N(\text{C I}^*) \leq 12.27$  (see Table 5.5). We observe a small velocity shift between the positions of the C I and H<sub>2</sub> components but no velocity shift between C I and component #3 of the low-ionization metal profile. The upper limit on  $N(\text{C I}^*)/N(\text{C I})$  leads to an upper limit on the neutral hydrogen density,  $n_{\text{H}} < 150 \text{ cm}^{-3}$ , for a typical temperature of  $100 < T < 200 \text{ K}$  and a Galactic UV radiation field (see also Noterdaeme et al., 2007b).

### 5.5.3 Metal content

The profile is made of two strong well separated features ( $\Delta v \sim 25 \text{ km s}^{-1}$ ), the first one being a blend of two components. The second feature, corresponding to the third and also the strongest component in the profile, is associated with the H<sub>2</sub> component but is significantly broader. We detect and measure column densities for a large number of species, namely N I, Mg I, Mg II, Si II, P II, S II, Ar I, Ti II, Cr II, Mn II, Fe II, Ni II, and Zn II. In addition, we measure  $3\sigma$  upper limits on the column densities of Pb II (resp. Cu II) for each component :  $\log N(\text{Pb II}) < 11.1$  (respectively,  $\log N(\text{Cu II}) < 12.1$ ) from the non-detection of Pb II  $\lambda 1433$  at  $\text{SNR} \sim 46$  (resp. Cu II  $\lambda 1358$ ;  $\text{SNR} \sim 16$ ).

To derive the characteristics of the lines, we first determined the  $b$ -values by fitting unblended and good SNR lines. We then fixed the obtained  $b$  values and added all other detected transitions. Although relative wavelengths were relaxed when fitting the lines, the final fit shows no velocity-shift between the C I component and the third metal component. Note that the best oscillator strength found in the literature for Fe II  $\lambda 1112$ ,  $f = 0.00629$  (Howk et al., 2000), seems to be underestimated (see Fig. 5.19) unless there is extra absorption (possibly from the Ly- $\alpha$  forest) at that wavelength. The oscillator strength from Morton (2003) is even smaller,  $f = 0.00446$ . Using the measured  $\lambda_{\text{vac}} = 1253.805$  for S II  $\lambda 1253$  (Morton, 2003) in-



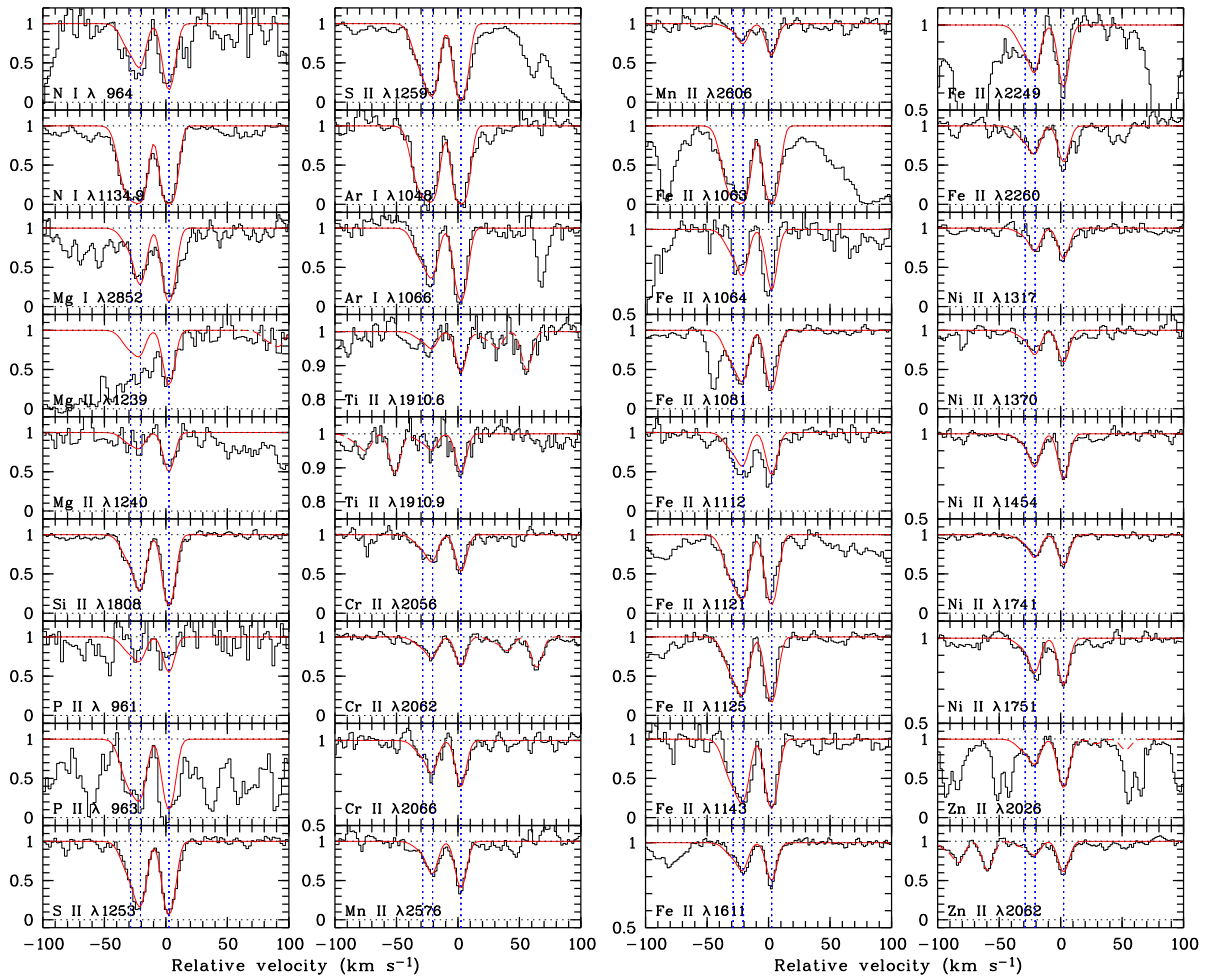


FIG. 5.19 – Absorption profiles of low-ionization and neutral species from the  $z_{\text{abs}} = 2.402$  DLA system toward HE 0027–1836. The synthetic best-fit spectrum is superimposed to the observed spectrum. The dashed lines in some panels mark absorption from another element. For example, there is some Mg I  $\lambda 2026$  absorption near the Zn II  $\lambda 2026$  one. The transitions Fe II  $\lambda\lambda 1063, 1064, 1112$  are shown but were not used during the fitting process because of uncertainties in atomic parameters.

duces a small but significant shift between the observed and the synthetic profiles. To make the two spectra consistent the Ritz wavelength  $\lambda_{\text{vac}} = 1253.811$  (Morton, 1991) had to be used instead. The metallicity derived for this system is  $[\text{Zn}/\text{H}] = -1.63 \pm 0.10$ . A study of the highly ionized species is presented by Fox et al. (2007a,b).

#### 5.5.4 C II\* and the ambient UV flux

Strong and saturated C II\*  $\lambda 1335$  absorption is seen in this system (see Fig. 5.20). We can use however the weaker transition at  $\lambda_{\text{rest}} \simeq 1037\text{\AA}$  to derive reliable column density estimates (see Table 5.7). During the fit redshifts of the C II\* components were constrained to be the same as those of other low-ionization species. In turn, Doppler parameters could not be given the same values. In any case the  $b$ -values for C II\* are not well constrained, especially for the weak component # 1 but this does not strongly affect the derived column



TAB. 5.6 – Low-ionization metals column densities in the  $z_{\text{abs}} = 2.402$  DLA toward HE 0027–1836.

#	$z_{\text{abs}}$	Ion (X)	$\log N(X)$	$b$	$\Delta v_{X/H_2}$
				[km s <sup>-1</sup> ]	$\Delta v_{X/C I}$
					[km s <sup>-1</sup> ]
1	2.40150(4)	N I	$14.53 \pm 0.24$	$8.4 \pm 1.5$	—
		Mg I	$11.52 \pm 0.09$	”	—
		Mg II	$15.32 \pm 0.14$	”	
		Si II	$14.84 \pm 0.11$	”	
		P II	$12.62 \pm 0.30$	”	
		S II	$14.41 \pm 0.10$	”	
		Ar I	$13.64 \pm 0.06$	”	
		Ti II	$11.87 \pm 0.29$	”	
		Cr II	$12.71 \pm 0.04$	”	
		Mn II	$11.93 \pm 0.16$	”	
		Fe II	$14.36 \pm 0.05$	”	
		Ni II	$12.88 \pm 0.10$	”	
		Zn II	$11.99 \pm 0.10$	”	
2	2.40159(6)	N I	$14.51 \pm 0.22$	$4.7 \pm 0.9$	—
		Mg I	$11.96 \pm 0.09$	”	—
		Mg II	$15.14 \pm 0.17$	”	
		Si II	$15.06 \pm 0.07$	”	
		P II	$12.50 \pm 0.30$	”	
		S II	$14.68 \pm 0.03$	”	
		Ar I	$13.64 \pm 0.06$	”	
		Ti II	$11.90 \pm 0.11$	”	
		Cr II	$12.81 \pm 0.04$	”	
		Mn II	$12.31 \pm 0.08$	”	
		Fe II	$14.39 \pm 0.05$	”	
		Ni II	$13.21 \pm 0.05$	”	
		Zn II	$12.09 \pm 0.06$	”	
3	2.40185(8)	N I	$15.04 \pm 0.09$	$4.7 \pm 0.2$	+2.1
		Mg I	$12.41 \pm 0.05$	”	0.0
		Mg II	$15.81 \pm 0.02$	”	
		Si II	$15.45 \pm 0.02$	”	
		P II	$12.87 \pm 0.40$	”	
		S II	$14.98 \pm 0.03$	”	
		Ar I	$14.24 \pm 0.02$	”	
		Ti II	$12.41 \pm 0.03$	”	
		Cr II	$13.08 \pm 0.01$	”	
		Mn II	$12.60 \pm 0.02$	”	
		Fe II	$14.66 \pm 0.03$	”	
		Ni II	$13.42 \pm 0.02$	”	
		Zn II	$12.60 \pm 0.01$	”	

densities. The associated uncertainties were derived by considering a range of  $b$  values. A large Doppler parameter is needed for component #3. This probably reveals the multiple component nature of the feature. Following Wolfe et al. (2003), we can estimate the UV ambient flux in the system, considering the equilibrium between photo-electric heating and cooling by C II 158  $\mu\text{m}$  emission. The heating of the gas by photo-electric effect on dust grains is proportional to the dust-to-gas ratio, ( $\kappa = 10^{[\text{Zn}/\text{H}]}(1 - 10^{[\text{Fe}/\text{Zn}]})$ ), and to the UV flux,  $F_{\text{UV}}$ . The cooling rate is proportional to the C II 158  $\mu\text{m}$  emission per H atom, as estimated by Pottasch et al. (1979) :

$$l_c = \frac{N(\text{C II}^*)h\nu_{ul}A_{ul}}{N(\text{H I})} \text{ erg s}^{-1} \text{ per H atom,} \quad (5.1)$$

where  $A_{ul}$  is the coefficient for spontaneous emission of the  ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$  transition and  $h\nu_{ul}$  the corresponding energy. We find  $\log l_c \simeq -27 \pm 0.2$ . The conditions in the gas can be compared to that in the Galactic ISM, considering the same type of dust grains for both media :

$$\frac{l_c}{l_c^{\text{gal}}} \approx \kappa \frac{F_{\text{UV}}}{F_{\text{UV}}^{\text{gal}}} \quad (5.2)$$

From Fig. 2 of Wolfe et al. (2003) (see also Lehner et al., 2004) it can be seen that  $\log l_c^{\text{gal}} \approx -26.6$  in the Galaxy at  $N(\text{H I}) = 10^{21.75} \text{ cm}^{-2}$ . We then estimate  $F_{\text{UV}}/F_{\text{UV}}^{\text{gal}} \sim 20$  for  $\kappa \simeq 0.02$ . The UV flux in the DLA is about an order of magnitude higher than in the Galactic disk. Note that we ignored the dependence of the photo-electric heating on the temperature and density of the gas (Weingartner & Draine, 2001), and that the result is therefore only valid for temperatures and densities similar to that in our Galaxy.

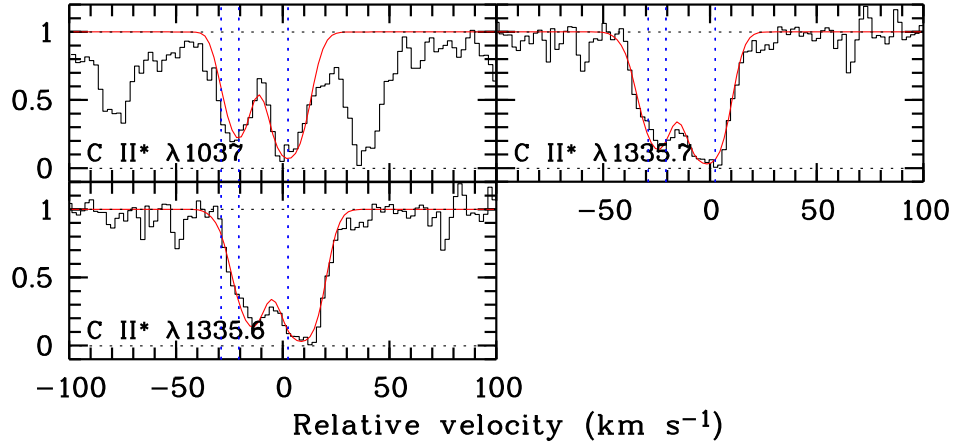


FIG. 5.20 – C II\* absorption profile in the DLA system toward HE 0027–1836. The absorption seen at  $v \simeq +35 \text{ km s}^{-1}$  in the first panel is due to the H<sub>2</sub> L5–0 R1 transition.

TAB. 5.7 – C II\* column densities in the  $z_{\text{abs}} = 2.402$  DLA toward HE 0027–1836.

# <sup>a</sup>	$z_{\text{abs}}$	$\log N(\text{C II}^*)$	$b$ [km s <sup>-1</sup> ]
1	2.40150(4)	$12.65 \pm 0.30$	3-8
2	2.40159(6)	$13.80 \pm 0.10$	4-7
3	2.40185(8)	$14.15 \pm 0.25$	7-9

<sup>a</sup> The numbering refers to that of the low-ionization metal components (see Table 5.6).

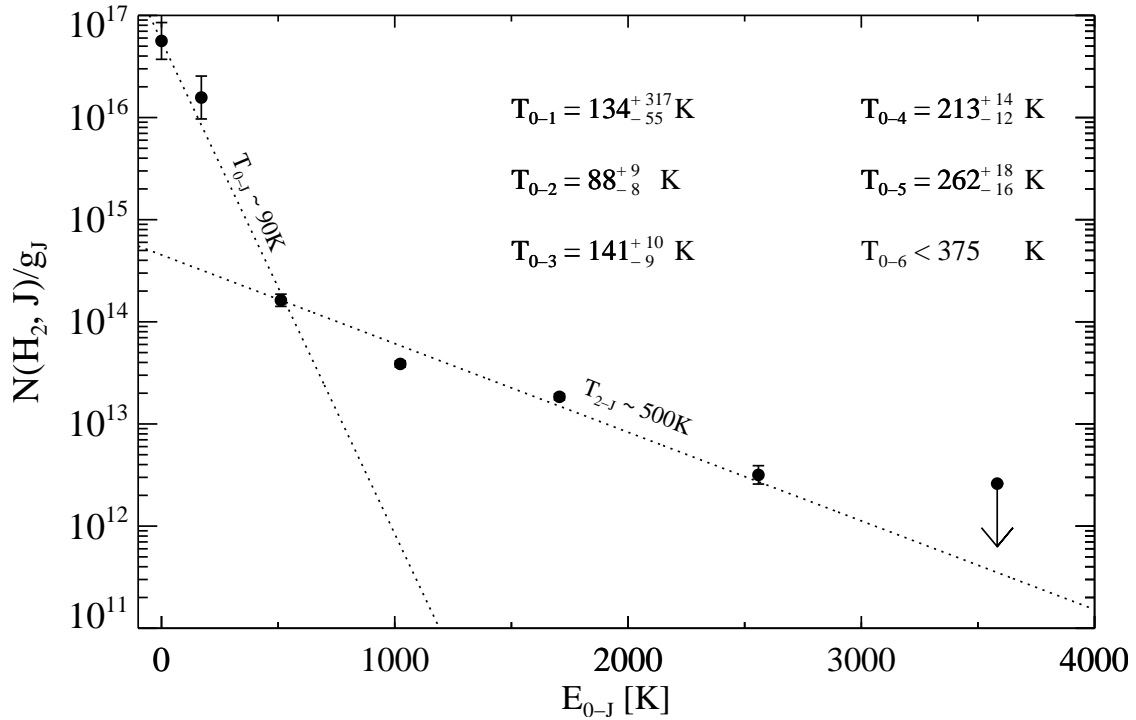


FIG. 5.21 – Excitation diagram of H<sub>2</sub> at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836. It is apparent that it is characterized by two excitation temperatures :  $T_{0-J} \sim 90$  K for  $J \leq 2$  and  $T_{2-J} \sim 500$  K for  $J > 2$ .

## 5.6 Excitation of H<sub>2</sub> toward HE 0027–1836

In this Section, we analyze in detail the excitation of H<sub>2</sub> at  $z_{\text{abs}} = 2.40183$  toward HE 0027–1836 where absorptions from rotational levels  $J = 1$  to  $J = 5$  and possibly  $J = 6$  are seen in a single component.

### 5.6.1 Excitation temperatures

Figure 5.21 shows the H<sub>2</sub> excitation diagram in this system. The graph gives for the different rotational levels  $N(\text{H}_2, J)/g_J$ , where  $g_J$  is the statistical weight of the level, versus the relative energy between that level and  $J = 0$ . The slope  $s$  of a straight line in the graph is inversely proportional to the excitation temperature,  $s = -1/(T_{J-J'} \ln 10)$ . The kinetic temperature is generally estimated by  $T_{0-1}$  assuming the  $J = 1$  level is thermalised. Here,  $T_{0-1} \simeq 134$  K.

The H<sub>2</sub> excitation diagram is characterized by two excitation temperatures,  $T_{0-J} \sim 90$  K for  $J \leq 2$  and  $T_{2-J} \sim 500$  K for  $J > 2$  (see Fig. 5.21). Therefore, other processes than collisions at a temperature of the order of  $T \sim 100$  K (the approximate kinetic temperature) are at play. Formation pumping (just after formation, H<sub>2</sub> molecules are in high- $J$  levels) and UV pumping from low- $J$  levels upwards are likely to be the most important of these processes. Assuming these are the main processes allows us to estimate the strength of the surrounding UV radiation field. Writing the equilibrium between the processes populating and depopulating the  $J = 4$  rotational level [see Eq. 5 in Noterdaeme et al. (2007b), also Hirashita & Ferrara (2005); Cui et al. (2005)], we can estimate the photo-absorption rate in

the  $J = 0$  level,  $\beta_0$ , inside the  $\text{H}_2$ -bearing cloud :  $\beta_0 \simeq 2.5 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ . This is a very low value, probably due to self- and dust-shielding by the outer layers of the cloud. The corrective term for shielding is expressed as (Draine & Bertoldi, 1996) :

$$S_{\text{shield}} = \left( \frac{N(\text{H}_2)}{10^{14} \text{ cm}^{-2}} \right)^{-0.75} e^{-\tau_{\text{UV}}} \quad (5.3)$$

This is the product of two terms, the first term,  $S_{\text{H}_2}$ , is due to self-shielding, the second,  $S_{\text{dust}}$ , is due to dust extinction. The total  $\text{H}_2$  column density in the cloud is  $N(\text{H}_2) = 10^{17.3} \text{ cm}^{-2}$ , leading to  $S_{\text{H}_2} \simeq 0.00335$ . Dust extinction is calculated using the dust optical depth,  $\tau_{\text{UV}}$  :

$$\tau_{\text{UV}} = 0.879 \left( \frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left( \frac{\delta}{2 \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{g}{10^{-2}} \right) \left( \frac{N_{\text{H}}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \quad (5.4)$$

where  $a$  is the radius of a grain,  $g$  is the dust-to-gas mass ratio and  $\delta$  is the grain material density (Hirashita & Ferrara, 2005). This optical depth is difficult to estimate, due to the unknown type of dust and the uncertainty on the exact  $\text{H I}$  column density in the  $\text{H}_2$ -bearing component. We can assume  $a = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $\delta = 2 \text{ g cm}^{-3}$ , and scale the dust-to-gas mass ratio  $g$  with the dust-to-gas ratio  $\kappa = 10^{[\text{Zn}/\text{H}]} (1 - 10^{[\text{Fe}/\text{Zn}]})$  (Prochaska & Wolfe, 2002). We then get :

$$\tau_{\text{UV}} = 0.879 \kappa \left( \frac{N_{\text{H}}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \quad (5.5)$$

or equivalently,

$$\tau_{\text{UV}} = 0.879 \left( \frac{N(\text{Zn})}{10^{[\text{Zn}/\text{H}]_{\odot}} - \frac{N(\text{Fe})}{10^{[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot}}} \right) \left( \frac{1}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \quad (5.6)$$

where the column densities are those measured in the  $\text{H}_2$ -bearing component. We obtain  $S_{\text{dust}} = 0.94$  and  $S_{\text{shield}} = S_{\text{H}_2} S_{\text{dust}} \simeq 0.003$ . Note that the self-shielding dominates the total shielding. We can then estimate the UV flux outside the cloud (see Noterdaeme et al., 2007b) :

$$J_{\text{LW}} \simeq \frac{8 \times 10^{-11} \beta_0}{S_{\text{shield}}} \simeq 6.3 \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (5.7)$$

This is about 20 times higher than in the solar vicinity ( $J_{\text{LW},\odot} \simeq 3.2 \times 10^{-20} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ; Habing, 1968). Again, all this assumes that the high rotational levels of  $\text{H}_2$  are populated by formation- and UV-pumping. If collisional excitation, in case of turbulence or shocks for example, is playing an important role, then the derived UV flux should be considered as an upper limit.

### 5.6.2 Velocity dispersion

In Fig. 5.22, we plot the Doppler parameter of the lines from a given rotational level,  $b$ , as a function of the energy of the rotational level  $J$ . It is apparent that higher  $J$  levels have broader lines. This effect has already been observed in the local interstellar medium in some cases. It has first been derived from curve-of-growth analysis in several *Copernicus* observations (Spitzer & Cochran, 1973; Spitzer et al., 1974), then observed directly by Jenkins & Peimbert (1997) with  $R = 120\,000$  data from the Interstellar Medium Absorption Profile Spectrograph (IMAPS). In that case however the increase in the line broadening is associated with a regular shift in velocity. More recently, the same effect has been reported by Lacour

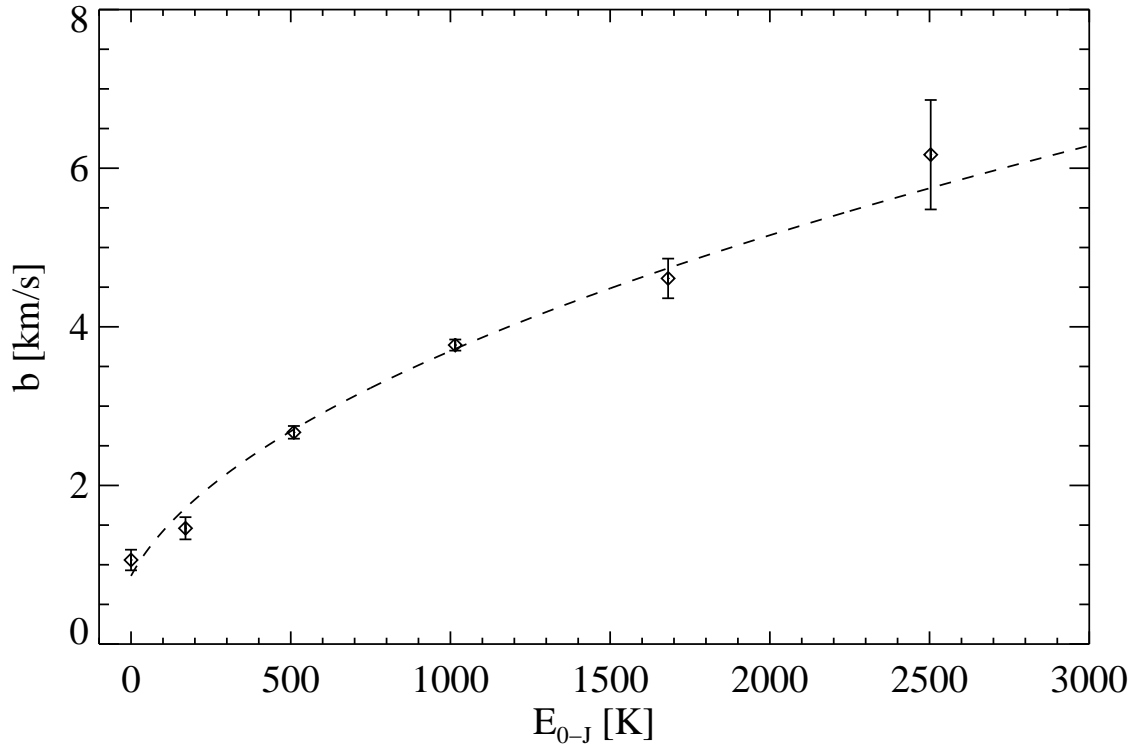


FIG. 5.22 – The Doppler parameter  $b$  as a function of the energy between the rotational levels (from  $J = 0$  to  $J = 5$ ) in the DLA system toward HE 0027–1836. The smallest errors are found for  $J = 2$  and 3, for which numerous lines with good SNR and in different optical depth regimes are observed. The dotted curve corresponds to a fit with a single free parameter (Eq. 5.9).

et al. (2005b) along four lines of sight toward early-type Galactic stars. In high redshift DLAs, Ledoux et al. (2003) already suggested that the lines of  $J \geq 2$  rotational levels require higher  $b$  values than the lower  $J$ -level lines. It is however the first time that a systematic effect is seen beyond any doubt at high redshift.

In case the broadening is only thermal, the Doppler parameter is related to the kinetic energy by :

$$b(J) = \sqrt{2k_B E_k(J)/(3m_H)} \quad (5.8)$$

If we assume that the excess of kinetic energy of molecules in some  $J$  level compared to the kinetic energy of molecules in the  $J = 0$  level is directly proportional to the energy of the rotational level, i.e.  $E_k(J) - E_k(0) = a E_{0-J}$ , with  $a$  a constant, then we can try to fit the observed trend with the expression :

$$b(J) = \sqrt{2k_B(E_k(0) + a E_{0-J})/(3m_H)} \quad (5.9)$$

where  $E_k(0)$  is the kinetic energy of rotational level  $J = 0$ , for which we use the excitation temperature  $T_{0-1} \simeq 134$  K previously determined. The least square minimization gives  $E_k(J) \simeq E_k(0) + 2.34 E_{0-J}$ . The result is shown on Fig. 5.22. One can see that this very simple assumption fits the data very well. It is not easy to find an explanation to this effect. Jenkins & Peimbert (1997) argued that such trend in  $b$  seen along the line of sight to  $\chi$ OriA

could be explained if the gas is located behind a J-shock. However, the column densities along the present line of sight are much larger and, more importantly, this would produce coherent velocity shifts between the lines from different J levels, which we do not observe.

UV pumping cannot produce different  $b$  values because the cascade following the UV absorption releases the energy through infrared photons, and such process does not result in any change in the molecule's kinetic energy.

Lacour et al. (2005b) show that such behavior can be explained by the consequences of H<sub>2</sub>-formation onto dust grains. After formation, the molecules escape with an excess kinetic energy left-over from the formation process. The highest rotational levels have a radiative life-time considerably shorter than the lowest J levels. This implies that low-J molecules have more time than high-J molecules to cool down through collisions with H I (see, e.g., Spitzer & Cochran, 1973; Lacour et al., 2005b). This implies that, if other processes are negligible, the kinetic energy of high-J molecules could be larger than that of low-J ones. It can be seen on Fig. 6 of Lacour et al. (2005b) that their model approximately reproduces the values measured here. However, their model requires a formation rate  $\sim 10$  times higher than that measured in the Galactic ISM (Jura, 1975a; Gry et al., 2002). It is clear that at the low metallicity measured in the present DLA system,  $[Zn/H] = -1.63$ , this assumption can be rejected.

Another explanation could be that the cloud is composed of several layers with a gradient of temperature. External layers would be warm and exposed to strong external UV flux. In these layers, the excitation of H<sub>2</sub> could be large and mostly due to UV pumping. They would contribute mostly to the column densities of high J-levels. The internal layers would be cold and shielded from the external UV flux. It must be realized that the increased  $b$  with higher J is coupled with an excitation diagram described by two excitation temperatures,  $T_{0-J} \sim 90$  K for  $J = 0-2$  and  $T_{2-J} \sim 500$  K for  $J = 3-6$  (see Fig. 5.21). This kind of diagram has been explained in the Galactic ISM by invoking the association of a diffuse cold cloud with a warm Photo-Dissociation Region (PDR), see Boissé et al. (2005).

### 5.6.3 Models

We used the Meudon PDR code (Le Petit et al., 2006; Goicoechea & Le Bourlot, 2007) to model the system toward HE 0027–1836 where H<sub>2</sub> is detected in rotational levels  $J = 0$  to  $J = 5$ . This PDR model assumes a stationary plan-parallel slab of dust and gas of constant hydrogen density  $n_H$ , illuminated by a UV radiation field and solves the radiative transfer, chemistry and thermal balance. The code used in this paper is a slightly modified version compared to the online one<sup>3</sup>. We adopt the Interstellar Radiation Field (ISRF) as given by Draine (1978), scaled by a factor  $\chi$ . Note that the energy between 912 and 2400 Å for the Draine ISRF is 1.78 times that of the Habing radiation field. The grain size distribution is assumed to follow the Mathis et al. (1977) law with radii between 0.1 and 0.3  $\mu\text{m}$ . The mean Galactic dust extinction curve is used. Elemental abundances for C, N, O and S are scaled from solar abundances,  $[X/H]_{\odot}$ , of Morton (2003), using the observed sulfur metallicity,  $[S/H]$  (see Table 5.6). Savage & Sembach (1996) have shown, in the context of diffuse Galactic clouds, that depletion varies significantly from one line of sight to another. Here, we test two extreme assumptions to fix the gas phase abundances of C and O : the same depletion on dust as in the cool medium towards  $\zeta$  Oph (Savage & Sembach, 1996) or no depletion. This gives

<sup>3</sup><http://aristote.obspm.fr/MIS>

in the first case  $C/H = 2.35 \times 10^{-6}$  and  $O/H = 3.9 \times 10^{-6}$  and in the second case  $6.2 \times 10^{-6}$  and  $1.0 \times 10^{-5}$ , respectively. CMB temperature is assumed to be 9.2 K ( $z = 2.4$ ).

We built two grids of models : one corresponding to isothermal models with  $T_{\text{gas}} = 130$  K corresponding to the observed value of  $T_{0-1}$  and one corresponding to models solving the thermal balance equations. For each grid we compute models with  $\chi = 1, 10, 20, 30$  and  $n_{\text{H}} = 10, 100, 150, 200, 400, 500 \text{ cm}^{-3}$ . We checked the influence of the dust-to-gas mass ratio,  $g$ , or equivalently  $C_{\text{D}} = N_{\text{H}}/E(\text{B-V})$ , the ratio of total neutral hydrogen column density to color excess, using  $g = 0.01$  and  $C_{\text{D}} = 5.8 \times 10^{21}$  (corresponding to the ISM values; Bohlin et al., 1978), 0.001,  $5.8 \times 10^{22}$  and 0.0001,  $5.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ . Column densities are computed perpendicular to the plane parallel slab. Since the size of the cloud is not known, all models assume a semi-infinite geometry up to reproduce half of the observed  $N(\text{H}_2)$ . Then column densities are multiplied by 2 to simulate a slab of gas illuminated on both sides. The model is constrained by the condition that the total observed  $N(\text{H}_2)$  should be reproduced.

The best iso-thermal models are obtained with  $g = 0.001$  and  $C_{\text{D}} = 5.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$  corresponding, as expected, to a low dust content (note that if we scale depletion with the observed  $[\text{Zn}/\text{Cr}]$  ratio, see previous Section, we obtain  $g = 0.002$ ). Figure 5.23 presents the excitation diagrams obtained with isothermal assumption in two cases. The best fit to the data for all levels is obtained with  $n_{\text{H}} = 150 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\chi = 10$  (about 20 times the Habing radiation field). This model reproduces reasonably well all column densities except that of the  $J = 2$  level which is over-estimated by nearly an order of magnitude. The low observed value of  $N(J=2)$  relative to other column densities is the special feature of this DLA system. In this model, the molecular fraction is  $f = 10^{-4}$  so H is the main collisional partner for H<sub>2</sub>. It must be noted that H/H<sub>2</sub> collision rates are poorly known mainly because of reactive collisions. However using collision rates from Flower & Roueff (1998) instead of those from Mandy & Martin (1993) does not change the results significantly. Amongst models of total H<sub>2</sub> column density corresponding to the observed one, only those with low-density,  $n_{\text{H}} \simeq 10 \text{ cm}^{-3}$ , and weak radiation field,  $\chi \simeq 1$  (Fig. 5.23), can reproduce the observed  $N(\text{H}_2, J=2)$ . Higher densities tend to thermalize  $J = 2$  whereas higher radiation fields tend to pump this level too much. The influence of the distribution of H<sub>2</sub> amongst ro-vibrational levels after formation on dust has also been tested. It can be noted that a few lines of sight with  $T_{0-2} \leq T_{0-1}$  have been observed by FUSE and Copernicus in our Galaxy or the Magellanic clouds. The HD 108927 line-of-sight has been modelled by Gry et al. (2002). The authors reached similar conclusions. However, with such low density and UV flux ( $n_{\text{H}} \simeq 10 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\chi = 1$ ), populations of  $J > 2$  levels will be under-estimated by more than one order of magnitude. Note, however, that in these models,  $N(\text{C I})$  and  $N(\text{C I}^*)$  are in good agreement with observations. Depending on the adopted depletion of C into dust grains,  $N(\text{C II}^*)$ ,  $N(\text{C I})$  and  $N(\text{C I}^*)$  are reproduced within a factor of 2 to 3 which is acceptable considering the uncertainties in the model.  $N(\text{S II})$ ,  $N(\text{Mg I})$  and  $N(\text{Mg II})$  are also in good agreement with observations.

Thermal balance models lead to similar conclusions. These models are, in principle, more constrained as they have to reproduce  $T_{0-1}$ . However, they are dependent on assumptions on (i) the dust composition since the photo-electric effect on dust is the main heating mechanism and (ii) the elemental abundance of oxygen which controls cooling. Best model is again for  $g = 0.001$  and  $C_{\text{D}} = 5.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ . As for isothermal models, a low density is required to avoid to overestimate  $N(\text{H}_2, J=2)$ . With the first set of abundances (same depletion as in the cool medium towards  $\zeta$  Oph), the best model is  $n_{\text{H}} = 50 \text{ cm}^{-3}$  and  $\chi = 1$ . In this case,  $T_{0-1} = 90$  K. A lower density of  $10 \text{ cm}^{-3}$  increases  $T_{0-1}$  to 180 K because of the low



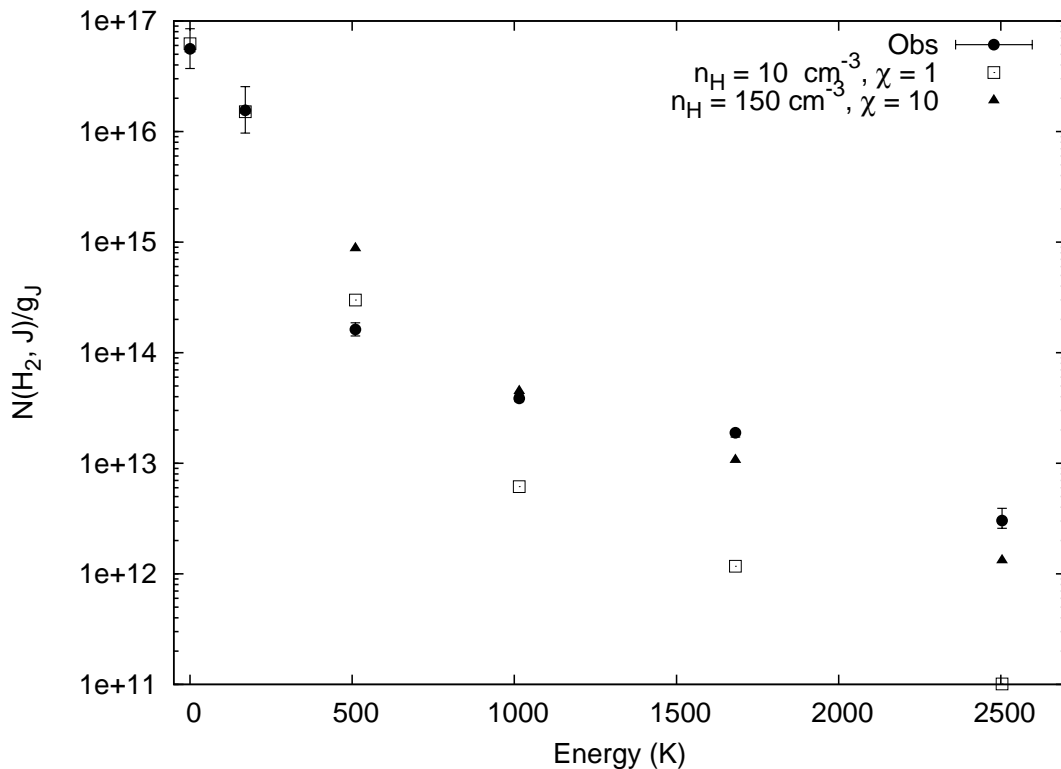


FIG. 5.23 – Excitation diagrams obtained for isothermal models with  $T_{\text{gas}} = 130$  K. Grain parameters are  $g = 0.001$  and  $C_D = 5.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ .

abundance of coolants. With the second set of abundances (no depletion),  $n_{\text{H}} = 10 \text{ cm}^{-3}$  and  $\chi = 1$  is favored and gives  $T_{0-1} = 96$  K. The corresponding excitation diagrams are presented in Fig. 5.24.

In the two models,  $T_{0-1}$  is representative of the kinetic temperature which varies from about 100 to 88 K when the depth in the cloud increases. The best-fit model with a depletion following that towards  $\zeta$  Oph gives  $N(\text{C II}^*) = 5 \times 10^{13}$ ,  $N(\text{C I}) = 8.0 \times 10^{11}$  and  $N(\text{C I}^*) = 7.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . The one with no depletion gives  $1.4 \times 10^{14}$ ,  $5.8 \times 10^{12}$  and  $3.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  for the same species. Both models are within a factor of two from observations (see Tables 5.7 and 5.5).

The population of high-J levels cannot be reproduced by the above low-density models and a PDR component has to be added. High density and strong radiation field are required in order to explain  $\text{H}_2$  excitation by fluorescence. Fig. 5.24 gives an example in which the high-J populations are produced in a clump of density  $n_{\text{H}} = 500 \text{ cm}^{-3}$  with  $\chi = 30$ . The corresponding size is 0.3 pc. Note that the value of the UV radiation field intensity is consistent with what is estimated analytically in Sects. 5.6.1 and 5.5.4.

However, the probability that the line of sight crosses such a clump is small especially when the model requires that this small clump must be embedded in a particularly strong UV radiation field. Note also that there is no velocity shift between the absorption lines of the different J levels suggesting that they are not produced in very different locations. Another possibility to explain the excitation is turbulent dissipation either as vortices or C-shocks (Joulain et al., 1998; Cecchi-Pestellini et al., 2005; Gredel et al., 2002; Le Petit et al., 2004). In that case, increased temperature in turbulent vortex would be responsible for the excitation

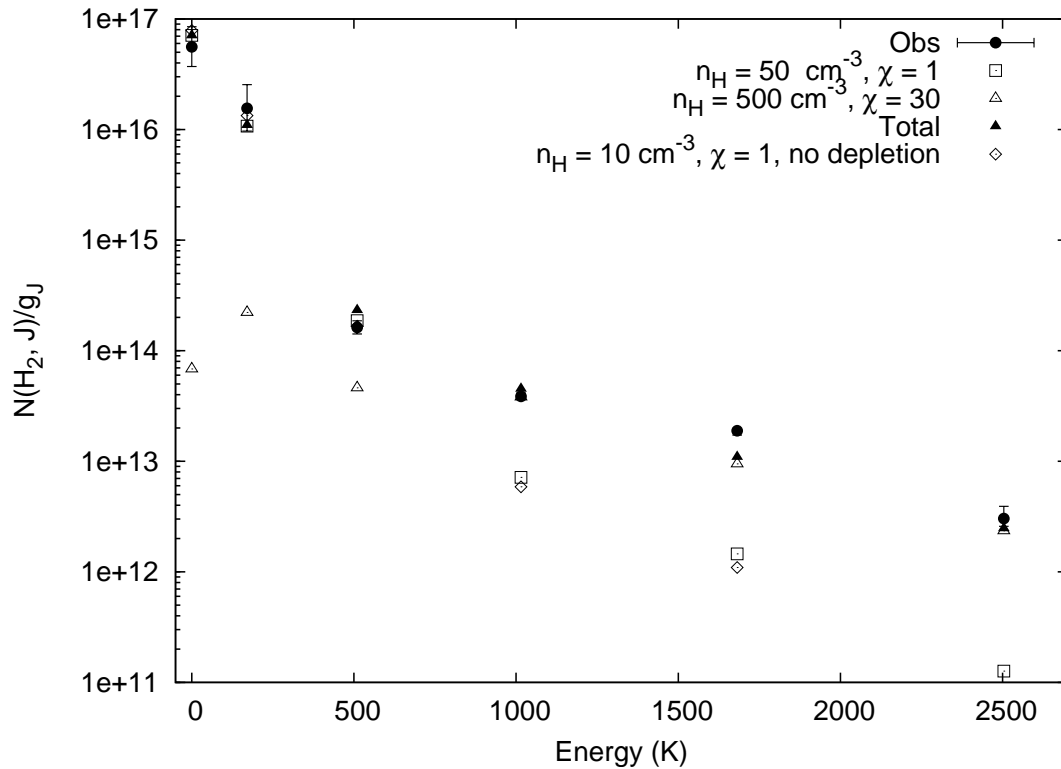


FIG. 5.24 – Excitation diagrams obtained with thermal balance models. Grains parameters are  $g = 0.001$  and  $C_D = 5.8 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ .

of the higher  $\text{H}_2$  rotational levels. Indeed, Joulain et al. (1998) show that there should be no shift between the centroids of different species and that the widths of the lines should be larger for higher excitation as observed in the present case. Cecchi-Pestellini et al. (2005) show that a small amount of hot gas located in turbulent dissipative cells can explain the  $\text{H}_2$  excitation. However, temperature excitation as high as  $T_{2-J} = 500 \text{ K}$  for a low total  $N(\text{H}_2, J > 2)$  may be difficult to be reproduced by such models. This assumption probably deserves more detailed investigation.

## 5.7 Comments on metallicity and depletion

In Fig. 5.25, we compare the depletion patterns for the three systems presented here to the typical depletions observed in cold and warm gas of the Galactic disk and gas in the Galactic halo. The different points correspond to the different components in each system in which  $\text{Zn II}$  is detected. It is apparent that the Galactic halo depletion pattern represents best the observed abundances. The differences between components are small. In the DLA system toward HE 0027–1836, the depletion found in the  $\text{H}_2$ -component is the highest in the system however:  $[\text{Zn}/\text{Cr}] = 0.54$ , while it is  $\sim 0.3$  in the other components. Similarly,  $[\text{Zn}/\text{Fe}] = 0.77$  in the  $\text{H}_2$ -bearing component, while  $[\text{Zn}/\text{Fe}] = 0.46$  and  $0.53$  in the other two components. Note that silicon is almost non-depleted in all components of the three systems. This is similar to what is observed through some lines of sight in the Small Magellanic Cloud (Welty et al., 2001). The small depletion factor, together with low metallicities, implies that the dust content is small and can explain the low observed molecular fraction. The fact that

TAB. 5.8 – Summary of metals abundances in newly discovered H<sub>2</sub>-bearing DLAs.

QSO	Q 2343+125, $z_{\text{em}} = 2.51$		HE 2318–1107, $z_{\text{em}} = 2.96$		HE 0027–1836, $z_{\text{em}} = 2.56$	
$z_{\text{abs}}$	2.431		1.989		2.402	
$\log N(\text{H I})$	$20.40 \pm 0.07$		$20.68 \pm 0.05$		$21.75 \pm 0.10$	
$\log N(\text{H}_2)$	$13.69 \pm 0.09$		$15.49 \pm 0.03$		$17.30 \pm 0.07$	
$\log f$	$-6.41 \pm 0.16$		$-4.89 \pm 0.08$		$-4.15 \pm 0.17$	
Ion (X)	$\log N(\text{X})$	[X/H]	$\log N(\text{X})$	[X/H]	$\log N(\text{X})$	[X/H]
N I	$14.62 \pm 0.01$	$-1.73 \pm 0.07$	$> 14.55^a$	$> -2.08^a$	$15.25 \pm 0.08$	$-2.45 \pm 0.13$
Mg I	$12.40 \pm 0.15$		$12.73 \pm 0.11$		$12.58 \pm 0.04$	
Mg II	$< 14.69$	$< -1.29$	$> 14.94^b$	$> -1.32^b$	$16.00 \pm 0.04$	$-1.33 \pm 0.11$
Si II	$15.15 \pm 0.03$	$-0.81 \pm 0.08$	$15.34 \pm 0.01$	$-0.90 \pm 0.05$	$15.67 \pm 0.03$	$-1.64 \pm 0.10$
P II	$13.05 \pm 0.03$	$-0.91 \pm 0.08$	—	—	$13.17 \pm 0.23$	$-2.14 \pm 0.25$
S II	$14.66 \pm 0.02$	$-0.94 \pm 0.07$	$15.09 \pm 0.02$	$-0.79 \pm 0.05$	$15.23 \pm 0.02$	$-1.72 \pm 0.10$
Ar I	$13.19 \pm 0.01$	$-1.61 \pm 0.07$	—	—	$14.42 \pm 0.02$	$-1.73 \pm 0.10$
Ti II	$< 11.85$	$< -1.49$	$< 12.00$	$< -1.62$	$12.61 \pm 0.06$	$-2.08 \pm 0.12$
Cr II	$12.87 \pm 0.03$	$-1.22 \pm 0.08$	$13.13 \pm 0.06$	$-1.24 \pm 0.08$	$13.37 \pm 0.01$	$-2.07 \pm 0.10$
Mn II	$12.35 \pm 0.03$	$-1.58 \pm 0.08$	—	—	$12.84 \pm 0.03$	$-2.44 \pm 0.10$
Fe II	$14.52 \pm 0.02$	$-1.38 \pm 0.07$	$14.91 \pm 0.01$	$-1.27 \pm 0.05$	$14.97 \pm 0.02$	$-2.28 \pm 0.10$
Ni II	$13.43 \pm 0.03$	$-1.22 \pm 0.08$	$13.82 \pm 0.03$	$-1.11 \pm 0.06$	$13.70 \pm 0.02$	$-2.30 \pm 0.10$
Zn II	$12.20 \pm 0.07$	$-0.87 \pm 0.10$	$12.50 \pm 0.03$	$-0.85 \pm 0.06$	$12.79 \pm 0.02$	$-1.63 \pm 0.10$

<sup>a</sup> Because of many blends, we take  $N(\text{N I})$  in the central component as a lower limit on the total neutral nitrogen column density.

<sup>b</sup> Considering only  $N(\text{Mg II})$  in the main component since the other components are either blended with Ly- $\alpha$  forest absorptions or not detected.

we do not detect H<sub>2</sub> in other components cannot only be due to the little difference in dust-to-gas ratio, resulting in a lower H<sub>2</sub> formation rate. The main reason is probably the lower column densities in the components (especially for HE 2318–1107). We summarize the total abundances found in the three systems in Table 5.8.

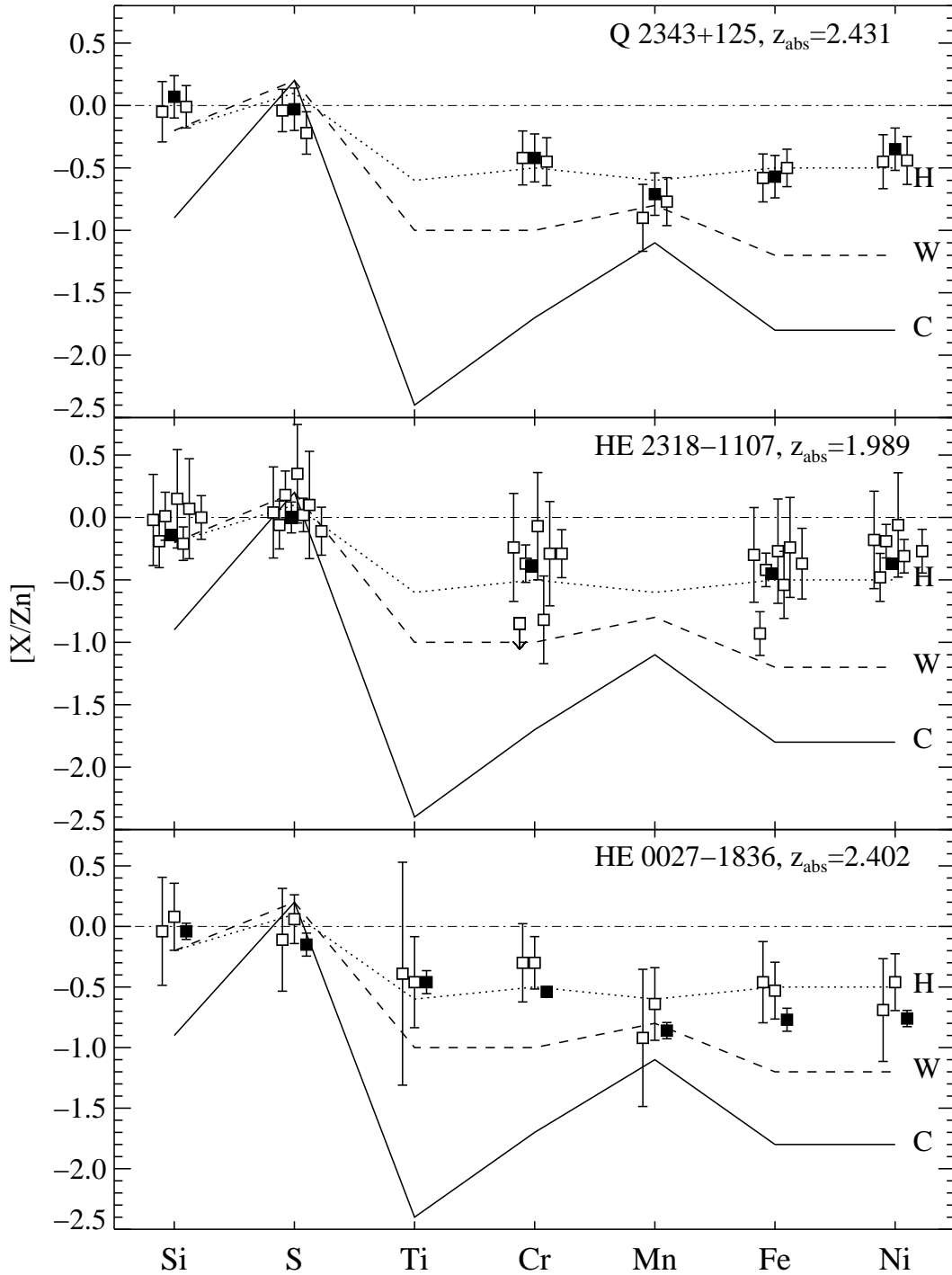


FIG. 5.25 – Depletion pattern for the three systems presented in this paper. The solid, dashed and dotted lines, represent the typical relative abundances observed in, respectively, cold (C) and warm (W) gas in the Galactic disk and diffuse gas in the Galactic halo (H), from Welty et al. (1999). The dashed-dotted line corresponds to solar abundances. Filled squares stand for H<sub>2</sub>-bearing components, open squares for other components in the system. We show only the components in which Zn II is detected. For each system, components are shifted in abscissa according to their redshift (i.e., the bluest components are on the left). It is apparent that the Galactic halo depletion pattern represents best the observed abundances. There is no significant difference between H<sub>2</sub>-components and the other components although it seems that depletion (from Cr II, Mn II, Fe II, and Ni II) is slightly higher in the H<sub>2</sub> component of the DLA toward HE 0027–1836.

## 5.8 Conclusion

We have presented a detailed analysis of three H<sub>2</sub>-bearing damped Lyman- $\alpha$  systems. Two of them are reported here for the first time. This brings the number of known high-redshift ( $z_{\text{abs}} > 1.8$ ) H<sub>2</sub>-bearing DLAs to twelve. All three systems have low-molecular fractions ( $\log f \leq -4$ ). Only one DLA system with such a low molecular fraction was reported before, at  $z_{\text{abs}} = 3.025$  toward Q 0347–383 (Levshakov et al., 2002).

The depletion patterns observed in the components of the three systems are very similar to what is observed in gas located in the Galactic halo, probably because of similarly low metallicities. The depletion is not very different, although slightly larger, in the H<sub>2</sub>-bearing components compared to the other components in the systems. This is different from what is seen in systems with larger molecular fractions where large depletion factors are usually observed in H<sub>2</sub>-bearing components (Ledoux et al., 2003; Rodríguez et al., 2006). This could be a consequence of the relation between molecular fraction and metallicity (Petitjean et al., 2006).

The system toward HE 0027–1836 is particularly interesting as it shows absorption from rotational levels  $J = 0$  to 5 (and possibly  $J = 6$ ) in a single well-defined component. The UV radiation field intensity in which this system is immersed is found to be about 20 times the Galactic ambient flux. This could be an upper limit as it is estimated assuming that H<sub>2</sub> excitation is mainly due to UV pumping. However the same value is found when estimating the cooling rate in the gas from the C II\* column density.

Thanks to the very high data quality, we observe for the first time at high  $z$  an increase of the Doppler parameter  $b$  from low to high H<sub>2</sub> rotational levels. To the first approximation, there is a linear relation between the kinetic energy of the molecule (as given by the Doppler parameter) and the energy of the rotational levels. The explanation that this is a direct consequence of the formation of H<sub>2</sub> onto dust-grains (see Lacour et al., 2005b) is difficult to accommodate given the low formation rate in the DLA gas due to low metallicity and small dust-to-gas ratio.

Detailed PDR models have been constructed to reproduce the observations in this system that is special because of the low  $N(\text{H}_2, J=2)$  column density compared to other  $J$  level column densities. Two components are needed, one with low particle density and weak radiation field to reproduce  $J \leq 2$  levels column densities and one with high density and strong radiation field for  $J > 2$  levels. This combination may appear ad-hoc but is unavoidable in the context of PDR models. On the other hand, the Doppler broadening and the excitation of H<sub>2</sub> can also be explained by increased temperature in part of the gas due to turbulent dissipation or C-shocks (Joulain et al., 1998; Cecchi-Pestellini et al., 2005; Lacour et al., 2005b), as supported by the small depletion, the low molecular fraction and the small, if any, velocity shift between H<sub>2</sub> and C I absorptions.

*Acknowledgements.* We thank the anonymous referee for useful comments. PN is supported by a PhD fellowship from ESO. PPJ and RS gratefully acknowledge support from the Indo-French Centre for the Promotion of Advanced Research (Centre Franco-Indien pour la Promotion de la Recherche Avancée) under contract No. 3004-3.

# Chapitre 6

## Recherche de systèmes Lorentziens dans le sondage du ciel *SDSS*

« Only two things are infinite, the universe and human stupidity, and I'm not sure about the former. »

A. Einstein

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>170</b>
6.1.1	Le gaz neutre révélé par les systèmes Lorentziens	170
6.1.2	Formalisme	171
<b>6.2</b>	<b>Lignes de visée</b>	<b>173</b>
6.2.1	Échantillon de quasars	173
6.2.2	Intervalles de décalage spectral	174
6.2.3	Estimation du rapport signal-à-bruit	175
6.2.4	BALs	177
6.2.5	Sensitivité $g(z)$ .	177
6.2.6	Effet systématique lié à la détermination de $z_{min}$	178
<b>6.3</b>	<b>Mesure de <math>N(\text{HI})</math></b>	<b>182</b>
6.3.1	Recherche des profils Lorentziens	182
6.3.2	Recherche des métaux	182
6.3.3	Ajustement du profil Lorentzien	185
6.3.4	Exemples	189
6.3.5	Précision des mesures et erreurs systématiques	193
<b>6.4</b>	<b>Le gaz neutre à <math>z &gt; 2.2</math></b>	<b>196</b>
6.4.1	Fonction de distribution	196
6.4.2	Convergence de $\Omega_g^{\text{HI}}$	199
<b>6.5</b>	<b>Évolution avec le temps</b>	<b>204</b>
6.5.1	$f_{\text{HI}}(N, X)$	204
6.5.2	$l_{\text{DLA}}$	204
6.5.3	$\Omega_g^{\text{DLA}}$	205
<b>6.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>211</b>

---

Nous nous proposons dans ce chapitre de déterminer la densité cosmologique de gaz neutre dans l'Univers et son évolution au cours du temps grâce à une recherche automatique de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  dans le grand relevé du ciel *Sloan*.

## 6.1 Introduction

### 6.1.1 Le gaz neutre révélé par les systèmes Lorentziens

Comprendre ce qui constitue l'Univers est une des aspirations cosmologiques fondamentales. Les baryons représentent seulement une petite fraction de la masse de l'Univers ( $\sim 5\%$  Komatsu et al., 2008) mais jouent un rôle fondamental puisqu'ils interagissent directement avec la lumière. Dans l'Univers local, environ 6% de la matière baryonique se trouve dans les étoiles et les objets compacts, environ 4% dans le gaz révélé à haute énergie dans les amas et moins de 2% se trouve dans du gaz neutre ou moléculaire (Fukugita & Peebles, 2004). Le reste se trouve dans le milieu intergalactique. Le gaz neutre et moléculaire, bien que comptant pour une toute petite fraction de la masse de l'Univers, influence directement la formation des étoiles dans les galaxies. Il est donc important de déterminer la distribution et l'évolution du gaz neutre pour comprendre les mécanismes de formation des galaxies (Klypin et al., 1995). Dans l'Univers local, le gaz neutre est tracé par l'émission de structure hyperfine de l'atome d'hydrogène à 21 cm. A grand décalage spectral, le gaz neutre est révélé par les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  en absorption sur la ligne de visée de quasars. La densité cosmologique de gaz neutre peut alors en principe être déterminée de façon précise avec un minimum d'hypothèses. La quantité de gaz neutre contenue dans les DLAs est schématiquement proportionnelle au nombre de DLA par unité de volume ( $n$ ) et à leur masse moyenne ( $M$ ). La masse de gaz neutre associé à un système est égale au produit de la densité massique du gaz traversé  $\rho$  et du volume qu'il occupe, c'est à dire le produit de sa section efficace  $\sigma$  et de sa dimension sur la ligne de visée  $l$ . On a donc :

$$\Omega_{DLA} \propto n\sigma l\rho \quad (6.1)$$

or  $l\rho$  est directement proportionnel à la densité projetée de HI et la quantité  $n\sigma$  correspond au nombre de DLA par unité de distance longitudinale  $dN/dX$ . On a donc :

$$\Omega_{DLA} \propto N(\text{HI})dN/dX \quad (6.2)$$

$\Omega_{DLA}$  est donc directement proportionnel à la densité projetée moyenne sur une ligne de visée. Ainsi la mesure de la densité cosmologique de gaz neutre ne dépend pas de la nature des DLAs (e.g. morphologie), mais son expression dépend toutefois de la cosmologie considérée (la transformation décalage spectral et distance comobile). Par conséquent, la détermination de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  est donc fiable si l'on suppose que les échantillons de quasars ne sont pas biaisés par la présence de poussière dans les absorbants (e.g. Ostriker & Heisler, 1984; Ellison et al., 2001; Smette et al., 2005; Vladilo et al., 2008). L'étude de son évolution aide à comprendre la formation des structures et des galaxies dans le contexte de la cosmologie hiérarchique (Cen et al., 2003; Nagamine et al., 2004) et décrit la compétition entre accréation du gaz et formation d'étoiles (Fall & Pei, 1993; Rao, 1994).

Plus de vingt ans se sont maintenant écoulés depuis la première recherche systématique de

systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  dans les spectres de quasars à grand décalage spectral (Wolfe et al., 1986). Ces absorbants ont été recherchés par plusieurs équipes à différents décalages spectraux (e.g.; Lanzetta et al., 1995; Wolfe et al., 1995; Rao et al., 1995; Storrie-Lombardi & Wolfe, 2000; Rao & Turnshek, 2000; Péroux et al., 2003; Prochaska et al., 2005a). Les différents relevés suggèrent que les DLAs contiennent la majeure partie du gaz neutre dans l'Univers (Wolfe et al., 2005) et que la contribution des systèmes à la limite de Lyman (LLS) est petite devant celle des DLAs à  $2 < z < 3.5$ . A  $z > 3.5$ , la situation est moins claire, principalement à cause du nombre limité de quasars observés à grand décalage spectral (Péroux et al., 2003; Prochaska & Herbert-Fort, 2004).

Nous nous proposons ici de rechercher les systèmes Lorentziens dans les spectres de quasars de la base de donnée *Sloan Digital Sky Survey*. Celle-ci contient le plus grand nombre de spectre de quasars disponibles à ce jour. La recherche de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  permet en outre de découvrir des candidats observables à haute résolution spectrale afin de pouvoir en faire l'étude détaillée, et plus particulièrement, d'y rechercher des molécules.

Face à l'énorme quantité d'information contenue dans le SDSS, il est nécessaire de développer des outils efficaces pour analyser cette base de données. Nous présentons dans ce chapitre une technique de recherche et une analyse entièrement automatisées de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  à grand décalage spectral. Après avoir introduit le formalisme nécessaire à l'étude statistique des DLAs, nous introduisons les algorithmes utilisés pour détecter et analyser les systèmes lorentziens, incluant la recherche de raies métalliques associées. Après une caractérisation des erreurs systématiques, des grandeurs cosmologiquement significatives sont extraites des données. Il s'agit de la fonction de distribution des absorbants, de leur incidence numérique ainsi que la densité cosmologique de gaz neutre contenu dans l'Univers. Leur validité est finalement discutée et les résultats comparés avec ceux provenant d'études précédentes.

### 6.1.2 Formalisme

Nous décrivons ici le formalisme nécessaire à la compréhension des grandeurs statistiques calculées et discutées dans ce chapitre.

#### Distance d'absorption

Pour étudier l'évolution des absorbants avec le temps, il convient de définir tout d'abord la distance d'absorption  $X$ . Il est ainsi possible de s'affranchir des effets géométriques dus à l'expansion de l'Univers. Les caractéristiques d'une population d'absorbant n'évoluant pas avec le temps sont constantes si elles sont exprimées par unité de distance d'absorption  $X$  (Bahcall & Peebles, 1969), en supposant que l'on adopte la cosmologie correcte. On prendra ici  $H_0=70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_m = 0.3$  et  $\Omega_\Lambda = 0.7$ .

$$X(z) = \int_0^z (1+z')^2 \frac{H_0}{H(z') dz'} \quad (6.3)$$

où  $H(z)$  est la constante de Hubble au décalage spectral  $z$  :

$$H(z) = H_0 \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m - (1+z)^2 (\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1) + \Omega_\Lambda} \quad (6.4)$$



La distance d'absorption totale d'un échantillon de  $N$  quasars s'écrit alors simplement

$$\Delta X = \sum_{i=1}^N \delta X_i \quad \text{avec} \quad \delta X_i = X(z_{max}^i) - X(z_{min}^i) \quad (6.5)$$

### Fonction de distribution $f_{\text{HI}}(N, X)$

Le nombre d'absorbants par ligne de visée, ayant des densités projetées de HI dans l'intervalle  $[N, N + dN]$  et des distances d'absorptions dans l'intervalle  $[X, X + dX]$  s'écrit (Lanzetta et al., 1991) :

$$f_{\text{HI}}(N, X) dN dX \quad (6.6)$$

où  $f_{\text{HI}}(N, X)$  est la distribution en fréquence des absorbants. Comme noté précédemment, la définition portant sur  $X$  plutôt que  $z$ ,  $f_{\text{HI}}(N, X)$  sera constant pour une population d'absorbants n'évoluant pas avec le temps.

### Incidence numérique des absorbants $l_{\text{DLA}}$

L'incidence des DLAs est donnée par le moment zéro de la distribution  $f_{\text{HI}}(N, X)$ . Il s'agit simplement du nombre de DLA par unité de distance d'absorption et est noté  $l_{\text{DLA}} dX$  (Prochaska et al., 2005a) :

$$l_{\text{DLA}}(X) dX = \int_{N_{th}}^{\infty} f_{\text{HI}}(N, X) dN dX \quad (6.7)$$

avec  $N_{th} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Cette quantité est proportionnelle au produit de la densité numérique comobile des systèmes Lorentziens,  $n_{\text{DLA}}(X)$ , et de leur section efficace moyenne,  $A(X)$ . L'évaluation discrète se fait simplement en comptant le nombre  $m_{\text{DLA}}$  de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  dans l'intervalle  $\Delta X$  :

$$l_{\text{DLA}}(X) = \frac{m_{\text{DLA}}}{\Delta X} \quad (6.8)$$

L'erreur associée est Poissonnienne.

### Densité cosmologique de gaz neutre $\Omega_g^{\text{DLA}}$

La densité cosmologique massique de gaz neutre contenu dans les absorbants est donnée par le premier moment de  $f_{\text{HI}}(N, X)$ . Celle-ci est proportionnelle au produit de la densité volumique d'absorbants et de leur masse. Exprimée en fonction de la densité de masse critique de l'Univers  $\rho_c$ , elle s'écrit :

$$\Omega_g^{\text{neut.}}(X) dX = \frac{H_0}{c} \frac{\mu m_{\text{H}}}{\rho_c} \int_{N_{min}}^{N_{max}} N(\text{HI}) f_{\text{HI}}(N, X) dN dX \quad (6.9)$$

où  $m_{\text{H}}$  la masse de l'atome d'hydrogène,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\mu$  le poids atomique moyen pris égal à 1.3 (75% d'hydrogène et 25% d'hélium en masse). Cette quantité est insensible à  $N_{max}$  si la distribution  $f_{\text{HI}}(N, X)$  est de pente  $p > 2$  pour  $N$  grand :  $f_{\text{HI}}(N, X) \propto N^{-p}$  avec  $p > 2$ . En revanche, elle devient indépendante de  $N_{min}$  seulement si

$p < 2$ . La quantité de gaz neutre dans l'Univers observable étant finie, on s'attend donc à  $p < 2$  pour  $N$  petit (possiblement bien en dessous de  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) et  $p > 2$  pour  $N$  grand.

On prendra  $N_{min} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  pour se limiter aux DLAs *bona-fide*. La quantité ainsi définie est notée  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ . On l'évalue de manière discrète en effectuant une simple somme des densités projetées des DLAs :

$$\Omega_g^{\text{DLA}}(X) = \frac{H_0}{c} \frac{\mu m_H}{\rho_c} \frac{\sum_{N(\text{HI}) \geq N_{min}} N(\text{HI})}{\Delta X} \quad (6.10)$$

L'erreur sur  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  est estimée en considérant les contributions de l'erreur statistique Poissonnienne sur le nombre de DLAs et de l'incertitude sur la détermination des densités projetées :  $\sigma_{\Omega_g^{\text{DLA}}}^2 = \sigma_P^2 + \sigma_N^2$ , avec

$$\sigma_P = \frac{H_0}{c} \frac{\mu m_H}{\rho_c} \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sum N(\text{HI})}{\Delta X} \quad (6.11)$$

et

$$\sigma_N = \frac{H_0}{c} \frac{\mu m_H}{\rho_c} \frac{\sqrt{\sum \sigma_{N(\text{HI})}^2}}{\Delta X} \quad (6.12)$$

où  $\sigma_{N(\text{HI})}$  est l'incertitude associée à chaque mesure de  $N(\text{HI})$ .

Rappelons enfin que la mesure de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  est indépendante de la nature des absorbants.

## 6.2 Lignes de visée

Avant de commencer la recherche de systèmes Lorentziens, il convient de définir le volume d'univers dans lequel elle sera effectuée. Cette section décrit les étapes conduisant à la détermination des lignes de visée (position du quasar sur le ciel) et de l'intervalle de décalage spectral que chacune d'elle permet de sonder.

### 6.2.1 Échantillon de quasars

L'échantillon de quasars considéré provient de la sixième mise à disposition publique (*Data Release 6*) des données du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS-DR6). Tous les objets non-résolus classifiés spectroscopiquement comme quasars par les algorithmes du SDSS, avec un décalage spectral  $z > 2.17$  ont été sélectionnés. Plus spécifiquement, l'accès aux données du SDSS se fait via une requête SQL <sup>1</sup>, ici :

```
SELECT s.plate,s.mjd,s.fiberid
FROM BESTDR6..SpecObj as s, BESTDR6..Star as p
WHERE s.z > 2.17 AND s.zConf > 0.9 AND (s.specClass = dbo.fSpecClass('QSO')
OR s.specClass = dbo.fSpecClass('HIZ_QSO')) AND s.bestObjID = p.objID
```

Cette requête procure la liste des identifiants `plate`, `fiber`, `mjd`, uniques pour chaque spectre, correspondant respectivement au numéro de la plaque spectroscopique, à celui de la fibre

<sup>1</sup>Structured Query Language

associée à l'objet et à la date d'observation (*Modified Julian Date*). L'échantillon de base ainsi obtenu est composé de 12 288 quasars dont les spectres sont réduits et calibrés en flux et longueur d'onde (voir Annexe C).

### 6.2.2 Intervalles de décalage spectral

Une fois les lignes de visées sélectionnées, il reste à déterminer chaque intervalle de décalage spectral disponible pour la recherche de ces absorbants. Le décalage spectral maximum  $z_{max}$  est généralement limité à quelques milliers de kilomètres par seconde du quasar afin de minimiser la probabilité de biaiser les résultats en incluant des absorbants associés au quasar (voir Chap. 1, § 1.2.3). En effet, la nature des absorbants proches du quasar est méconnue et les systèmes Lorentziens proches du quasar (*Proximate Damped Lyman- $\alpha$  systems, PDLAs*) pourraient être causés par des éjectas ou par une absorption par la galaxie hôte elle-même. De plus, l'objectif ici étant de faire un recensement de l'hydrogène neutre dans l'Univers, les PDLAs doivent être exclus à cause des effets possibles des radiations ionisantes du quasar sur l'absorbant. La définition de  $z_{max}$  est ainsi donnée par :

$$z_{max} = z_{em} - \frac{\Delta v}{c} \times (1 + z_{em}) \quad (6.13)$$

L'intervalle de vitesse  $\Delta v$  non-consideré pour la recherche de DLAs intervenants dans la plupart des études statistiques est typiquement pris égal à  $\Delta v = 3000 \text{ km s}^{-1}$  (e.g. Wolfe et al., 1986) ou  $5000 \text{ km s}^{-1}$  (e.g. Smette et al., 2005). Foltz et al. (1986) et Anderson et al. (1987) ont montré qu'il existe un excès d'absorptions CIV jusqu'à  $v < 5000 \text{ km s}^{-1}$  du décalage spectral d'émission des quasars. Le même effet affecte probablement HI. Nous prenons donc une approche conservative et choisissons ici  $\Delta v = 5000 \text{ km s}^{-1}$  tel que préconisé par Richards (2001). Notons que les spectres SDSS ne couvrent que des longueurs d'ondes supérieures à  $3800 \text{ \AA}$ , impliquant  $z_{abs} > 2.12$  et donc  $z_{em} > 2.17$ .

Les discontinuités à la limite de Lyman empêchent la détection de systèmes Lorentziens à  $\lambda < (1 + z_{LLS})\lambda_{912}$  (e.g. Peroux, 2001). De plus, une telle discontinuité peut elle-même être confondue avec l'aile rouge d'un DLA lorsque la recherche est faite de manière automatique. Enfin, les problèmes de réduction sont fréquents et le rapport signal-à-bruit souvent médiocre à l'extrémité bleue des spectres SDSS. Le décalage spectral minimum accessible,  $z_{min}^0$ , est donc défini de la manière suivante<sup>2</sup> :  $z_{min}^0$  correspond au centre d'une fenêtre glissante de  $2000 \text{ km s}^{-1}$  de largeur (soit 29 pixels) lorsque le rapport signal-à-bruit médian dans cette fenêtre atteint 4. Un rapport signal-à-bruit inférieur ne permet pas de détecter les systèmes Lorentziens de façon fiable et un choix de rapport signal à bruit supérieur n'influence que peu les résultats mais diminue la portée statistique (Prochaska et al., 2005a). La Fig. 6.7 illustre la détermination de  $[z_{min}^0, z_{max}]$ , en présence d'une discontinuité à la limite de Lyman. Il est évidemment nécessaire que  $z_{min}^0 < z_{max}$ , ainsi, 2933 quasars sont rejetés à cette étape. Ce sont généralement des quasars dont la raie d'émission Ly- $\alpha$  se trouve proche du bord bleu du spectre ou des quasars dont le spectre est de rapport signal-à-bruit très bas.

<sup>2</sup>Ce décalage spectral minimum est noté  $z_{min}^0$ , pour ne pas le confondre avec  $z_{min} = z_{min}^0 + \delta z$  que nous utiliserons plus tard,  $\delta z = \frac{\delta v}{c} \times (1 + z_{min}^0)$  permettant de décaler  $z_{min}^0$  d'un certain intervalle de vitesse  $\delta v$ .

### 6.2.3 Estimation du rapport signal-à-bruit

Le spectre non absorbé du quasar peut être grossièrement modélisé par la somme d'une loi de puissance, décrivant le continu du quasar, et de gaussiennes décrivant les raies d'émission. Nous nous intéressons ici à obtenir de manière rapide le continu du quasar dans  $[1 + z_{min}^0, 1 + z_{max}] \times \lambda_{Ly\alpha}$  afin de déterminer le rapport signal-à-bruit dans l'intervalle utile pour la recherche de DLAs. Ceci va en outre nous permettre la détection de spectres de quasars auto-absorbés (BALs) grâce à la détermination du continu dans le rouge de la raie d'émission Ly- $\alpha$ .

L'ajustement de la loi de puissance est contraint en supprimant itérativement les raies d'absorption, provenant principalement de la forêt Ly- $\alpha$  dans le bleu et des métaux dans le rouge de la raie d'émission Lyman- $\alpha$ . Les pixels déviants dus à une mauvaise soustraction des raies du ciel ou à des défauts du CCD sont également supprimés. La procédure rejette ces pixels avec une tolérance sur la déviation diminuant à chaque itération. Cette tolérance est asymétrique dans le bleu de la raie d'émission Ly- $\alpha$ , avec une déviation maximum autorisée plus faible en dessous du continu qu'au dessus afin d'éliminer efficacement les raies d'absorption de la forêt Ly- $\alpha$ .

Une gaussienne est ensuite ajustée à l'aile bleue de la raie d'émission Ly- $\alpha$ , en partie couverte par l'intervalle  $[z_{min}^0, z_{max}]$ . Notons que limiter la recherche des DLAs à  $5000 \text{ km s}^{-1}$  du quasar présente donc également l'avantage de n'avoir pas à se soucier des différentes formes possibles de la raie d'émission Ly- $\alpha$ .

Le rapport entre le flux non absorbé et le spectre d'erreur entre  $z_{min}^0$  et  $z_{max}$  est noté  $\text{SNR}_f$ . Il s'agit du rapport signal-à-bruit que l'on aurait en absence d'absorption. Prochaska & Herbert-Fort (2004) déterminent un tel rapport en considérant le flux moyen dans l'aile rouge de la raie d'émission Ly- $\alpha$  du quasar. Cette estimation du rapport signal-à-bruit dépend donc de la force des raies d'émission Ly- $\alpha$  et N V et n'est donc pas parfaitement représentative de la qualité du spectre aux longueurs d'onde de la forêt Ly- $\alpha$ .

Le rapport signal-à-bruit  $\text{SNR}_f$  permet de rejeter les spectres de trop mauvaise qualité sans rejeter préférentiellement les spectres présentant une absorption Lorentzienne, ce qui apporterait un biais sérieux aux résultats. En effet, on ne peut pas simplement utiliser le rapport signal-à-bruit directement observé en présence d'absorption pour caractériser les spectres de mauvaise qualité, car celui-ci peut être diminué de façon significative par la présence d'un DLA. La Fig. 6.1 illustre cet effet avec trois exemples pour lesquels l'utilisation du rapport signal-à-bruit directement observé aurait conduit au rejet du spectre considéré. Dans le premier cas, l'intervalle utile à la recherche de DLA est petit et la présence d'un DLA à  $\log N(\text{HI}) \sim 20.7$  suffit à diminuer significativement le rapport signal-à-bruit. Dans le second cas, le spectre est de bonne qualité et l'intervalle de longueur d'onde est grand. Cependant, un DLA de très grande densité projetée  $\log N(\text{HI}) \sim 22$  diminue fortement le rapport signal-à-bruit observé. Enfin, le troisième cas montre qu'une absorption à  $\log N(\text{HI}) = 21$  peut suffire à diminuer ce rapport en dessous de la limite acceptable même si l'intervalle de longueur d'onde couvert par  $[z_{min}^0, z_{max}]$  est grand, à moins de procéder comme décrit précédemment.

1482 quasars de rapport signal-à-bruit médiocre sont rejetés à cette étape et n'interviendront pas dans la recherche de DLAs.

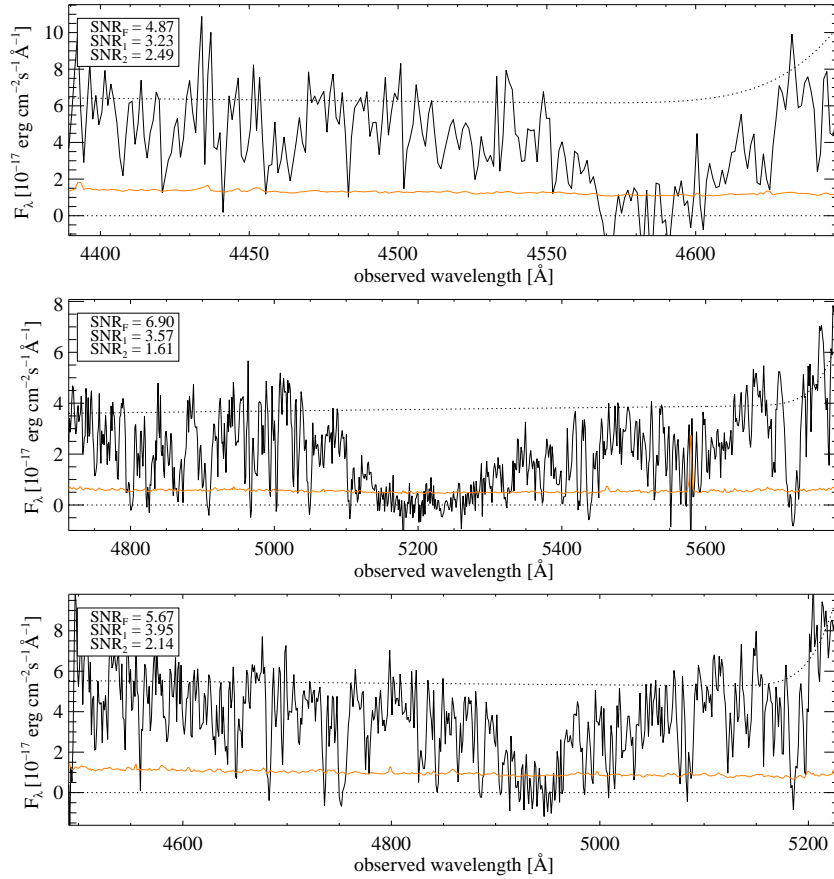


FIG. 6.1 – Illustration du calcul du rapport signal-à-bruit dans la forêt Ly- $\alpha$  (entre  $\lambda_{min} = 1215.67 \times (1 + z_{min}^0)$  et  $\lambda_{max} = 1215.67 \times (1 + z_{max})$ ) que l'on aurait en l'absence d'absorption. Celui-ci est pris égal au rapport médian entre le continu (pointillés) et le spectre d'erreur (orange). Le rapport  $SNR_1$  correspond au rapport médian entre le flux et le spectre d'erreur tandis que  $SNR_2$  correspond à la déviation standard du flux observé. Dans les trois cas présentés, l'utilisation de  $SNR_1$  ou  $SNR_2$  aurait conduit à un rejet du spectre considéré et introduit un biais en défaveur de la présence de DLA.

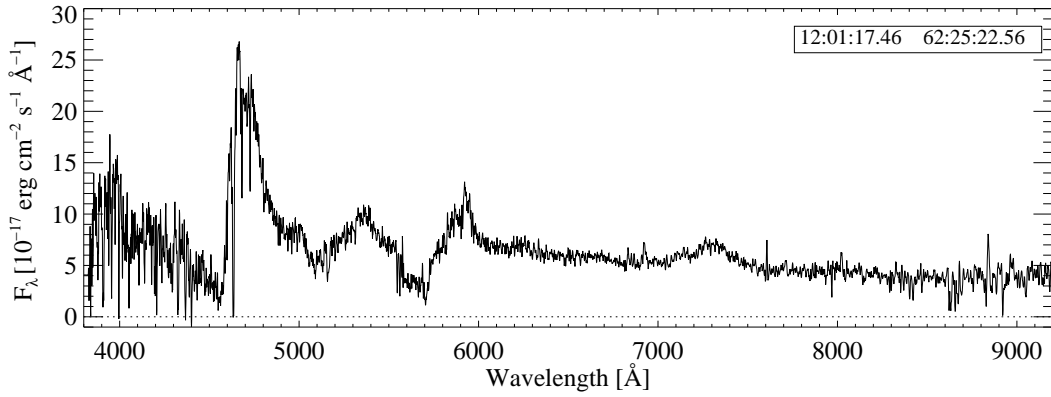


FIG. 6.2 – Spectre de quasar présentant de large raies d’absorption intrinsèques à  $\lambda \approx 4500, 5100$  et  $5600 \text{ \AA}$ .

#### 6.2.4 BALs

La détermination du continu dans le rouge de la raie d’émission Ly- $\alpha$  permet de déceler les quasars présentant de larges raies d’absorption intrinsèques (*Broad Absorption Lines Quasars*). On évite ainsi les confusions possibles entre DLAs intervenants et absorptions O VI ou NV intrinsèques. De plus, il devient plus facile de rechercher les raies métalliques associées au DLA sans être gêné par les absorptions provoquées par l’environnement proche du quasar. 766 quasars présentant des raies d’absorption larges ( $\gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) proches des raies d’émission C IV et Si IV sont ainsi rejetés de l’analyse. Ceci représente donc environ 10% du nombre total de quasars, en accord avec les résultats de Trump et al. (2006). Un exemple de spectre affecté par des raies intrinsèques larges, et non considéré dans la suite de l’analyse, est présenté sur la Fig. 6.2.

L’échantillon final  $\mathcal{S}_{qso}^0$  est constitué des spectres de 7107 quasars, dans lesquels la recherche de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  est possible.

#### 6.2.5 Sensitivité $g(z)$ .

L’importance statistique du sondage effectué est décrite par la sensibilité  $g(z)$  de l’échantillon de quasars considéré :

$$g(z) = \sum_{i=1}^{N_{QSO}} H(z_{max}^i - z)H(z - z_{min}^i), \quad (6.14)$$

où la fonction de Heaviside,  $H(x)$ , vaut 1 si  $x > 0$  et 0 sinon. La sensibilité  $g(z)$  représente donc le nombre de lignes de visées disponibles à un décalage spectral donné (Lanzetta et al., 1991).

La sensibilité de l’échantillon présenté dans ce travail est comparée à celle des échantillons de Péroux et al. (2003) et de Prochaska et al. (2005a) sur la Fig. 6.3. Le travail présenté permet de sonder l’intervalle de décalage spectral  $z \sim 2.2 - 5$ , avec un grand nombre de lignes de visée disponibles à  $z \sim 2.2 - 4$ . La sensibilité du SDSS est très supérieure à celle de l’échantillon de Péroux et al. (2003) qui inclut une compilation des relevés précédents. Ceci explique l’irrégularité de  $g(z)$  de l’échantillon de Péroux et al. (2003) à  $z < 1.6$ . La coupure

à  $z = 1.6$  correspond à la limite séparant les observations spatiales de celles accessibles depuis le sol.

On peut remarquer une différence entre la sensibilité de l'échantillon du SDSS-DR5 de Prochaska et al. (2005a)<sup>3</sup> et la sensibilité de l'échantillon SDSS-DR6 ici présenté. Pour  $z \lesssim 3$ , la sensibilité du SDSS-DR6 est environ 20% supérieure à celle du SDSS-DR5, reflétant la plus grande taille de l'échantillon DR6, incluant le DR5. La sensibilité de l'échantillon  $\mathcal{S}_{qso}^0$  est cependant plus faible que celle de Prochaska et al. (2005a) à grand décalage spectral. Il y a deux raisons principales à ceci. Premièrement, la vérification visuelle permet à Prochaska et al. de tolérer un plus grand nombre de spectres de moindre qualité et/ou présentant des raies d'absorption intrinsèques. Bien que l'on pourrait s'attendre à ce que ceci affecte tous les décalages spectraux, la qualité des spectres est généralement moindre lorsque  $z_{em}$  est grand et une vérification visuelle tend à inclure des spectres de moins bonne qualité pour les quasars à grand- $z$  justement, afin d'augmenter la sensibilité de l'échantillon. Deuxièmement, la valeur de  $\Delta v$  utilisée dans l'Eq. 6.13 est différente dans les deux études (resp. 3000 et 5000 km s<sup>-1</sup> pour DR5 et DR6), contribuant à une plus grande sensibilité à grand- $z$  dans le DR5.

La Fig. 6.3 montre que la sensibilité est relativement mauvaise ( $g(z) < 100$ ) dans tous les échantillons dès  $z \gtrsim 4$ . Les résultats à plus grand décalage spectral ont donc toujours un impact statistique réduit. Il sera nécessaire d'effectuer des relevés additionnels à grand décalage spectral pour sonder  $z \sim 4 - 5$  (e.g. Guimaraes et al., *en préparation*).

### 6.2.6 Effet systématique lié à la détermination de $z_{min}$

La détermination des intervalles de décalage spectraux disponibles pour la recherche de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  peut induire un biais important lorsqu'elle est déterminée de façon automatique. En effet, dans ce cas, le décalage spectral minimum accessible est généralement défini par le rapport signal-à-bruit afin d'éliminer les discontinuités à la limite de Lyman (voir §.6.2.2). Lorsque qu'une raie d'absorption Lorentzienne se trouve proche de la limite  $z_{min}^0$  définie par le rapport signal-à-bruit, celle-ci peut significativement diminuer ce rapport et  $z_{min}^0$  est alors défini dans le rouge de la raie d'absorption.

La présence d'une raie d'absorption Lorentzienne proche de la limite  $z_{min}^0$  (que l'on aurait obtenue en l'absence de DLA) diminue significativement le rapport signal-à-bruit. La détermination de l'intervalle de décalage spectral accessible sera donc influencée par la présence de la raie d'absorption Lorentzienne Lyman- $\alpha$  et  $z_{min}^0$  correspondra à une longueur d'onde plus grande que celle du DLA. La Fig. 6.4 présente un tel exemple.

Le résultat net est que la présence d'une absorption forte tend à l'auto-exclure de l'échantillon statistique. Ceci est d'autant plus vrai que  $N(HI)$  est grand et que  $z$  est petit puisque le rapport signal-à-bruit est généralement plus faible aux courtes longueurs d'onde.

Dans le cas idéal, il faudrait retrouver la position du décalage spectral que l'on aurait en l'absence d'absorption. Ceci nécessiterait de vérifier visuellement pour tous les spectres si les bas rapports signal-à-bruit aux courtes longueurs d'onde sont dûs à des systèmes Lorentziens, auquel cas il faudrait vérifier la présence de métaux associés, ou à une discontinuité à la limite de Lyman, pour laquelle il faudrait rechercher l'absorption Ly- $\alpha$  associée. Ceci reviendrait donc à analyser manuellement  $\sim 10\,000$  quasars.

---

<sup>3</sup>Les résultats présentés par Prochaska et al. (2005a) concernent en fait le *Data Release 3*. Ces auteurs étendent leur recherche au DR5 postérieurement à la publication. Nous considérerons ces derniers résultats dans ce chapitre.

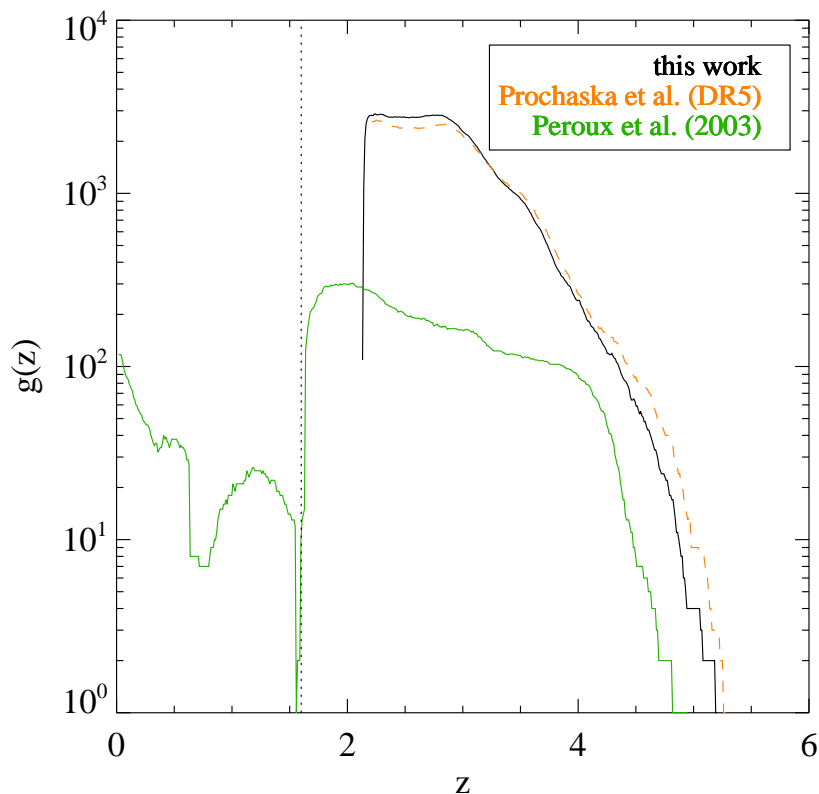


FIG. 6.3 – Sensitivité  $g(z)$  de l'échantillon  $\mathcal{S}_{qso}^0$  comparée à celle de l'échantillon de Prochaska et al. (2005a) ainsi qu'une compilation des relevés précédents (Péroux et al., 2003). Le trait vertical à  $z = 1.6$  marque la limite en dessous de laquelle des observations hors de l'atmosphère terrestre sont nécessaires pour détecter Ly- $\alpha$ .

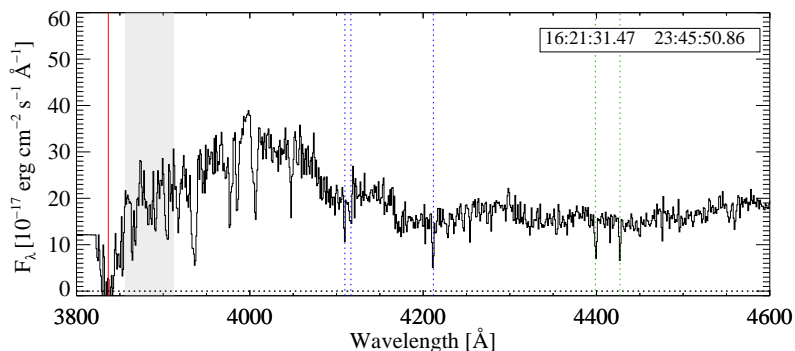


FIG. 6.4 – Portion de spectre SDSS illustrant l'effet de la présence d'un DLA sur la détermination de  $z_{min}^0$ . L'intervalle  $[z_{min}^0, z_{max}^0]$  est représenté par la zone grisée sur la figure et les positions du DLA et de quelques raies métalliques associées sont indiquées par les traits verticaux



Le problème peut cependant être retourné. Il suffit de trouver une définition de la distance d'absorption  $\delta X$  pour chaque ligne de visée qui soit indépendante de la présence d'un DLA. Le biais identifié<sup>4</sup> peut être évité en adoptant une nouvelle définition du décalage spectral minimum accessible :

$$z_{min} = z_{min}^0 + \frac{\delta v}{c} \times (1 + z_{min}^0), \quad (6.15)$$

De cette manière, si  $\delta v$  est suffisamment grand, la présence d'une absorption lorentzienne à  $(1 + z_{min}) \times 1215.67 \text{ \AA}$  n'a aucune influence sur la détermination de  $z_{min}^0$ . La conséquence est que  $z_{min}$  est défini indépendamment de la présence d'un DLA. En d'autres termes, on peut affirmer que si un DLA est présent à  $\lambda_{min} = (1 + z_{min}) \times 1215.67 \text{ \AA}$ , il sera inclus dans l'échantillon. L'utilisation de  $z_{min}^0$  aurait en revanche interdit artificiellement à toute absorption Lorentzienne de se trouver à  $\lambda_{min}^0$ .

La Figure 6.5 présente la détermination de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  dans deux intervalles de décalages spectraux différents, en fonction du décalage en pixels (ou de manière équivalente  $\delta v$ ). La convergence de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  en fonction de  $\delta v$  apparaît vers  $10\,000 \text{ km s}^{-1}$ . Ceci s'explique naturellement par l'influence négligeable sur le rapport signal-à-bruit ( $< \sim 10\%$ ) d'un DLA de forte densité projetée ( $\log N(\text{HI}) \sim 21.5$ ) à cet incrément en vitesse. On adoptera donc  $\delta v = 10\,000 \text{ km s}^{-1}$  dans la suite. Cette figure indique également que le biais évité est de l'ordre de  $10\%$  dans les intervalles de décalages spectraux considérés. Nous verrons cependant, lors de l'étude de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  en fonction du décalage spectral que l'effet lié à la détermination de  $z_{min}$  a des répercussions importantes sur la compréhension de l'évolution du gaz neutre, principalement à  $z \sim 2.25$ .

La nouvelle sensibilité  $g(z)$  utilisant  $z_{min}$  en remplacement de  $z_{min}^0$  est présentée sur la Fig. 6.6. Appliquer l'incrément en vitesse à  $z_{min}^0$  présente le désavantage de réduire la portée statistique de l'échantillon, principalement aux décalages spectraux petits. Il ne sera donc pas possible d'obtenir des résultats statistiques pour  $z < 2.2$ . Les systèmes se retrouvant en dehors de l'intervalle de décalage spectral nouvellement défini seront également recherchés et analysés (§ 6.3) mais ne seront pas inclus dans les considérations statistiques (§ 6.4).

---

<sup>4</sup>Notons que Prochaska et al. (2005a) ont également remarqué un tel biais. Ces auteurs le considèrent cependant mineur et estiment qu'ils l'évitent en incrémentant  $z_{min}^0$  de 0.005 (soit  $1500 \text{ km s}^{-1}$ , selon ces auteurs). Leur équation. 1 est d'ailleurs erronée puisque un incrément de 0.005 correspond en fait à  $\delta v = 1500 \text{ km s}^{-1}/(1 + z_{min}^0)$ , soit  $\delta v < 500 \text{ km s}^{-1}$

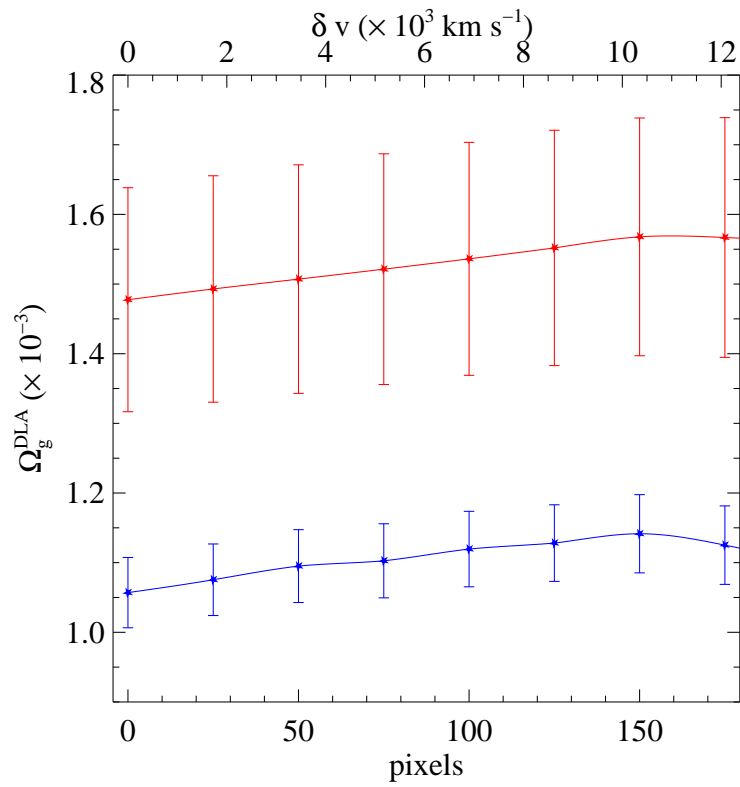


FIG. 6.5 – Calcul de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  en fonction de l'incrément en vitesse appliqué pour chaque ligne de visée à  $z_{\min}$  dans les intervalles  $z = [2.5, 3.5]$  (bleu) et  $[3.5, 4.5]$  (rouge).

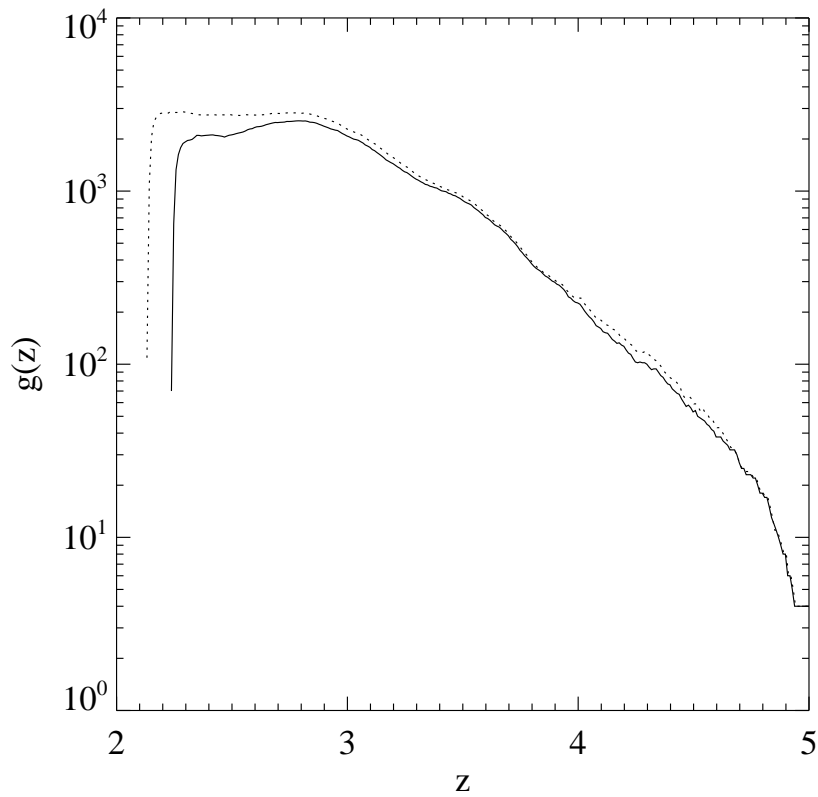


FIG. 6.6 – Sensitivité  $g(z)$  de l'échantillon considéré avec (trait continu) ou sans (pointillés) application de l'incrément en vitesse de  $\delta v = 10\,000 \text{ km s}^{-1}$  à  $z_{\min}^0$ .

## 6.3 Mesure de $N(\text{HI})$

### 6.3.1 Recherche des profils Lorentziens

Les recherches d'absorptions Lorentziennes sont habituellement effectuées dans des spectres à basse résolution en identifiant les raies d'absorptions de grande largeur équivalente, puis en confirmant les candidats à moyenne ou haute résolution spectrale (e.g. Wolfe et al., 1995). Prochaska & Herbert-Fort (2004) ont montré que la résolution des spectres du SDSS ( $R \sim 2000$ ) permet à la fois la recherche des DLAs mais aussi leur ajustement avec un profil de Voigt, pour des rapports signal-à-bruit raisonnables ( $\gtrsim 4$ ). Ces auteurs présentent une technique qui ne requiert pas la détermination du continu, en identifiant les régions où le rapport signal-à-bruit est significativement plus petit qu'un rapport caractéristique (estimé dans l'aile rouge de l'émission Ly- $\alpha$ ). Les candidats sont ensuite confirmés visuellement et les densités projetées mesurées manuellement en ajustant le continu et la raie d'absorption en même temps.

Nous utilisons ici une approche différente. L'information permettant d'identifier une raie Lorentzienne ne se trouve pas seulement dans le cœur du profil – considéré par les études précédentes – mais aussi dans les ailes du profil de Voigt, voir Annexe A. La technique proposée utilise donc une analyse de corrélation (plus spécifiquement *corrélation de Spearman*) entre les profils observés et ceux attendus. Des profils de Voigt synthétiques correspondant à différentes densités projetées de HI (par pas de 0.1 dex) sont corrélés avec le spectre observé et chaque décalage spectral ( $z_i$ ) correspondant à une forte probabilité de corrélation est identifié.

Un critère supplémentaire est utilisé, imposant à l'aire entre les raies observée et attendues d'être inférieure à celle résultant de l'intégration du spectre d'erreur moyen sur le même intervalle. En d'autres termes, ceci interdit à l'absorption observée d'être caractérisée par une largeur équivalente significativement moins grande que la largeur équivalente attendue. Cependant, ceci autorise la présence de fortes raies d'absorptions Ly- $\alpha$  dans les ailes de l'absorption lorentzienne ainsi qu'une mauvaise extraction du ciel, fréquente lors de l'utilisation de fibres optiques.

Enfin tous les  $z_i$  se trouvant dans un même intervalle  $\Delta z = 0.05$  sont regroupés en un seul candidat ( $z_i, N_j(\text{HI})$ ), correspondant à celui de plus grande probabilité de corrélation ( $p_{ij}$ ) avec le spectre observé. La procédure détermine s'il s'agit d'un seul ou de plusieurs candidats DLAs lorsque  $\Delta z > 0.05$ .

La méthode présentée ici fournit pour chaque candidat une première mesure approchée de sa densité projetée  $N(\text{HI})$ . Celle-ci servira de paramètre initial lors de l'ajustement de l'absorption Lorentzien Lyman- $\alpha$  (§ 6.3.3).

1874 candidats DLAs sont identifiés le long des 7107 lignes de visées de l'échantillon  $S_{qso}^0$  (voir exemple sur la Fig. 6.7). Ceux-ci sont ensuite analysés avec une deuxième procédure en deux étapes. Premièrement, une détermination précise du décalage spectral et une recherche de raies métalliques associées puis l'ajustement d'un profil de Voigt à la raie d'absorption Ly- $\alpha$ .

### 6.3.2 Recherche des métaux

La détermination précise du décalage spectral et la recherche des métaux s'effectue à l'aide d'une corrélation croisée entre un masque représentant les raies d'absorption et le spectre observé. Le masque utilisé est une variante d'un masque binaire. Celui-ci est convolué avec la fonction instrumentale du SDSS et donc composé de gaussiennes plutôt que de fonc-

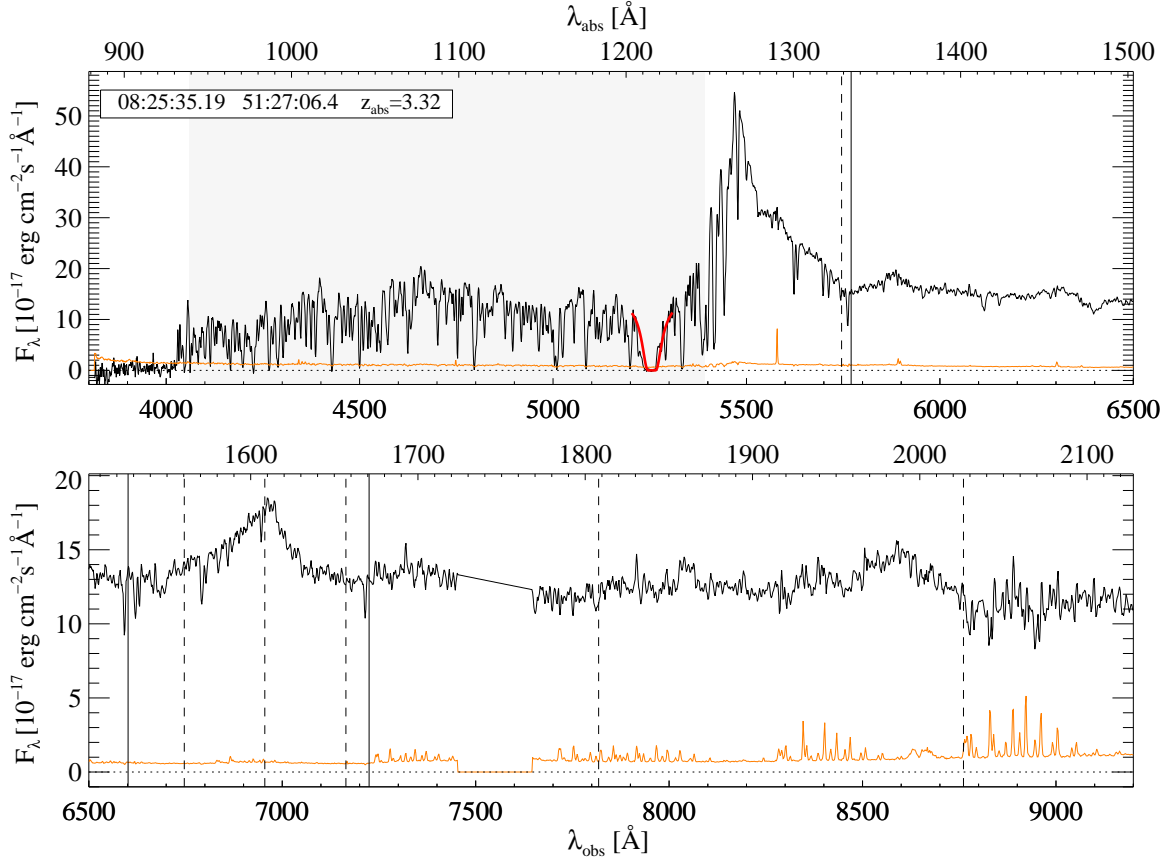


FIG. 6.7 – Spectre de quasar présentant un candidat DLA. La corrélation avec un profil synthétique (en rouge) procure déjà une estimation grossière de  $N(\text{HI})$  et du décalage spectral. Il existe un léger décalage entre la position attendue des métaux (traits verticaux) et celle observée (ex :  $\text{Al II } \lambda 1670$ ) qui sera ensuite corrigé lors de la corrélation croisée avec les métaux. La zone grisée représente l'intervalle de décalage spectral  $[z_{min}^0, z_{max}]$  servant à la recherche de profil Lorentzien. Une discontinuité à la limite de Lyman est présente à  $\lambda_{obs} \simeq 4000 \text{ \AA}$  (correspondant ici au DLA à  $z_{abs} = 3.32$ ). Le spectre d'erreur est représenté en orange.

tions portes. Ceci permet de détecter plus facilement les (quelques) raies d'absorption attendues, toujours non résolues, dans des spectres de bas rapport signal-à-bruit. La fonction de corrélation croisée (CCF) est calculée dans le voisinage du décalage spectral estimé ( $z_i$ ) et un ajustement gaussien permet d'obtenir précisément le décalage spectral de l'absorbant (voir Fig. 6.8).

Les raies métalliques sont ensuite ajustées avec un profil de Voigt, après normalisation locale du spectre, en imposant le décalage spectral précédemment mesuré. L'ajustement se fait d'abord en ne considérant que les raies les plus fortes ( $\text{C II } \lambda 1334$ ,  $\text{Si II } \lambda 1526$ ,  $\text{Al II } \lambda 1670$ ,  $\text{Fe II } \lambda \lambda \lambda \lambda 2344, 2382, 2586, 2600$ ,  $\text{Mg II } \lambda \lambda 2796, 2803$ ). En cas de détection, des raies plus faibles peuvent être cherchées (e.g.,  $\text{Fe II } \lambda \lambda 1608, 2374$ ,  $\text{Si II } \lambda 1808$ ,  $\text{Zn II } \lambda 2026$ ,  $\text{C I } \lambda \lambda \lambda 1328, 1560, 1656$ ; voir Fig. 6.9).

Lorsque la recherche de métaux de basse-ionisation est infructueuse, la même procédure est appliquée pour détecter  $\text{C IV}$  et  $\text{Si IV}$  et mesurer le décalage spectral de l'absorbant. Enfin, si aucune raie métallique n'est détectée il est toujours possible d'ajuster la raie Lorentzienne

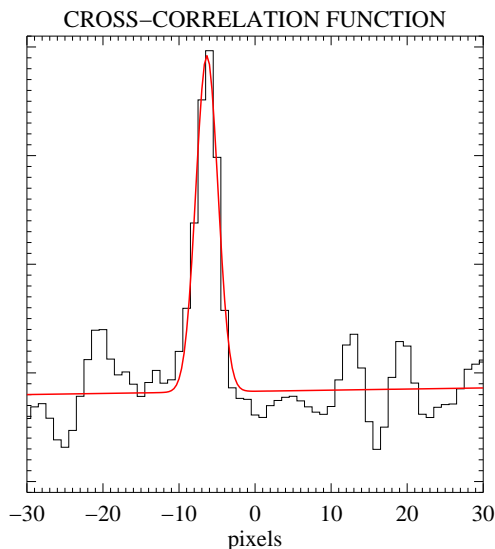


FIG. 6.8 – Fonction de corrélation croisée entre le spectre de la Fig. 6.7 et un masque binaire modifié représentant les raies métalliques attendues hors de la forêt Ly- $\alpha$ .

Lyman- $\alpha$  en utilisant le décalage spectral  $z_i$  obtenu par la recherche de profil de Voigt.

Il est possible de détecter visuellement quelques raies métalliques pour la plupart des DLAs (e.g., C II  $\lambda$ 1334, O I  $\lambda$ 1302, Si II  $\lambda$ 1260) même lorsque celles-ci ne sont pas détectables automatiquement. La non-détection peut résulter des faibles densités projetées mais également d'un rapport signal-à-bruit médiocre. De plus, ces raies sont souvent inaccessibles car leur petite longueur d'onde les place très souvent dans la forêt Ly- $\alpha$ .

Les systèmes pour lesquels la procédure automatique n'a pas détecté de raie ne sont donc pas nécessairement associés à de faibles densités projetées de métaux ou de faibles métallicités. Nous avons cependant identifié un cas particulièrement favorable pour contraindre la métallicité. Il s'agit du système à  $z_{\text{abs}} = 2.685$  vers SDSS J100428+001825, présenté sur la Fig. 6.10. La densité projetée d'hydrogène neutre est grande,  $\log N(\text{H I}) = 21.4$  et le rapport signal-à-bruit est élevé. Seule l'absorption C II  $\lambda$ 1334 est cependant détectée, se trouvant sur la raie d'émission Ly- $\alpha$  du quasar. La largeur équivalente de cette raie,  $w_r \approx 0.20 \text{ \AA}$  correspond à  $N(\text{C II}) = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  dans le cas optiquement mince. On obtient ainsi  $[\text{C}/\text{H}] = -3.9$ . De même, la raie O I  $\lambda$ 1302, possiblement détectée dans la forêt Ly- $\alpha$ , donne  $[\text{O}/\text{H}] \simeq -3.5$  et Si II  $\lambda$ 1260 donne  $[\text{Si}/\text{H}] < -2.8$  car probablement contaminée par une absorption Ly- $\alpha$ . Il s'agirait donc du DLA de plus faible métallicité découvert à ce jour. Une vérification à haute résolution spectrale est cependant nécessaire. De tels systèmes sont d'un grand intérêt car ils permettent d'étudier le gaz primordial et son enrichissement par des étoiles de population III. Plusieurs diagnostics permettant de comprendre la nucléosynthèse stellaire proviennent des rapports d'abondances de C, N et O (Pettini et al., 2008b) qui ne sont mesurables que lorsque les densités projetées correspondantes sont petites.

Les systèmes ayant à la fois une basse métallicité et une petite densité projetée d'hydrogène neutre permettent en principe d'étudier le rapport D/H et ainsi la densité cosmologique de baryons (e.g. O'Meara et al., 2006). Les largeurs équivalentes des métaux sont cependant très en dessous du seuil de détectabilité, comme indiqué par la grande proportion de systèmes de faible  $N(\text{H I})$  pour lesquels aucune raie métallique n'a pu être détectée automatiquement

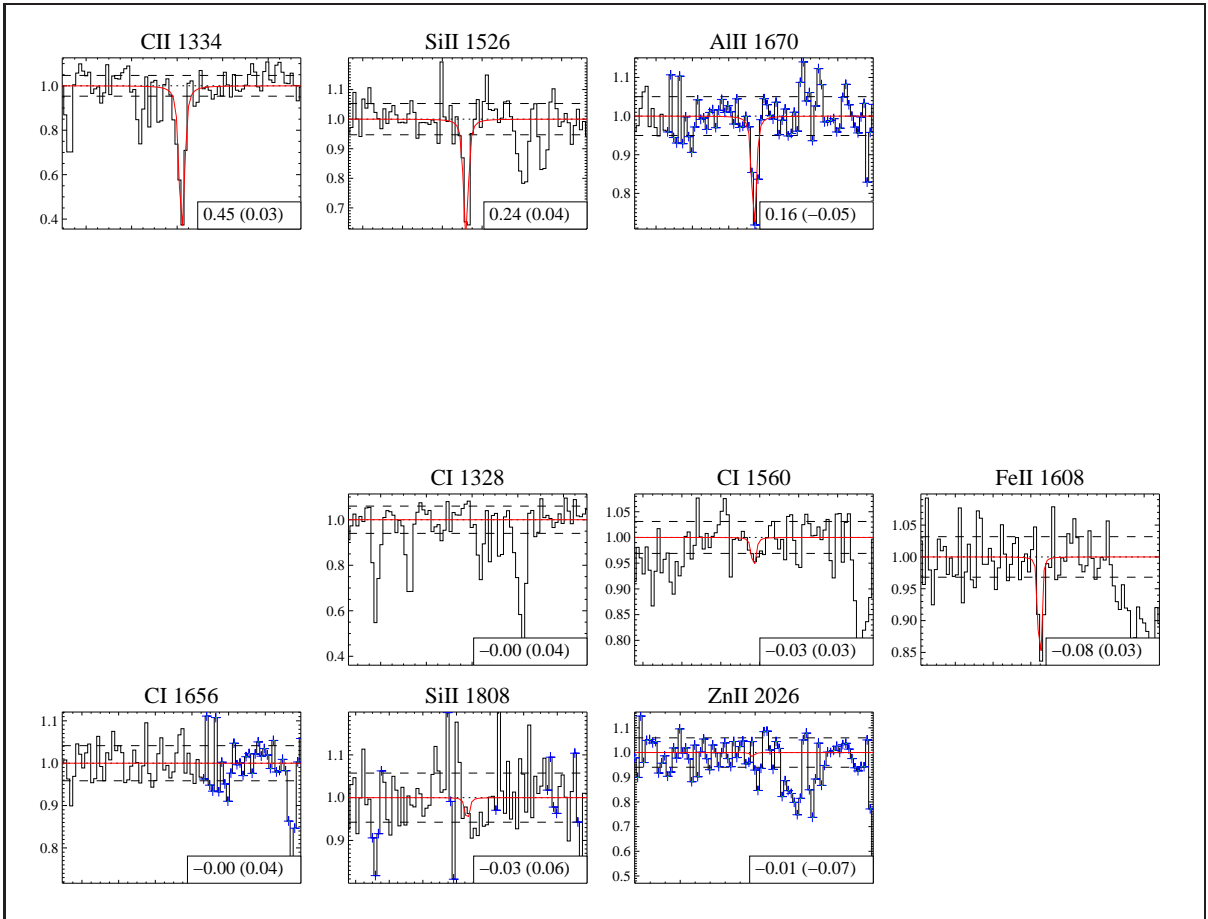


FIG. 6.9 – Ajustement des raies métalliques couvertes hors forêt Ly- $\alpha$  par le spectre SDSS de la Fig. 6.7.

(voir Fig. 6.14).

### 6.3.3 Ajustement du profil Lorentzien

La raie Lorentzienne Lyman- $\alpha$  est ajustée par un profil de Voigt, en prenant comme densité projetée initiale celle estimée par la meilleure corrélation de profil synthétique ( $N_j(\text{HI})$ , voir § 6.3.1) et en imposant le décalage spectral déterminé par les métaux, s'ils sont détectés (§ 6.3.2). L'ajustement se fait itérativement en ignorant les raies d'absorption Ly- $\alpha$  dans les ailes de la raie lorentzienne à chaque itération. Un exemple d'ajustement est présenté sur la Fig 6.11.

La procédure vérifie ensuite que le flux dans le coeur du profil et dans ses ailes soit compatible avec une absorption Lorentzienne, même affectée par des absorptions additionnelles de la forêt Ly- $\alpha$ . Un exemple est montré sur la Fig. 6.12 où la procédure a rejeté le faux candidat. Il s'agit en effet d'absorptions de la forêt Ly- $\alpha$ .

Ceci pourrait cependant introduire un léger biais en rejetant les systèmes pour lesquels une raie d'émission forte se trouve au centre du profil. De tels cas doivent cependant être très rares et leur suppression n'affecte en rien les résultats statistiques. Une vérification visuelle des candidats rejetés n'a d'ailleurs permis d'identifier qu'un seul cas où une telle émission a conduit au rejet du candidat. Celui-ci a également été remarqué par Prochaska et al. (2005a)

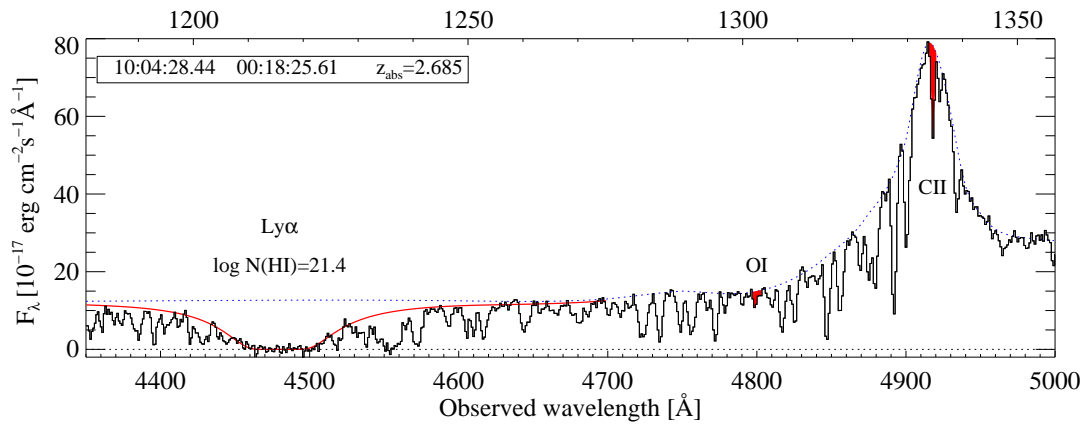


FIG. 6.10 – Portion du spectre SDSS de J100428+001825. L'axe horizontal supérieur donne les longueurs d'onde dans le référentiel de l'absorbant.

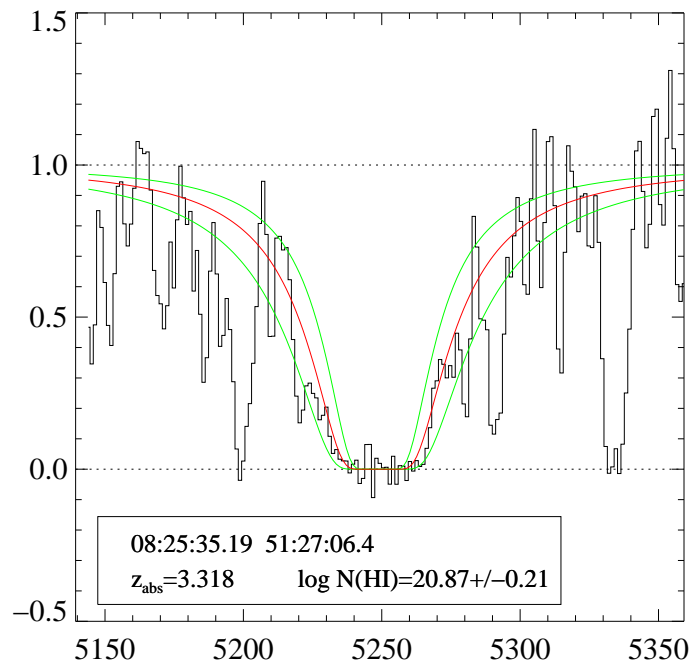


FIG. 6.11 – Ajustement du profil Lorentzien du DLA identifié sur la Fig. 6.7.

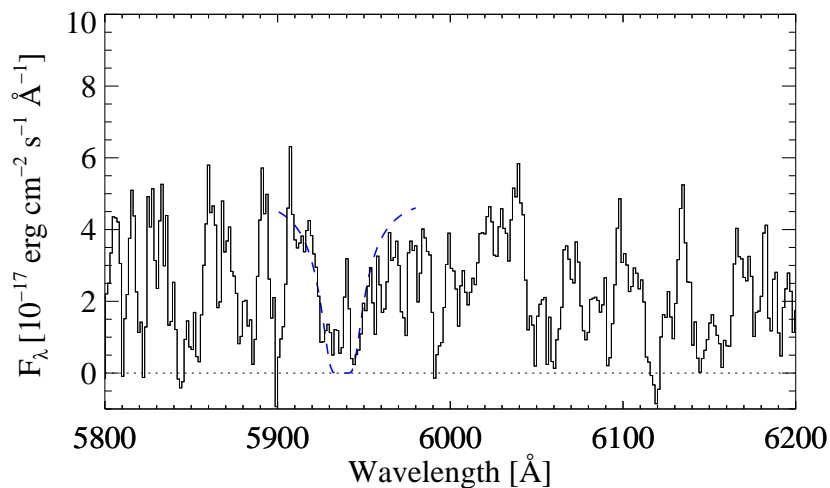


FIG. 6.12 – Candidat DLA rejeté par la procédure. Celle-ci a en effet reconnu qu’il s’agissait de raies Ly- $\alpha$  de la forêt.

et est présenté sur la Fig. 6.13. L’émission centrale y est due à l’émission [O II] d’une galaxie à  $z = 0.11$  dans la même fibre SDSS. Les quelques fausses détections dues à des problèmes (données manquantes) dans le spectre sont également facilement reconnues à cette étape. De même une grande différence ( $\sim 1.5$  dex) entre l’estimation de  $N(\text{HI})$  par l’analyse de corrélation et l’ajustement du profil de Voigt indique des fausses détections.

Les 1237 systèmes de densité projetée  $N(\text{HI}) \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  ainsi découverts sont présentés en Annexe D. La Figure 6.14 présente la distribution des densités projetées ainsi que des décalages spectraux de ces systèmes. Les 637 candidats restant correspondent pour la plupart à des systèmes de densité projetée  $\log N(\text{HI}) < 20$  et forment un ensemble de systèmes LLS hautement incomplet. Ces systèmes ne sont plus considérés dans la suite.



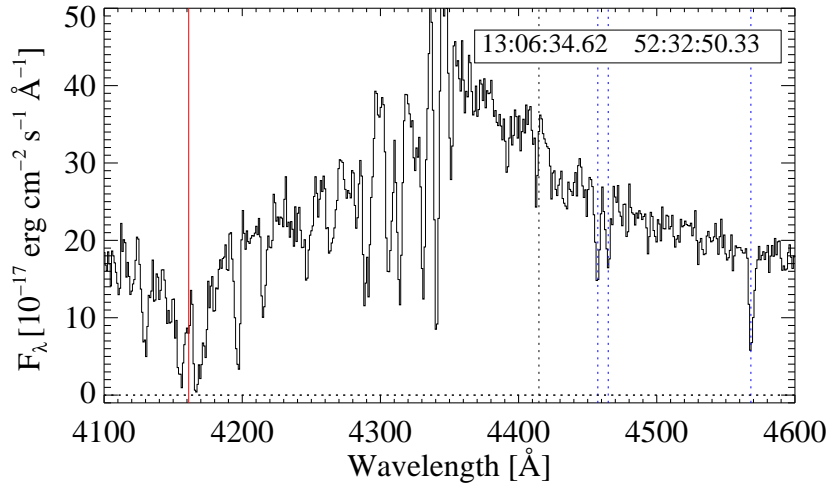


FIG. 6.13 – Système Lorentzien rejeté à tort par la procédure automatique à cause d’une émission forte à la longueur d’onde du DLA, lui donnant l’apparence de deux raies Ly- $\alpha$  distinctes. Quelques raies métalliques associées sont identifiées sur le spectre.

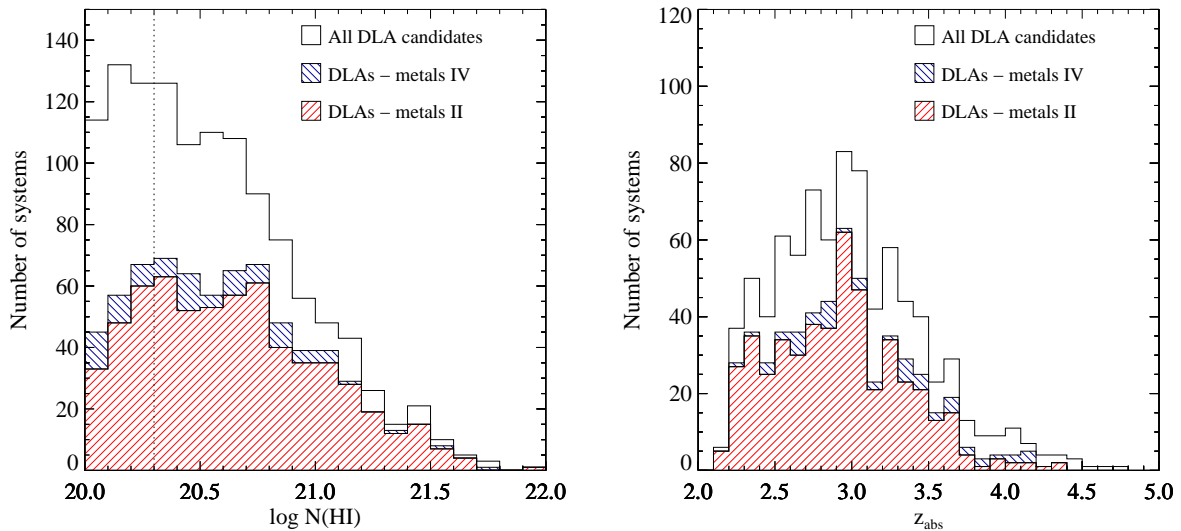


FIG. 6.14 – Gauche : Distribution des densités projetées. Droite : Distribution des décalages spectraux pour les systèmes avec  $\log N(\text{HI}) \geq 20.3$ . Les labels “II” et “IV” se réfèrent respectivement aux métaux de basse et haute ionisation.

### 6.3.4 Exemples

Les Figures 6.15 à 6.17 présentent l'analyse des candidats DLAs dans les trois cas suivants :

- Fig. 6.15 : Il s'agit de la détection d'un DLA associé à de nombreuses raies métalliques, facilement détectées grâce au rapport signal-à-bruit élevé du spectre observé. Le décalage spectral est donc précisément mesuré.
- Fig. 6.16 : Le système ne présente aucune raie métallique de basse ionisation détectable dans le spectre SDSS. Une corrélation croisée est effectuée avec un masque contenant les profils de métaux de haute ionisation, dont la détection est ensuite confirmée.
- Fig. 6.17 : Dans ce cas-ci, aucune raie métallique associée n'est détectée, que ce soit de basse (cas 1) ou haute ionisation (cas 2). Le décalage spectral ne peut donc pas être redéterminé plus précisément.

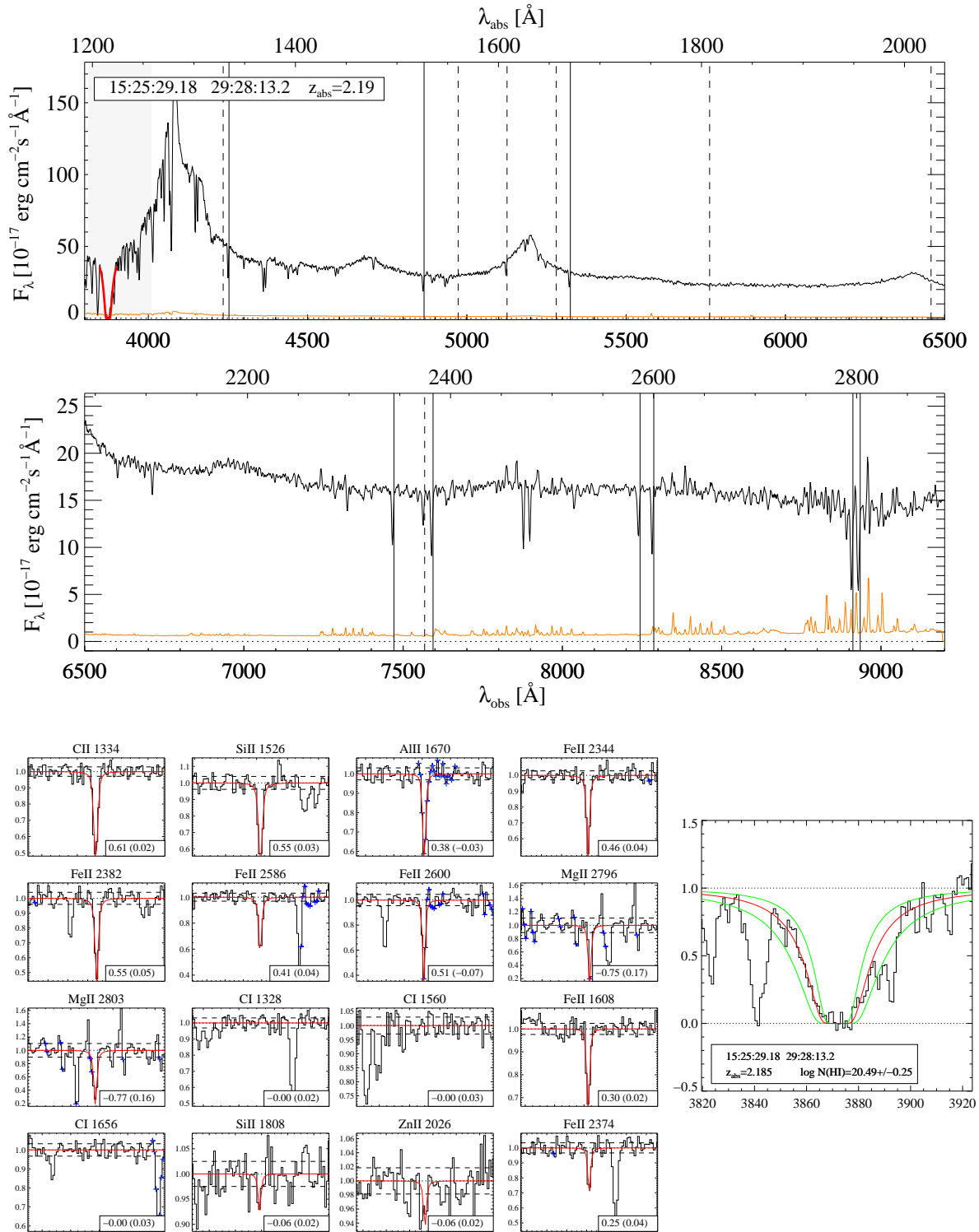


FIG. 6.15 – **Example 1** – Spectre de rapport signal-à-bruit élevé présentant un DLA associé à de nombreuses raies métalliques.

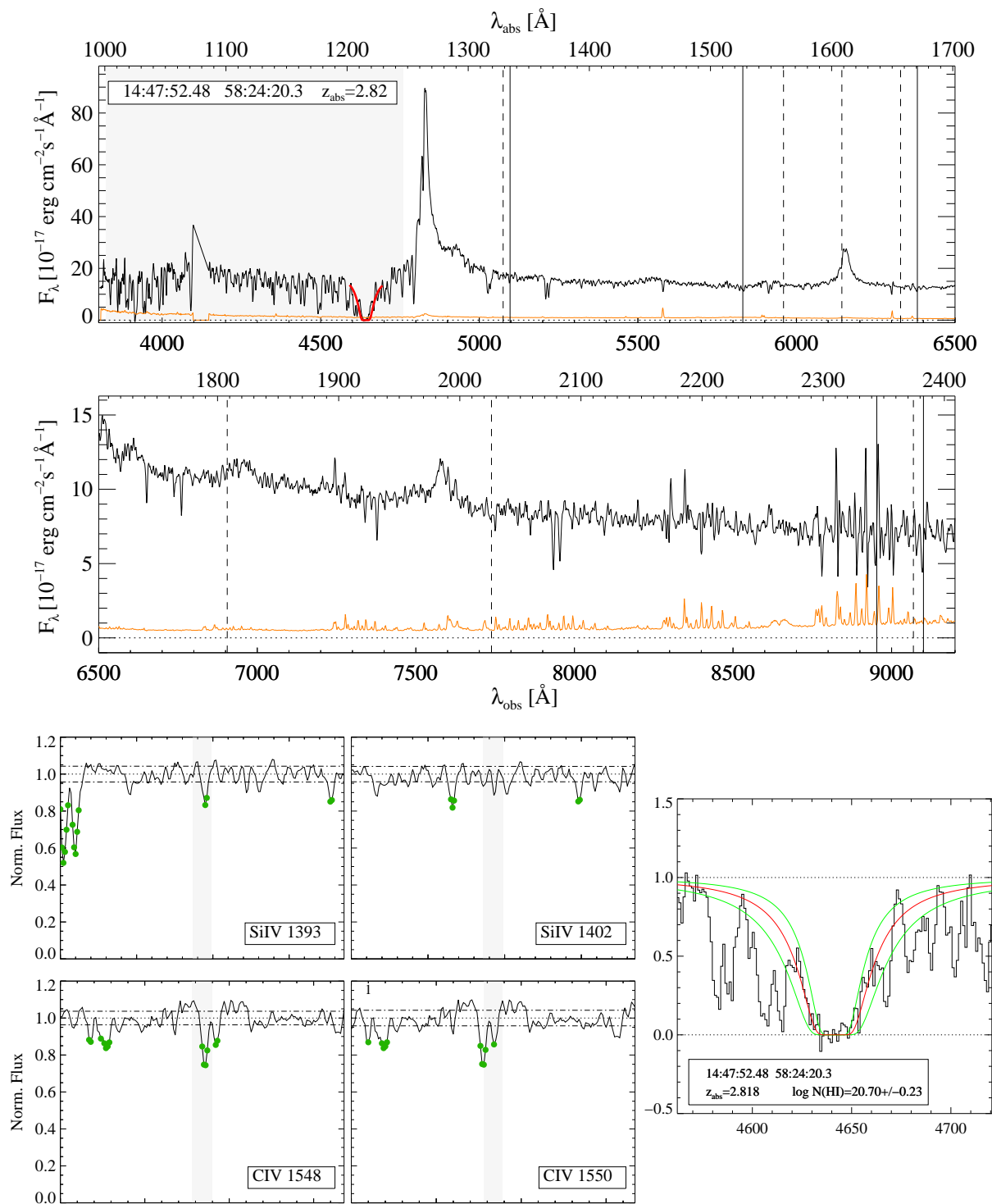


FIG. 6.16 – **Exemple 2** – Système lorentzien dans lequel les raies des métaux de basse ionisation ne sont pas détectées. En revanche, CIV et SiIV sont détectés.

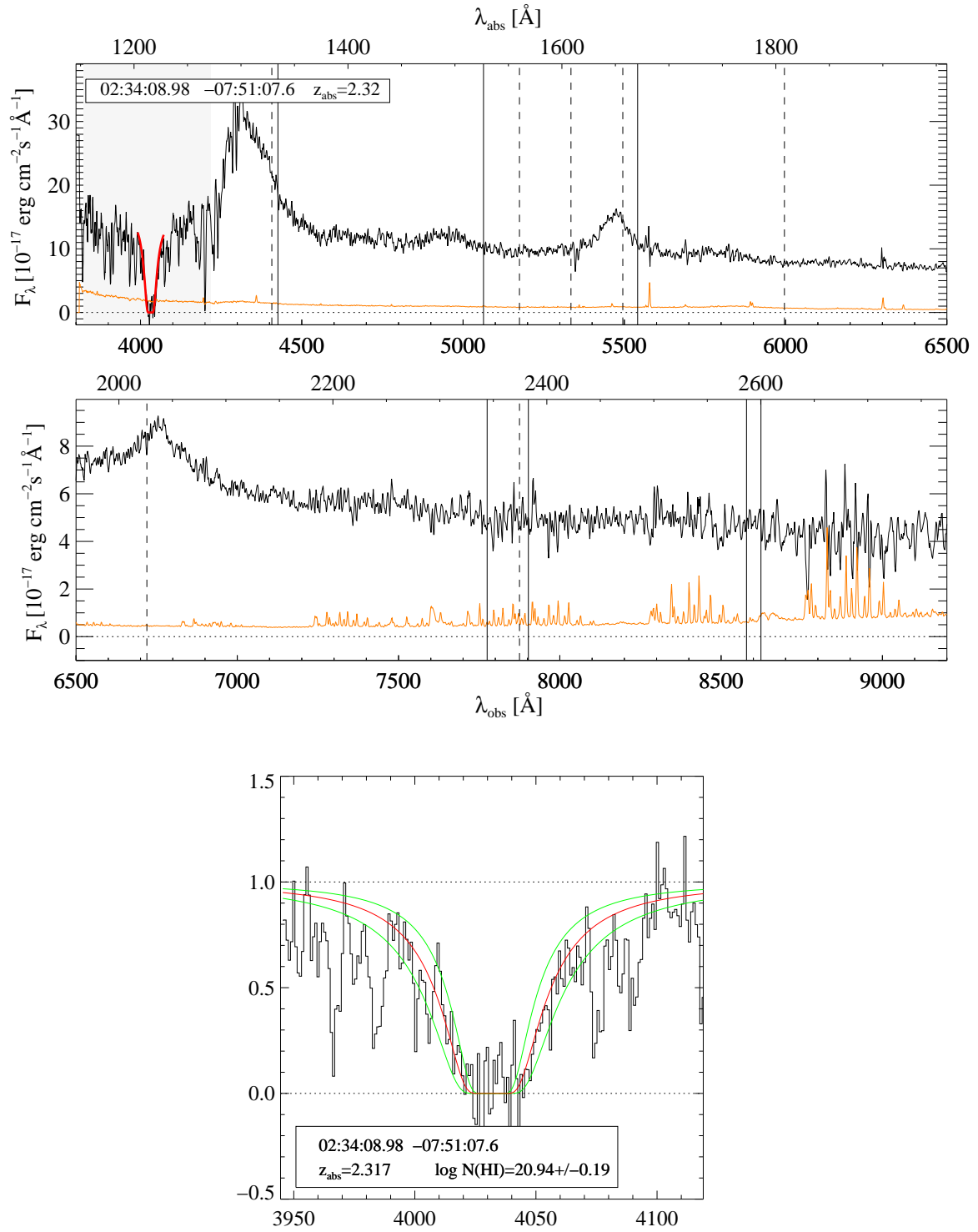


FIG. 6.17 – **Ex-ample 3** – Système lorentzien sans raie métallique détectée.

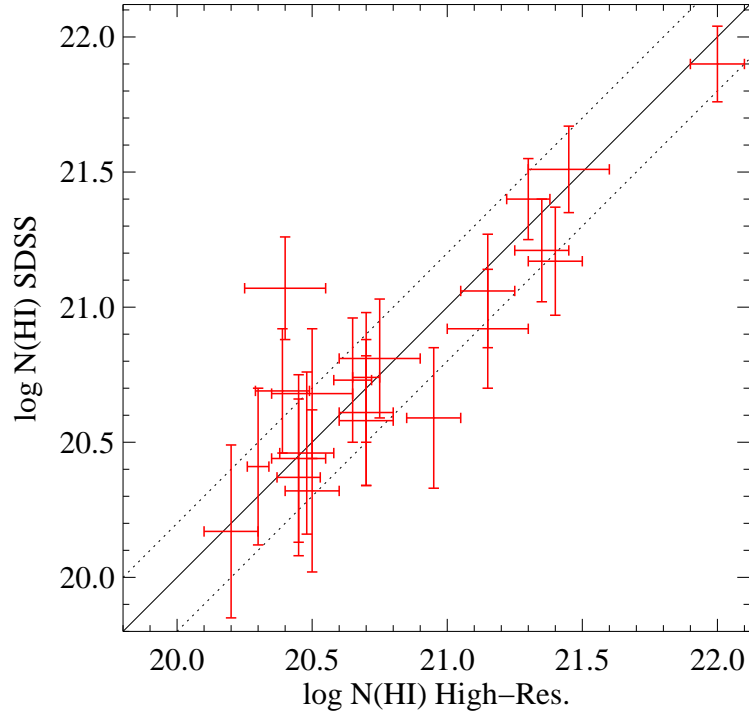


FIG. 6.18 – Comparaison des densités projetées obtenues automatiquement à partir des spectres SDSS avec celles obtenues par ajustement visuel à partir de spectres à haute résolution (VLT/UVES ou Keck/ESI). Le point déviant correspond à un DLA à grand décalage spectral, sans raie métallique détectée, et se trouvant dans une forêt Ly- $\alpha$  très dense. Le trait continu représente la relation identité tandis que les pointillés représentent une différence de  $\pm 0.2$  dex entre les deux mesures.

### 6.3.5 Précision des mesures et erreurs systématiques

Il est utile, pour vérifier la validité des mesures automatiques des densités projetées d'hydrogène neutre, de comparer les valeurs de  $N(\text{HI})$  avec celles obtenues par ajustement visuel à des spectres de haute résolution et rapport signal-à-bruit élevé (voir Fig. 6.18). Il est clair que l'accord est très bon entre les deux mesures. Il existe cependant un point déviant dû à un système à grand décalage spectral ( $z \simeq 3.8$ ) se trouvant dans une forêt Ly- $\alpha$  très dense. Aucune raie métallique associée n'a été détectée et le décalage spectral mesuré n'est pas précis. Notons que le nombre de systèmes observés à haute résolution spectrale est petit et qu'il ne permet pas de remarquer une éventuelle erreur systématique sur la mesure de  $N(\text{HI})$ .

La Figure 6.19 présente quant à elle une comparaison des densités projetées d'hydrogène atomique mesurées *automatiquement* avec celles obtenues *manuellement* pour les mêmes systèmes par Prochaska et ses collaborateurs. Cette figure montre qu'il existe une légère différence systématique entre les deux mesures de densités de colonne ( $\Delta \log N(\text{HI}) \sim 0.04$  dex), les valeurs obtenues automatiquement étant en moyenne supérieures à celles obtenues par Prochaska et al.. Cette différence augmente avec le décalage spectral considéré (de 0.03 dex pour  $z < 3$  à  $\sim 0.07$  dex pour  $z > 3.5$ ), tandis que les systèmes pour lesquels des raies métalliques sont détectées présentent une différence systématique moindre. La dispersion sur les valeurs ( $\sigma \approx 0.15$  dex) est en accord avec l'erreur typique sur les mesures individuelles ( $\sim 0.2$  dex).

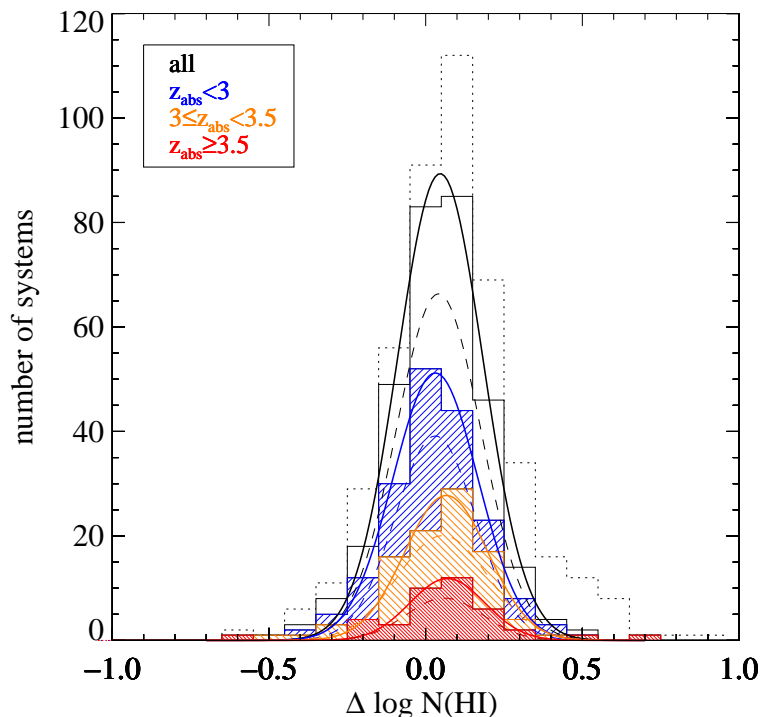


FIG. 6.19 – Comparaison des densités projetées de  $N(\text{HI})$  avec celles obtenues pour les mêmes systèmes par Prochaska et al. pour différents intervalles de décalage spectral ( $\Delta \log N(\text{HI}) = \log N(\text{HI})_{\text{ce travail}} - \log N(\text{HI})_{\text{Prochaska}}$ ). Les tirets correspondent aux ajustements des distributions lorsque des métaux (de basse ou haute ionisation ont été détectés). Les distributions sont corrigées des effets de troncature à  $\log N(\text{HI}) = 20.3$  en n'autorisant que les systèmes pour lesquels l'opposé de la différence mesurée est également autorisé (la distribution non-correctée est montrée en pointillés).

La Fig. 6.20 montre que les différences systématiques ne dépendent que peu de  $N(\text{HI})$ , avec des différences moins importantes pour les systèmes à grandes densités projetées.

La comparaison des mesures de  $N(\text{HI})$  avec celles de Prochaska et al. (2005a) suggère d'une part qu'il n'y a qu'une légère différence systématique introduite par la procédure d'ajustement automatique des profils Lorentziens par rapport à un ajustement manuel. Nous corrigerons cependant les mesures de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à grand décalage spectral en supposant que les mesures manuelles sont plus précises et présentent moins d'erreurs systématiques. D'autre part, cette comparaison montre que l'erreur associée à chaque mesure est correctement estimée.

## Complétude

Le meilleur moyen d'estimer la complétude des échantillons de DLAs est de comparer les résultats obtenus avec des techniques différentes. Il est difficile de tenir compte de tous les effets pouvant apparaître dans les spectres par l'utilisation de spectres simulés tels que considérés par Prochaska & Herbert-Fort (2004). En effet, la forme intrinsèque du quasar (son continu et ses raies d'émission) peut être très variable d'un objet à un autre. Un quasar donné peut être affecté par des raies d'absorptions intrinsèques de forme et intensité très différentes. De même les absorptions intervenantes de la forêt sont irrégulières et l'influence de la mul-

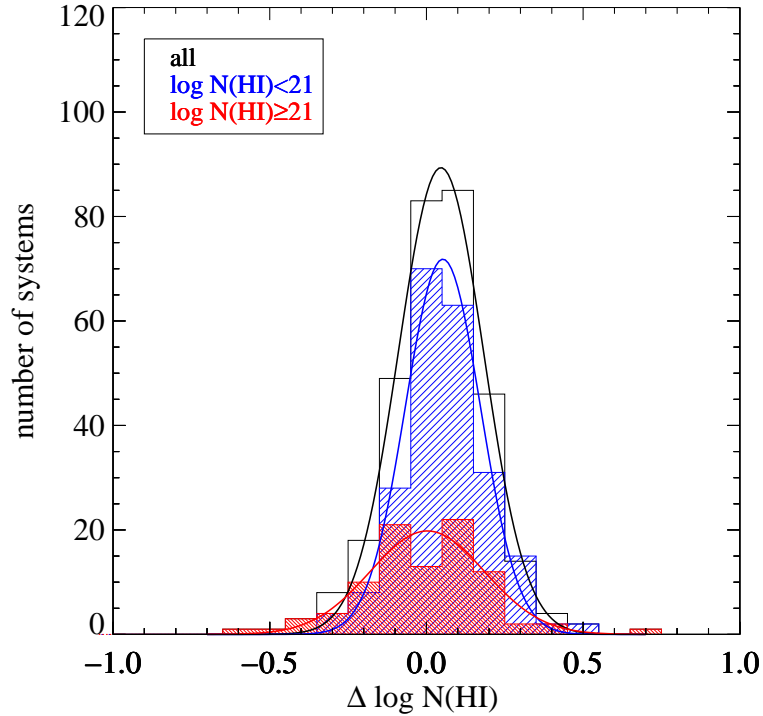


FIG. 6.20 – Idem que Fig. 6.19 mais pour différentes densités projetées

tiplicité des DLAs sur une ligne de visée pourrait également avoir un effet non négligeable sur la facilité avec laquelle un système est détecté. Enfin, des problèmes de réduction sont fréquents. Une comparaison croisée des résultats obtenus avec des spectres réels est donc plus robuste. Il est cependant difficile de considérer les systèmes de petit  $N(\text{HI})$  puisque la dispersion sur la mesure de  $N(\text{HI})$  peut faire passer un candidat en dessous ou au-dessus de la limite définissant un DLA ( $\log N(\text{HI}) \geq 20.3$ ). Un biais pourrait également affecter les échantillons de mesures manuelles de  $N(\text{HI})$ . La discrétisation par pas de 0.10 dex pourrait tendre à surestimer le nombre de systèmes à  $\log N(\text{HI}) = 20.3$ .

Pour les candidats de plus grand  $N(\text{HI})$ , la dispersion sur la mesure n'est pas suffisante pour qu'un nombre significatif de DLAs passe en dessous de  $\log N(\text{HI}) = 20.3$  et soient exclus des échantillons. De plus, nous le verrons plus tard, les candidats de  $\log N(\text{HI}) > 21$  comptent pour plus de la moitié de la masse totale d'hydrogène neutre contenu dans les DLAs. Une estimation de la complétude est donc effectuée en cherchant les candidats avec  $\log N(\text{HI}) > 21$  présents dans un échantillon mais absent dans l'autre et de décalage spectral  $z_{\text{abs}} \in [z_{\text{min}}^0, z_{\text{max}}^0]$ . Les DLAs ainsi identifiés sont vérifiés visuellement. Six DLAs parmi une centaine avec  $\log N(\text{HI}) > 21$  ont ainsi clairement été identifiés et vérifiés visuellement dans l'échantillon  $\mathcal{S}_{DLA}^0$ , alors qu'ils sont absents de l'échantillon de Prochaska et al. À l'inverse, seulement deux DLAs similaires se trouvent dans l'échantillon de ces auteurs mais pas dans celui présenté ici. L'un d'entre eux est d'ailleurs incertain, puisque se trouvant dans une forêt Ly- $\alpha$  très dense empêchant l'observation des ailes lorentziennes.

La complétude à  $\log N(\text{HI}) > 21$  estimée de cette manière est de  $\sim 94\%$  dans l'échantillon de Prochaska et al. tandis qu'elle est  $\sim 98\%$  dans l'échantillon présenté.



TAB. 6.1 – Test de fiabilité sur une sélection aléatoire de 100 candidats DLA.

$\log N(\text{HI})$	$z_{\text{abs}}$	DLA candidates				
		all	M+IV	M	IV	no met.
$\geq 20.3$		<b>100 (4)</b>	69 (1)	63 (1)	6 (0)	27 (3)
	$< 3$	66 (1)	47 (0)	44 (0)	3 (0)	17 (1)
	$\geq 3$	34 (3)	22 (1)	19 (1)	3 (0)	10 (2)
$\in [20.3, 21[$		78 (4)	50 (1)	46 (1)	4 (0)	24 (3)
	$< 3$	53 (1)	35 (0)	33 (0)	2 (0)	16 (1)
	$\geq 3$	25 (3)	15 (1)	13 (1)	2 (0)	8 (2)
$\geq 21$		22 (0)	19 (0)	17 (0)	2 (0)	3 (0)
	$< 3$	13 (0)	12 (0)	11 (0)	1 (0)	1 (0)
	$\geq 3$	9 (0)	7 (0)	6 (0)	1 (0)	2 (0)

Le nombre entre parenthèses indique le nombre de fausses détections après vérification visuelle.

## Fiabilité

Le Tableau 6.1 présente un test de fiabilité effectué sur 100 candidats Lorentziens Lyman- $\alpha$  sélectionnés aléatoirement et inspectés visuellement. Quatre de ces candidats se sont avérés être très probablement des fausses détections. Ces faux-positifs ne se trouvent d'ailleurs pas dans l'échantillon de Prochaska et al. (2005a).

Notons que trois des fausses détections se trouvent sur la ligne de visée de quasars parmi les 15% les moins brillants. Comme on pouvait s'y attendre, les systèmes à grand décalage spectral sont moins fiables ( $\sim 9\%$  de faux positifs à  $z \geq 3$ ) que ceux à bas décalage spectral ( $\sim 2\%$  de faux positifs à  $z < 3$ ).

Les mesures de  $N(\text{HI})$  de Prochaska et al. étant obtenues par ajustement visuel des profils de Voigt, il est raisonnable de considérer que la fiabilité de l'échantillon construit par ces auteurs est très proche de 100%. Seules des observations à plus haute résolution spectrale pourraient infirmer les candidats les plus douteux.

## 6.4 Le gaz neutre à $z > 2.2$

Cette section présente les caractéristiques statistiques de la population de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  à  $z > 2.2$ .

### 6.4.1 Fonction de distribution

La fonction de distribution  $f_{\text{HI}}(N, X)$  est présentée sur la Fig. 6.21. Celle-ci tient compte de la définition non-biaisée de  $z_{\text{min}}$ . Les barres d'erreur verticales sont représentatives de l'erreur statistique Poissonnienne, tandis que les barres horizontales représentent l'échantillonnage en  $\log N(\text{HI})$  (par pas de 0.1 dex). La distribution des absorbants pour lesquels des raies métalliques associées ont été détectées est également représentée sur la figure (en rouge). Tandis que les distributions avec ou sans raies métalliques sont très similaires à  $\log N(\text{HI}) > 21$ , elles diffèrent significativement à  $\log N(\text{HI}) < 21$ . Ceci est la conséquence directe du fait que les métaux sont d'autant plus difficiles à détecter que  $N(\text{HI})$  est petit. Trois formes fonctionnelles sont utilisées pour ajuster  $f_{\text{HI}}(N, X)$  :

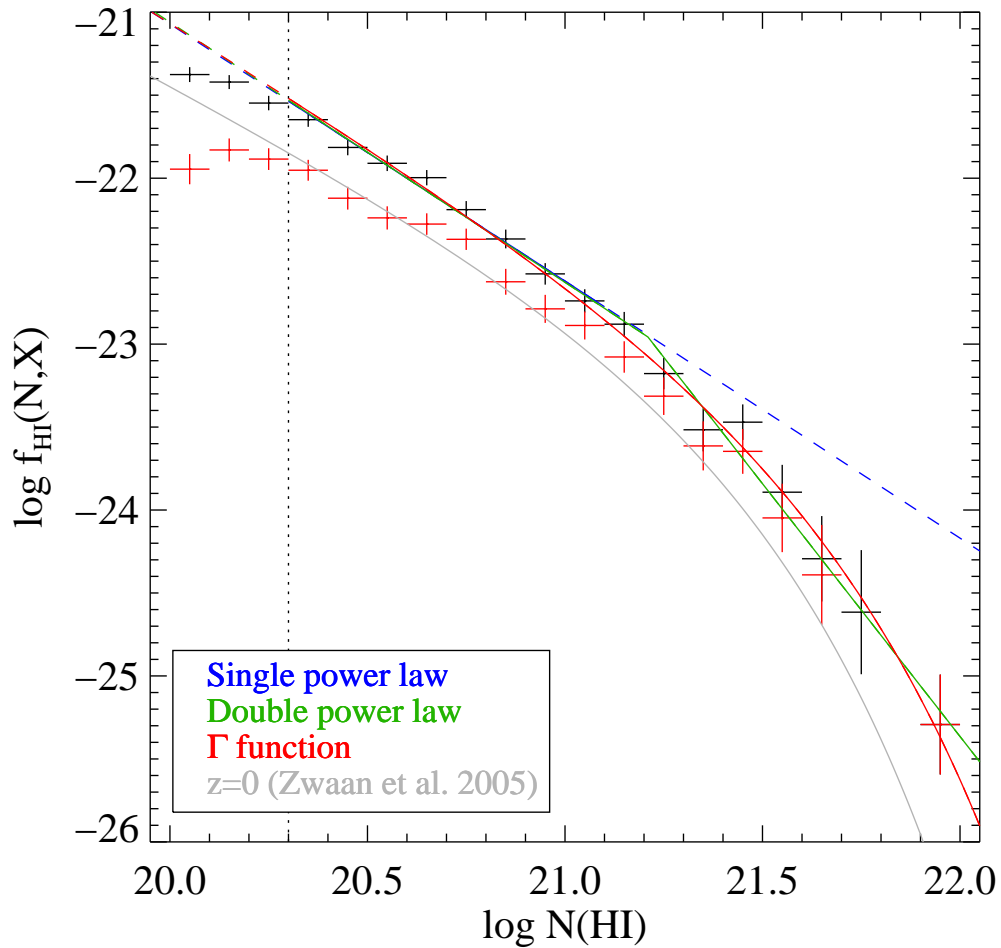


FIG. 6.21 – Fonction de distribution des systèmes Lorentziens. La fonction de distribution de l'ensemble des DLAs est représentée en noir, tandis que celle des DLAs associés à des raies métalliques est représentée en rouge. Les ajustements fonctionnels sont également représentés ainsi que la fonction  $\Gamma$  ajustée à la distribution des densités projetées dans l'Univers local (Zwaan et al., 2005a). La ligne verticale pointillée représente  $N(\text{HI}) = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ .

– une loi de puissance,

$$f_{\text{HI}}(N, X) = k_s N^{\alpha_s} \quad (6.16)$$

– une double loi de puissance,

$$f_{\text{HI}}(N, X) = \begin{cases} k_d \left(\frac{N}{N_d}\right)^{\alpha_{d1}} & \text{pour } N < N_d \\ k_d \left(\frac{N}{N_d}\right)^{\alpha_{d2}} & \text{pour } N \geq N_d \end{cases} \quad (6.17)$$

– et une fonction  $\Gamma$  (e.g. Fall & Pei, 1993; Péroux et al., 2003).

$$f_{\text{HI}}(N, X) = k_g \left(\frac{N}{N_g}\right)^{\alpha_g} e^{(-N/N_g)} \quad (6.18)$$

Les paramètres obtenus sont résumés dans le Tableau 6.2.

Une simple loi de puissance décrit bien la fonction de distribution à  $\log N(\text{HI}) < 21.5$ . La pente obtenue ( $\alpha_s = -1.55$ ) est en accord avec des modèles de gaz en équilibre hydrostatique soumis à un flux ionisant (e.g. Petitjean et al., 1992). Cependant, la loi de puissance surestime significativement le nombre d'absorbants observés à plus grande densité projetée. La double loi de puissance et la fonction  $\Gamma$  permettent quant à elles une meilleure description des données à grand  $N(\text{HI})$ , en accord avec les résultats de Péroux et al. (2003) ainsi que ceux de Prochaska et al. (2005a).

La forte pente de la distribution aux grandes densités projetées pourrait être une conséquence naturelle d'une conversion entre l'hydrogène atomique et l'hydrogène moléculaire (Schaye, 2001) ou d'un obscurcissement des quasars d'arrière-plan (Smette et al., 2005). Zwaan & Prochaska (2006) se basent sur des cartes de CO en émission pour montrer que la fonction de distribution de  $\text{H}_2$  dans l'Univers local est une extension continue de  $f_{\text{HI}}(N, X)$  pour les grandes densités projetées. Nous avons cependant vu au Chap. 2 qu'aucune transition soudaine  $\text{HI} \rightarrow \text{H}_2$  n'est détectée dans les DLAs (jusqu'à  $N(\text{HI}) \sim 21.5$ ), contrairement à ce qui est observé dans le disque de la Galaxie, mais similairement à ce qui est observé dans les nuages de Magellan. La faible métallicité moyenne dans les DLAs pourrait en être responsable en décalant cette transition vers de plus grands  $N(\text{HI})$ . La fonction de distribution a d'ailleurs la même forme que celle mesurée à  $z = 0$  (Zwaan et al., 2005a)<sup>5</sup>. Il existe cependant un décalage entre ces distributions, indiquant une évolution avec le temps. Ceci sera discuté dans la Sect. 6.5.

La pente de  $f_{\text{HI}}(N, X)$  à grand  $N(\text{HI})$  implique que les systèmes de grande densité projetée sont rares. On s'attend à ne trouver statistiquement qu'un seul système avec  $\log N(\text{HI}) \sim 22$  parmi les 10 000 quasars recherchés dans le SDSS. La recherche automatique présentée a permis la détection d'un tel DLA, qui avait été manqué par les études précédentes. Il s'agit d'un système à  $z \simeq 3.3$  dans le spectre de SDSS J081634+144612. Nous avons effectué des observations à haute résolution spectrale avec UVES en Avril 2008 et confirmé qu'il s'agit bien d'un absorbant unique, voir Fig. 6.22. La densité projetée mesurée grâce au spectre

<sup>5</sup>Notons que la similarité entre les résultats à haut et bas- $z$  est presque surprenante puisque ces résultats sont obtenus avec des techniques très différentes. En effet, l'hydrogène neutre est révélé dans l'Univers local en radio grâce à l'émission à 21 cm due à une transition hyperfine de l'atome d'hydrogène.

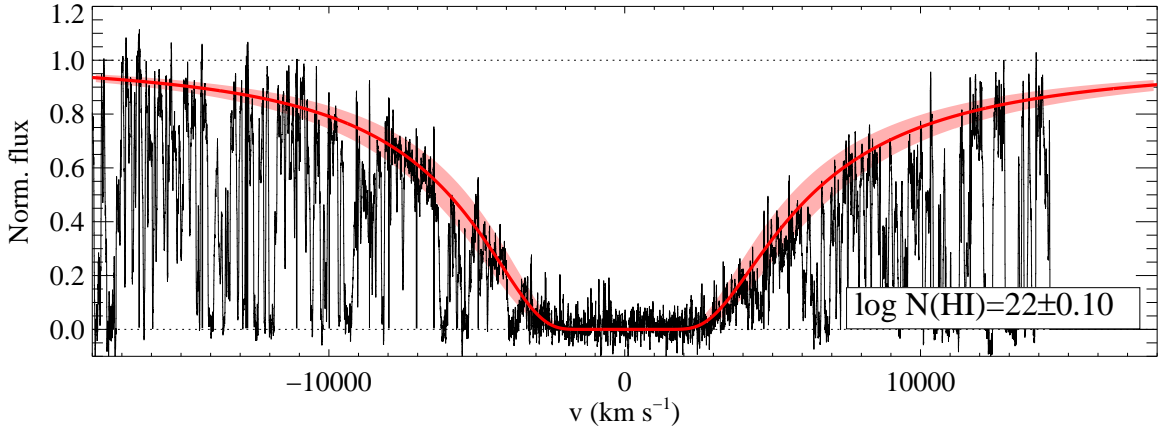


FIG. 6.22 – Absorption Lorentzienne Ly- $\alpha$  à  $z_{\text{abs}} = 3.286$  dans le spectre de SDSS J081634+144612. Il s’agit de l’absorption intervenante la plus forte observée à ce jour dans le spectre d’un quasar.

TAB. 6.2 – Paramètres des ajustements à la fonction de distribution  $f_{\text{HI}}(N, X)$ .

Simple loi de puissance	Double loi de puissance	Fonction $\Gamma$
$k_s = 9.92$	$k_d = -22.96$	$k_g = -23.10$
$\alpha_s = -1.55$	$N_d = 21.21$	$N_g = 21.41$
	$\alpha_{d1} = -1.57$	$\alpha_g = -1.45$
	$\alpha_{d1} = -3.05$	

UVES,  $N(\text{HI}) = 10^{22} \text{cm}^{-2}$ , en fait l’absorbant de plus grande densité projetée découvert à ce jour le long de la ligne de visée d’un quasar.

Nous pouvons donc conclure que la queue de la distribution à grande densité projetée implique une déviation significative à la simple loi de puissance ajustée à  $f_{\text{HI}}(N, X)$  sur 10 ordres de grandeur (des absorbants de la forêt Ly- $\alpha$  aux DLAs Tytler, 1987). Notons d’ailleurs que d’autres déviations à cette loi pour les plus faibles  $N(\text{HI})$  ont été détectées (e.g. Petitjean et al., 1992) et ont pu être expliquées par différents modèles, en particulier à  $\log N(\text{HI}) \sim 16$  (Petitjean et al., 1993) et  $\log N(\text{HI}) \sim 20$  (Zheng & Miralda-Escudé, 2002).

#### 6.4.2 Convergence de $\Omega_g^{\text{HI}}$

Nous nous concentrons maintenant à vérifier la validité des résultats. Il s’agit principalement de savoir si la taille de l’échantillon est suffisante pour déterminer précisément la quantité de gaz neutre dans l’Univers à  $z > 2.2$  et de vérifier que les ajustements fonctionnels présentés décrivent bien la convergence de  $\Omega_g^{\text{HI}}$  lorsque  $N(\text{HI})$  tend vers les extrêmes de la distribution.

La Figure 6.23 présente la densité cosmologique cumulée de gaz neutre en fonction de  $N_{\text{max}}$  (voir Eq. 6.9). Tandis que l’ajustement fonctionnel à  $f_{\text{HI}}(N, X)$  par une simple loi de puissance diverge, la double loi de puissance ainsi que la fonction  $\Gamma$  reproduisent bien la convergence observée à  $\log N(\text{HI}) \sim 22$ . La pente de cette distribution cumulée nous donne la contribution des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  par intervalle de  $N(\text{HI})$ . Cette quantité est présentée sur la Fig. 6.24. Là encore, on observe que la fonction  $\Gamma$  et la double loi de puissance reproduisent particulièrement bien la contribution des systèmes pour chaque intervalle de

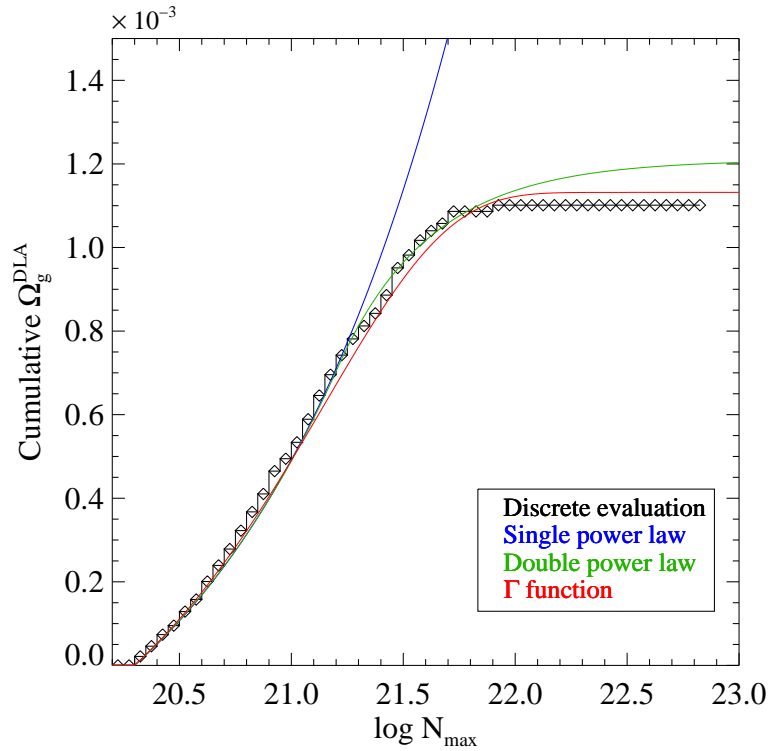
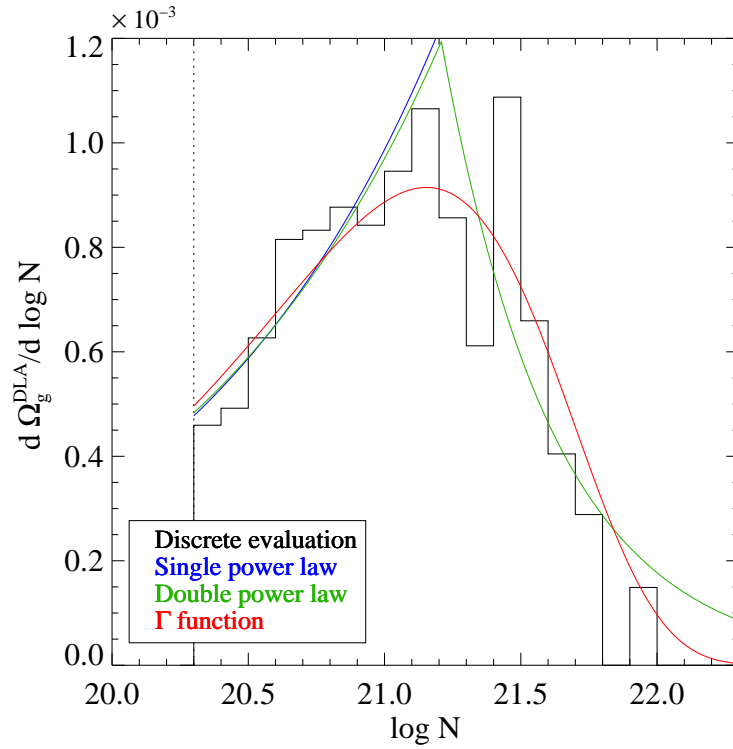
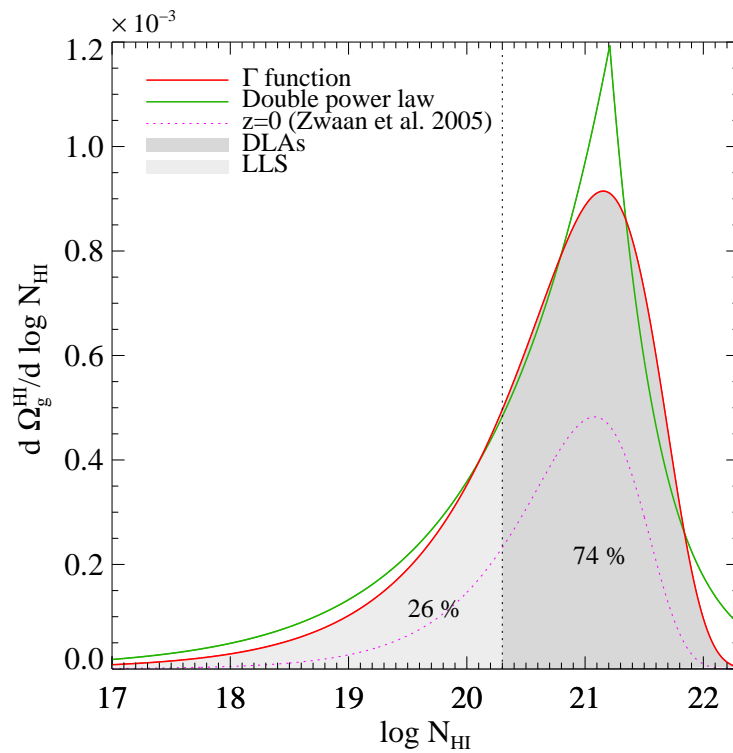


FIG. 6.23 – Densité cosmologique de gaz neutre cumulée en fonction de  $N_{\text{max}}$ .

densité projetée. La détection d'un seul système à  $\log N(\text{H I}) \sim 22$  permet de contraindre la convergence. Contrairement à une idée répandue, les systèmes de plus grandes densités projetées ne contribuent que marginalement à  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  car ils sont très peu fréquents. Alors que les systèmes avec  $\log N(\text{H I}) \sim 21.2$  contribuent le plus à  $\Omega_g^{\text{H I}}$ , une simple extrapolation de la fonction  $\Gamma$  à  $N(\text{H I}) < 20.3$  (Fig. 6.25) implique que les systèmes LLS ( $17 < \log N(\text{H I}) < 20.3$ ) contribuent pour environ un quart du gaz neutre dans l'Univers à  $z \sim 2.2 - 5$ . Un rapport similaire est observé à  $z = 0$  (Zwaan et al., 2005a). Il est cependant très incertain d'essayer de voir toute évolution à grand- $z$  dans cette contribution (Péroux et al., 2003) puisqu'il s'agit seulement d'une extrapolation et qu'elle devient très sensible à la taille de l'échantillon (voir Fig. 6.27). Notons d'ailleurs qu'une extrapolation des ajustements de Prochaska et al. (2005a) à la fonction de distribution diverge lorsque  $N(\text{H I}) \rightarrow 0$ , ce qui ne peut être une solution physique. La quantité de gaz neutre dans l'Univers estimée ici ne requiert au contraire aucune troncature dans la distribution des densités projetées, que ce soit à petit ou grand  $N(\text{H I})$ .

La Figure 6.26 illustre les effets de la taille de l'échantillon sur la détermination de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ . La détermination de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  est très incertaine pour des échantillons de  $\Delta X \lesssim 500$  puisque la probabilité d'une estimation meilleure qu'à 20% est inférieure à 0.5. L'incertitude diminue cependant rapidement lorsque  $\Delta X$  croît. La Fig 6.27 présente quelques exemples de la répartition du gaz neutre en fonction de  $N(\text{H I})$ , estimée pour des échantillons aléatoires de tailles différentes. Il est clair que les petits échantillons ( $\Delta X \lesssim 500$ ) ne permettent pas de révéler la convergence de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ , ni de connaître la contribution relative des absorbants, et donc encore moins de permettre une extrapolation de la fonction de distribution.

La grande sensibilité du relevé SDSS permet de le diviser en sous-échantillons statistiquement significatifs ( $\Delta X > 2000$ ) et d'étudier ainsi l'évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  au cours du temps. L'in-

FIG. 6.24 – Contribution des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  par intervalle de densité projetée.FIG. 6.25 – Contribution comparée des systèmes LLS et des DLAs à la masse de gaz neutre contenue dans l'Univers à  $z \sim 2.2 - 5$ .

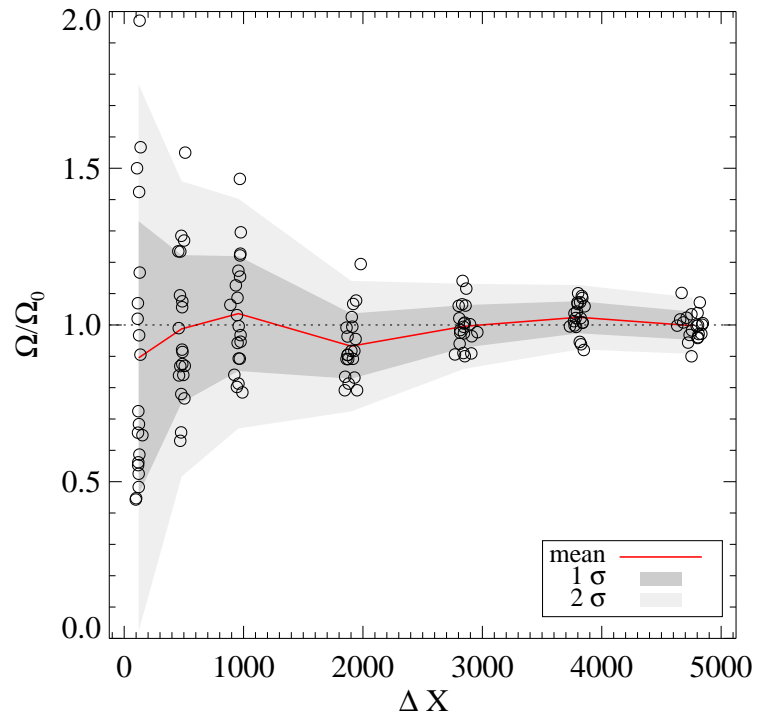


FIG. 6.26 – Incertitude statistique sur la détermination de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à  $z \sim 2.2 - 5$  en fonction de la taille des échantillons. 20 tirages aléatoires sont effectués pour chaque taille d'échantillon.

certitude statistique devient négligeable comparée aux effets systématiques. La détermination non-biaisée de  $z_{\min}$ , présentée en Sect. 6.2.6, est donc de grande importance.

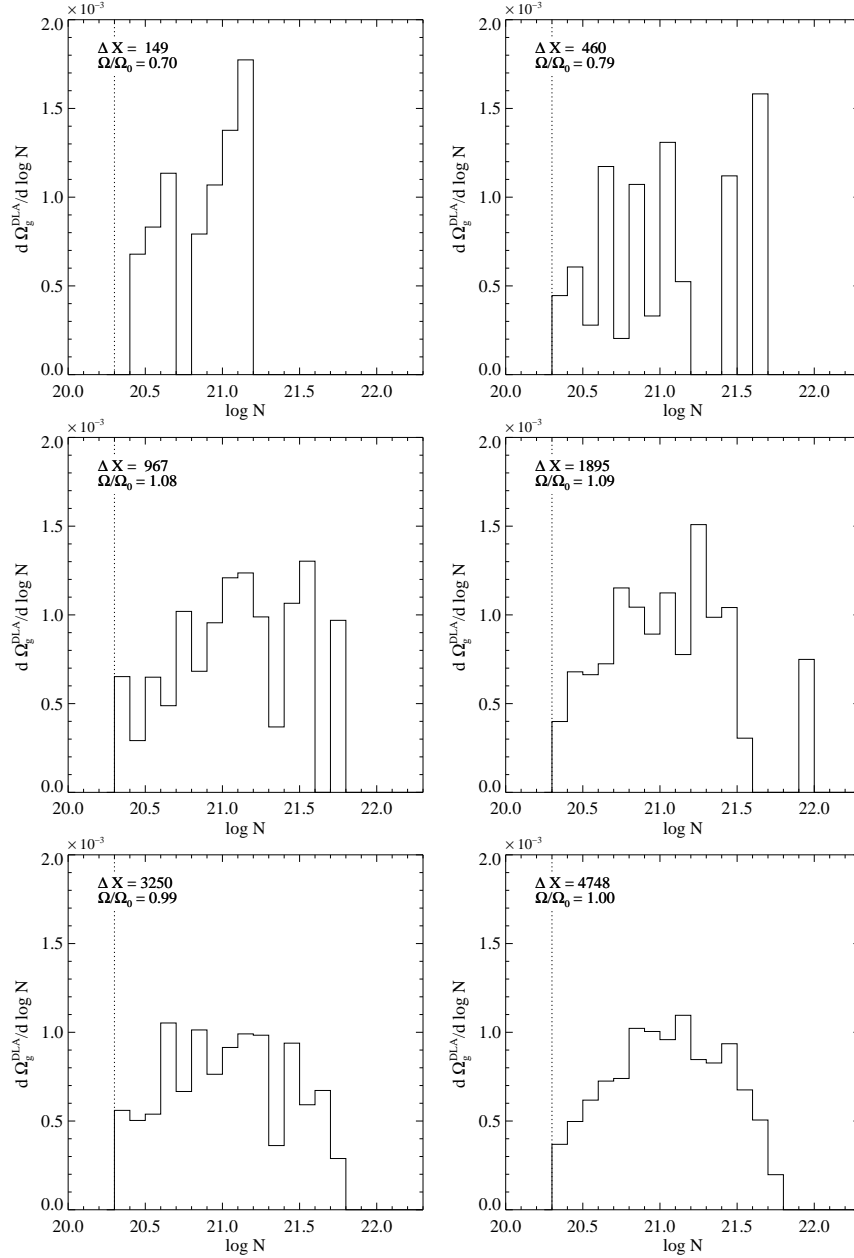


FIG. 6.27 – Illustration des effets de la taille de l'échantillon sur la distribution du gaz neutre en fonction de la densité projetée. Le rapport de la taille du sous échantillon à celle de l'échantillon total est respectivement (de gauche à droite et de haut en bas) 1/50; 1/20; 1/10; 1/5; 1/3 et 1/2.



## 6.5 Évolution avec le temps

Dans cette section, nous étudions l'évolution du gaz neutre dans les systèmes Lorentziens au cours du temps. Cette évolution dépend de la consommation de gaz par les étoiles, de la construction hiérarchique de systèmes à partir de blocs plus petits (e.g. Haehnelt et al., 1998) ainsi que des échanges (accrétion/éjection) avec le milieu intergalactique (e.g. Fall & Pei, 1993).

### 6.5.1 $f_{\text{HI}}(N, X)$

Le plus grand échantillon de DLA antérieur au SDSS est celui de Péroux et al. (2003). Ces auteurs observent une fonction de distribution plus pentue à  $z > 3.5$  qu'à  $2.4 < z < 3.5$  indiquant que les systèmes de grande densité projetée sont plus rares à grand décalage spectral. Prochaska & Herbert-Fort (2004) montrent au contraire que les systèmes de grande densité projetée sont fréquents à grand décalage spectral. Ils montrent ensuite que la forme de la fonction de distribution n'évolue pas avec le décalage spectral (Prochaska et al., 2005a).

Nous avons vu précédemment que la fonction de distribution à  $z \sim 2.2 - 5$  obtenue ici a une forme quasiment identique à celle à  $z = 0$ , tout en indiquant la présence d'une plus grande quantité de gaz neutre à grand décalage spectral (Figs. 6.21 et 6.25). Il y a donc une évolution entre  $z = 2.2$  et  $z = 0$ . A partir des données du SDSS, on peut comparer les fonctions de distribution pour deux sous-échantillons de même  $\Delta X$ . On peut voir l'évolution de  $f_{\text{HI}}(N, X)$  dans l'intervalle  $2 < z < 5$  sur la Fig. 6.28. Une telle évolution implique que l'incidence des DLAs et/ou la quantité de gaz neutre moyenne contenue dans les DLAs change avec le temps. En revanche, la forme de la distribution ne change pas significativement avec le temps, ce qui confirme les résultats de Prochaska et al. (2005a). La similarité de la forme de  $f_{\text{HI}}(N, X)$  à  $z = 0$  et  $z > 2.2$  pourrait indiquer que celle-ci est invariable dans le temps, mais il ne s'agit que d'une dangereuse interpolation à l'intervalle  $0 < z < 2.2$ , représentant tout de même  $\sim 80\%$  de l'âge de l'Univers.

On s'attend à ce que l'effondrement du gaz permettant la formation des galaxies augmente la fréquence de systèmes de grande densité projetée par rapport à ceux de petit  $N(\text{HI})$ . La construction hiérarchique ne change cependant pas la quantité totale de gaz neutre disponible. Au contraire, on peut s'attendre à ce que la formation stellaire diminue la quantité de gaz neutre totale, et introduise une augmentation de la pente de  $f_{\text{HI}}(N, X)$  en affectant principalement les systèmes de grande densité projetée (Gardner et al., 1997). L'invariabilité de la forme de  $f_{\text{HI}}(N, X)$  peut donc être une combinaison de ces deux effets.

L'étude des premiers moments de la fonction de distribution devrait nous permettre d'y voir plus clair en nous donnant des indications plus facilement quantifiables sur l'évolution de chacune des caractéristiques (section efficace et contenu en gaz neutre) de la population de DLAs.

### 6.5.2 $l_{\text{DLA}}$

La figure 6.29 présente l'évolution de l'incidence des systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  avec le décalage spectral.  $l_{\text{DLA}}$  diminue significativement entre  $z \sim 3$  et  $z \sim 2.2$ , ce qui indique que la densité numérique comobile et/ou la section efficace moyenne de HI diminuent avec le temps. Prochaska et al. (2005a) considèrent, en se basant sur le formalisme de Press-Schechter, que des variations significatives dans la densité comobile avec le temps sont improbables. Dans le

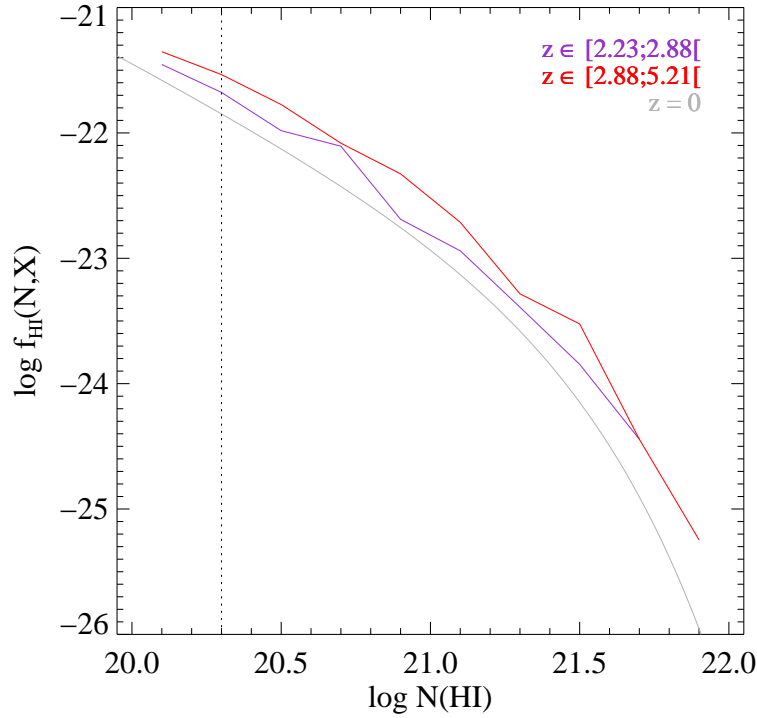


FIG. 6.28 – Évolution de la fonction de distribution avec le décalage spectral

contexte de modèles *Cold Dark Matter*, il est plus raisonnable de penser que cette évolution est due à une diminution de la section efficace moyenne des DLAs. Notons cependant que le nombre de DLAs est dominé par ceux de faible densité projetée.  $l_{\text{DLA}}$  est donc sensible à  $N_{\text{th}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ . Prochaska et al. (2005a) montrent que  $l_{\text{DLA}}$  à  $z \sim 2.2$  est consistant avec la valeur actuelle, c'est à dire que la section efficace moyenne des systèmes Lorentziens n'a pas évolué au cours des derniers 10 milliards d'années.

En appliquant la correction sur  $z_{\text{min}}$  que nous avons justifiée Section 6.2.6, nous montrons qu'une évolution existe à  $z < 2.2$ , même si elle est significativement plus lente<sup>6</sup> qu'à  $z > 2.2$ . Il est intéressant de noter que l'évolution des raies de la forêt Ly- $\alpha$  ralentit également considérablement pour  $z \lesssim 1.5$  (Kim et al., 2002). Ces raies pourraient être associées avec les structures à grande échelle qui tracent les galaxies Penton et al. (e.g. 2002); Pierleoni et al. (e.g. 2008). Ceci indiquerait donc un assemblage des structures vers  $z \sim 1.5 - 2$  (Rao et al., 2006).

### 6.5.3 $\Omega_g^{\text{DLA}}$

Considérons maintenant l'évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  avec le décalage spectral. Storrie-Lombardi & Wolfe (2000) et Péroux et al. (2003) observent une augmentation de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  lorsque  $z$  décroît entre  $z > 3.5$  et  $z \sim 2$ . Ces auteurs interprètent cette évolution comme l'observation de la construction hiérarchique de systèmes à fortes densités projetées à partir de systèmes de faible  $N(\text{HI})$ . Ceux-ci échapperaient au recensement du gaz neutre si l'on ne considère que les DLAs *bona-fide*. Prochaska et al. (2005a) observent au contraire une diminution significative de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  entre  $z \sim 4$  et  $z \sim 2$ . Ceci s'explique par la consommation du gaz neutre par la

<sup>6</sup>Rappelons que selon la cosmologie actuelle, l'intervalle  $0 < z < 2.2$  représente  $\sim 80\%$  de l'âge de l'Univers.

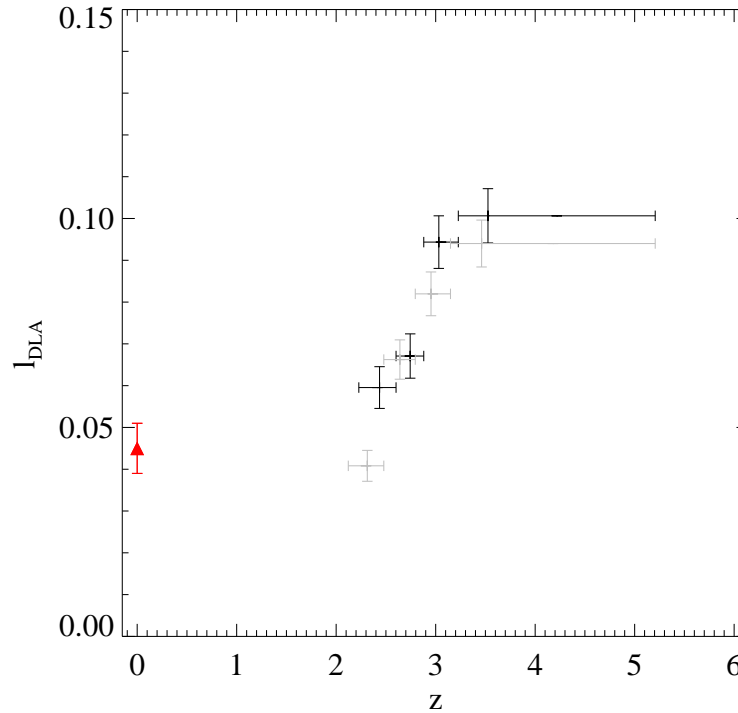


FIG. 6.29 – Incidence des systèmes Lorentziens par unité de distance d’absorption avec (noir) ou sans (gris) redétermination de  $z_{min}$  ( $\delta v = 10\,000 \text{ km s}^{-1}$ ). La valeur à  $z = 0$  provient de Zwaan et al. (2005b).

formation d’étoiles et/ou une éjection de ce gaz dans le milieu intergalactique. La valeur observée à  $z = 2$  est très similaire à celle à  $z = 0$  indiquant que la densité cosmologique de gaz neutre a été sensiblement invariante pendant les derniers 10 milliards d’années.

### Correction des effets systématiques

Le panel de gauche de la Figure 6.30 présente les mesures de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  lorsqu’aucune correction n’est appliquée. On observe une diminution rapide de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  entre  $z \sim 4$  et  $z \sim 2$ . De plus  $\Omega_g^{\text{DLA}}(z \sim 2) = \Omega_g^{\text{DLA}}(z = 0)$ , où la valeur à  $z = 0$  provient d’un recensement de l’hydrogène neutre révélé par l’émission à 21 cm (Zwaan et al., 2005a). Les conclusions concernant l’évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  seraient donc exactement les mêmes que celles de Prochaska et al., en l’absence de correction.

Nous savons cependant que ces résultats sont biaisés par l’exclusion préférentielle les lignes de visées présentant une absorption forte. Nous avons proposé une méthode dans la Sect. 6.2.6 pour éviter cet effet systématique en redéfinissant le décalage spectral minimum accessible. Les valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  après application de cette correction aux deux échantillons SDSS (ce travail et Prochaska et al., 2005a) sont représentées à droite sur la Fig. 6.30.

Il existe cependant des différences entre les valeurs obtenues avec chacun des échantillons. Celles-ci sont le résultat d’une complétude et d’une fiabilité différente pour chacun d’eux, quantifiées dans la Sect. 6.3.5. Nous corrigeons donc les valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  dans les deux échantillons considérés (barres d’erreurs en traits continus). A  $z > 3$ , la fiabilité de notre échantillon diminue significativement (voir Tableau 6.1) et la correction devient importante.

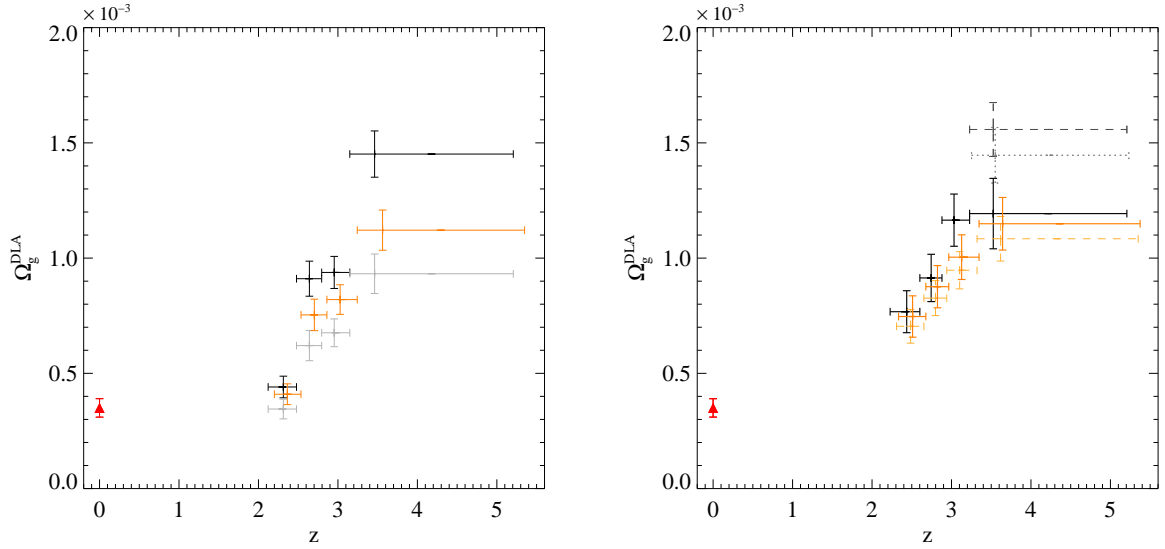


FIG. 6.30 – Gauche : Evolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  directement obtenue sans aucune correction (effet lié à la détermination de  $z_{\text{min}}$ , fiabilité et complétude). Les point noirs (resp. gris) représentent  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  calculé pour l'ensemble des DLAs (resp. les DLAs avec métaux associés) tandis que les points oranges représentent l'échantillon DR5 de Prochaska et al. (2005a). La valeur à  $z = 0$  provient de Zwaan et al. (2005a).

Droite : Même évolution lorsque le biais lié à la détermination de  $z_{\text{min}}$  est évité en utilisant  $\delta v = 10000 \text{ km s}^{-1}$  (voir § 6.2.6). Les valeurs ainsi obtenues (tirets) sont corrigées des effets de complétude et de fiabilité (traits continus). Ces effets sont légers ( $\sim 2\%$ ) et se compensent dans notre échantillon pour  $z < 3$ . Pour le calcul de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à  $z > 3$ , nous avons également tenu compte d'une possible surestimation de  $N(\text{HI})$  dans notre échantillon. La valeur sans correction est représentée en pointillé. .

Les valeurs correspondant à l'échantillon de Prochaska et al. (2005a) sont au contraire augmentées car leur complétude est moindre que celle de l'échantillon présenté ici, tandis que leur fiabilité doit être proche de 1.

Il existe des différences résiduelles provenant probablement de la légère différence systématique entre les mesures de  $N(\text{HI})$  (§ 6.3.5). Il est cependant impossible de savoir s'il s'agit d'une surestimation de  $N(\text{HI})$  par notre procédure automatique et/ou d'une sous-estimation par les ajustements manuels de Prochaska et al. (2005a). A grand décalage spectral,  $z > 3$ , la grande densité de la forêt Ly- $\alpha$  joue probablement plus en défaveur des ajustements automatiques et nous appliquons la correction correspondante (0.07 dex soit 17%) à nos valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ .

Il est presque surprenant de voir que les résultats ainsi obtenus avec l'échantillon et les mesures de Prochaska et al. (2005a) et ceux présentés ici s'accordent remarquablement bien. Rappelons en effet que la méthode d'identification et analyse des DLAs utilisée ici est très différente de celle utilisée par Prochaska et al. (2005a) (voir § 6.2.3, § 6.2.4 et § 6.3). Nous sommes donc maintenant confiants dans nos mesures de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ . Bien sûr, tout biais lié à la sélection des quasars dans le SDSS affectera en principe de la même façon les résultats présentés et ceux obtenus par Prochaska et al. (2005a).

### Evolution du contenu en gaz neutre de l'Univers

Revenons à l'évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$ , présentée avec les valeurs corrigées sur la Fig. 6.31 (également Tableau 6.4).

Nous redéterminons également  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à partir de l'échantillon construit par Péroux et al. (2003). Puisque la sensibilité de leur échantillon est significative et régulière dès  $z > 1.65$  (voir Fig. 6.3), il est possible de mesurer  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à des décalages spectraux inaccessibles par le SDSS. L'échantillonnage choisi suit celui du SDSS afin de permettre une comparaison directe des échantillons ( $1.65 \leq z < 2.23$ ;  $2.23 \leq z < 3.22$  et  $z \geq 3.22$ ).

La différence entre les résultats de Prochaska et al. (2005a) et Péroux et al. (2003) est artificielle. En effet, la correction appliquée à  $z_{\text{min}}$  remonte les valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  de Prochaska et al. qui deviennent alors compatibles avec la valeur de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  obtenue grâce à l'échantillon de Péroux et al. (2003) sur le même intervalle de décalage spectral.

A  $z > 3.2$ , les valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  obtenues avec les deux échantillons (SDSS et Péroux et al., 2003) diffèrent. Ceci est probablement l'effet de la petite taille de l'échantillon construit par Péroux et al. (voir § 6.4.2 et Fig. 6.26). Notons à l'inverse que la grande densité de la forêt Ly- $\alpha$  peut simuler un système Lorentzien, difficile à reconnaître et ajuster (même visuellement) avec la résolution spectrale du SDSS. Connaître l'évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  aux époques les plus reculées est techniquement difficile. En effet, ceci nécessite des observations à résolution spectrale moyenne ( $R \sim 5000$ ) et un grand nombre de quasars à grand décalage spectral ( $\sim 500$  à  $z > 4.5$ ).

$\Omega_g^{\text{DLA}}$  diminue significativement avec le temps entre  $z \sim 3.2$  et  $z \sim 2.2$ . La valeur à  $z \sim 2.2$  est supérieure à celle obtenue à  $z = 0$ , indiquant que cette évolution continue à  $z < 2.2$ . Ceci peut être le résultat de formation d'étoile, consommant le gaz neutre et/ou de l'éjection de gaz dans le milieu intergalactique. Notons que l'incidence des DLAs diminue dans le même intervalle de temps, indiquant que les systèmes Lorentziens se contractent en des structures plus petites.

La mesure de la densité cosmologique de gaz neutre aux décalage spectraux intermédiaires ( $z \sim 1$ ) est difficile. La faible incidence des DLAs et la nécessité d'observations spatiales n'ont abouti qu'à des échantillons de taille limitée. Rao & Turnshek (2000) et Rao et al. (2006) utilisent une technique novatrice pour la détermination de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à  $0.1 < z < 1.6$ . Ces auteurs recherchent l'absorption Ly- $\alpha$  associée aux systèmes Mg II, dont la statistique est plus grande à ces décalages spectraux. En effet, le doublet Mg II  $\lambda\lambda 2796, 2803$  est observable depuis le sol dès  $z \gtrsim 0.15$ . Les valeurs obtenues par ces auteurs sont également représentées sur la Fig 6.31. Celles-ci sont difficiles à raccorder avec la diminution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  avec le temps observée précédemment puisque les valeurs à  $z \sim 1$  sont supérieures à celle à  $z \sim 2.2$ . On observe cependant  $\Omega_g^{\text{DLA}}(z = 2.5) \sim \Omega_g^{\text{DLA}}(z = 2)$ , ce qui indique un ralentissement de l'évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à  $z \lesssim 2$ , compatible avec les valeurs à  $z \sim 1$ .

Rappelons toutefois que la taille des échantillons à  $z < 2.2$  (Péroux et al., 2003; Rao et al., 2006) ne permet pas d'observer la convergence de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  lorsque  $N(\text{HI})$  devient grand. L'inclusion ou l'exclusion d'un seul système lorentzien de grand  $N(\text{HI})$  peut changer significativement les valeurs de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  obtenues. En outre, la méthode utilisée par Rao et al. est indirecte et pourrait être biaisée par des effets systématiques tels que le lentillage gravitationnel (voir Chap. 1, § 1.3.6). Il n'est pas encore clair si les effets de lentille gravitationnelle sur les statistiques des absorbants sont significatifs (e.g. Murphy & Liske, 2004; Prochaska et al., 2005a) ou au contraire négligeables (e.g. Le Brun et al., 2000; Péroux et al., 2004; Ménard

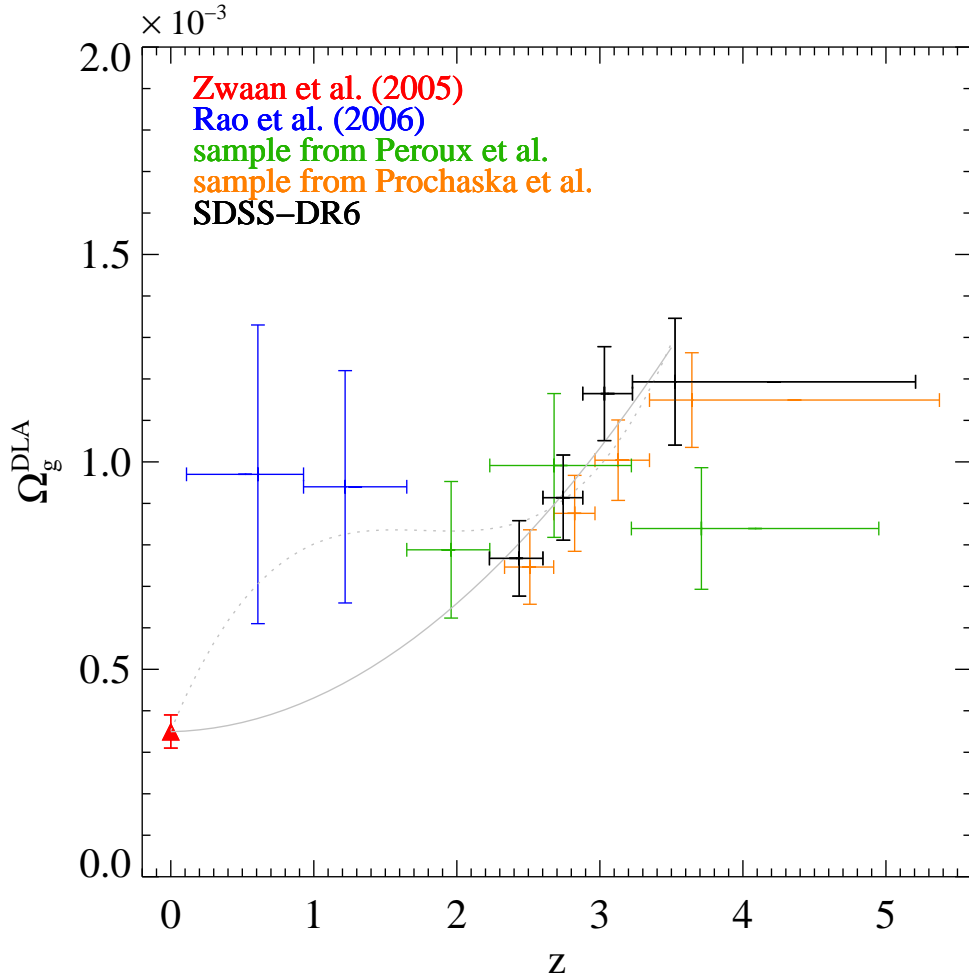


FIG. 6.31 – Évolution de la densité cosmologique de gaz neutre dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . La courbe grise continue correspond à l’ajustement d’un polynôme de second degré aux valeurs du SDSS-DR6 et à  $z = 0$ , tandis que la courbe pointillée correspond à l’ajustement de ces valeurs par un polynôme de degré 3 où les contraintes à  $z \sim 1$  de Rao et al. (2006) ont été prises en compte.

et al., 2008).

Il est nécessaire d’obtenir une meilleure description statistique du gaz neutre à  $z \lesssim 2$  afin de vérifier les valeurs obtenues et étudier l’évolution de la densité de gaz avec un échantillonnage temporel plus fin.

Un ralentissement de l’évolution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  à  $0.5 < z < 2$ , en même temps que le ralentissement de l’évolution des sections efficaces des DLAs indiquerait une population n’évoluant quasiment pas avec le temps jusqu’à  $z \sim 0.5$ . Une formation stellaire intense expliquerait ensuite la diminution rapide de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  tandis que l’incidence des absorbants évolue peu (Rao et al., 2006). Ce scénario correspond à la courbe pointillée sur la Fig. 6.31. Au contraire, une diminution constante de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  pour  $z < 2.2$  (courbe continue) indiquerait une formation stellaire plus étalée dans le temps.

D’une manière générale, retenons que nous observons une diminution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  durant les derniers  $\sim 90\%$  de l’âge de l’Univers.

TAB. 6.3 – Caractéristiques statistiques de l'échantillon de systèmes Lorentziens sans correction de  $z_{min}$ .

$z$	$\Delta z$	$\Delta X$	$N_{\text{DLA}}$	$l_{\text{DLA}}$ ( $\times 10^{-2}$ )	$\Omega_g^{\text{DLA}}$ ( $\times 10^{-3}$ )
2.12-5.21	3.09	11956	846	$7.1 \pm 0.2$	$0.94 \pm 0.04$
2.12-2.48	0.36	2989	122	$4.1 \pm 0.4$	$0.44 \pm 0.05$
2.48-2.80	0.32	"	198	$6.6 \pm 0.5$	$0.91 \pm 0.08$
2.80-3.15	0.35	"	245	$8.2 \pm 0.5$	$0.94 \pm 0.07$
3.15-5.21	2.06	"	281	$9.4 \pm 0.6$	$1.45 \pm 0.10$
2.12-2.89	0.77	6937	383	$5.5 \pm 0.3$	$0.69 \pm 0.04$
2.89-3.66	"	4175	390	$9.3 \pm 0.5$	$1.24 \pm 0.07$
3.66-4.44	"	769	68	$8.8 \pm 1.1$	$1.52 \pm 0.21$
4.44-5.21	"	75	5	$6.6 \pm 3.0$	$0.67 \pm 0.36$

TAB. 6.4 – Caractéristiques statistiques de l'échantillon de systèmes Lorentziens pour  $\delta v = 10\,000 \text{ km s}^{-1}$ .

$z$	$\Delta z$	$\Delta X$	$N_{\text{DLA}}$	$l_{\text{DLA}}$ ( $\times 10^{-2}$ )	$\Omega_g^{\text{DLA}}$ ( $\times 10^{-3}$ )	$\Omega_g^{\text{DLA corr.}^a}$ ( $\times 10^{-3}$ )
2.23-5.21	2.98	9539	767	$8.0 \pm 0.3$	$1.10 \pm 0.05$	<b><math>1.00 \pm 0.06</math></b>
2.23-2.60	0.37	2385	142	$6.0 \pm 0.5$	$0.77 \pm 0.08$	<b><math>0.77 \pm 0.09</math></b>
2.60-2.88	0.28	"	160	$6.7 \pm 0.5$	$0.91 \pm 0.08$	<b><math>0.91 \pm 0.10</math></b>
2.88-3.22	0.34	"	225	$9.4 \pm 0.6$	$1.17 \pm 0.09$	<b><math>1.16 \pm 0.11</math></b>
3.22-5.21	1.99	"	240	$10.1 \pm 0.6$	$1.56 \pm 0.12$	<b><math>1.19 \pm 0.15^b</math></b>
2.23-2.97	0.74	5532	369	$6.7 \pm 0.3$	$0.87 \pm 0.05$	
2.97-3.72	"	3330	335	$10.1 \pm 0.5$	$1.38 \pm 0.09$	
3.72-4.46	"	613	60	$9.8 \pm 1.3$	$1.70 \pm 0.26$	
4.46-5.21	"	63	3	$4.8 \pm 2.8$	$0.40 \pm 0.29$	

<sup>a</sup> En tenant compte de la fiabilité et de la complétude<sup>b</sup> avec correction de la surestimation de  $N(\text{HI})$

## 6.6 Conclusion

Bien que notre recherche de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  dans le relevé *Sloan Digital Sky Survey* était originellement prévue pour détecter des candidats intéressants pour être suivis à haute résolution spectrale, de nombreuses informations cosmologiques ont pu en être extraites. Nous résumons ici quelques-uns des aspects et résultats les plus importants de la recherche automatisée de DLAs.

1. Nous avons démontré la faisabilité d'une recherche et d'une analyse de systèmes Lorentziens entièrement automatisées, basées sur une identification des profils Lorentziens par analyse de corrélation. Cette procédure fournit les largeurs équivalentes des métaux détectés en même temps que les densités projetées d'hydrogène atomique. Les résultats constituent une base de données homogène pour effectuer des suivis à haute-résolution spectrale. Une sélection soigneuse nous a ainsi conduit à la première détection de molécules de monoxyde de carbone dans un DLA (voir Chap. 7). Nous avons également identifié un système de métallicité extrêmement basse,  $Z < 1/1000^{eme}$  solaire. Il s'agirait du système Lorentzien de plus basse métallicité découvert à ce jour. Ceci devrait cependant être confirmé par des observations à haute résolution spectrale.

2. En accord avec deux études précédentes (Péroux et al., 2003; Prochaska et al., 2005a), nous montrons qu'une loi de puissance (Tytler, 1987) n'est qu'une description très limitée de la fonction de distribution à  $\log N(\text{HI}) \geq 20.3$  tandis que celle-ci est correctement modélisée par une double loi de puissance ou par une fonction  $\Gamma$ . La détection d'un seul DLA intervenant à  $\log N(\text{HI}) = 22$  (la plus grande densité projetée mesurée à ce jour) confirme la forme de la distribution. Notons que ce DLA n'avait pas été détecté par les études précédentes.

3. La convergence de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  pour  $N(\text{HI})$  tendant vers les extrêmes de la distribution indique que la densité cosmologique de gaz neutre dans l'Univers à  $z \sim 2.2-5$  est dominée par les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . La contribution relative atteint son maximum autour de  $N(\text{HI}) = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , comme ce qui est observé dans l'Univers local. La rareté des systèmes de très grande densité projetée implique qu'ils ne contribuent que pour une petite fraction de la masse totale de gaz neutre. Une extrapolation de la distribution fréquentielle des absorbants à  $N(\text{HI}) < 20.3$  suggère que les systèmes LLS contribuent pour environ 1/4 de la densité cosmologique de gaz neutre à grand décalage spectral.

4. Nous observons une diminution de la densité cosmologique de gaz neutre au cours du temps entre  $z \sim 3.5$  et  $z \sim 2$  et montrons qu'elle continue probablement à  $z < 2$ . Ceci renforce l'idée selon laquelle le contenu en gaz neutre de l'Univers était plus grand dans le passé. Nous montrons que l'incompatibilité entre les résultats de Prochaska et al. (2005a) et ceux de Péroux et al. (2003) est artificielle. Nous proposons d'une part une détermination de  $z_{min}$  permettant d'éviter un biais observationnel important et d'autre part nous montrons que l'échantillon construit par Péroux et al. (2003) n'est pas incompatible avec une diminution de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  au cours du temps.

5. Nous mesurons  $\Omega_g^{\text{DLA}}(z = 3) \simeq 10^{-3}$ . Le gaz neutre et atomique à  $z = 3$  compte donc pour seulement  $\sim 2\%$  du recensement des baryons à grand décalage spectral. Ceci est consistant avec l'idée que la plupart des baryons sont présents sous forme de gaz ionisé dans le milieu intergalactique.

6. La difficulté des observations à grand décalage spectral et la résolution spectrale insuffisante du SDSS ne permet pas de conclure quant à une évolution du gaz neutre à  $z \gtrsim 3.5$ . De nouvelles études sont donc nécessaires (Guimaraes et al., en préparation). Il est de même



important de déterminer directement  $\Omega_g^{\text{DLA}}(z \sim 1)$  et de vérifier ainsi les résultats de Rao et al. (2006). Cette tâche est cependant difficile puisqu'elle requiert l'observation d'un grand nombre de quasars avec des moyens spatiaux.

7. La densité de matière contenue dans les étoiles à  $z = 0$  ( $\Omega_* = (2.5 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ ; Cole et al., 2001) est plus grande que (mais comparable à) celle contenue dans les DLAs à  $z \sim 2 - 3.5$ . Ces derniers doivent donc être réapprovisionné en gaz neutre avant l'époque présente, probablement grâce à l'accrétion de matière à partir du milieu intergalactique. Les résultats présentés ici procurent de fortes contraintes pour les modèles d'évolution hiérarchique et excluent à priori les modèles fermés (closed-box models), où les échanges de matière avec le milieu intergalactique sont ignorés (Lanzetta et al., 1995).

8. Rappelons que les mesures pourraient être biaisées par une obscurisation des quasars d'arrière-plan due à la poussière contenue dans les absorbants. La sous-estimation de  $\Omega_g^{\text{DLA}}$  pourrait être supérieure à 15% (Trenti & Stiavelli, 2006). L'étude de l'hydrogène moléculaire présenté dans cette thèse démontre d'ailleurs que de la poussière est présente dans au moins une fraction des systèmes Lorentziens. En outre, des nuages moléculaires pourraient exister à grand décalage spectral et contenir une fraction importante de la matière alimentant la formation d'étoiles. Ceci échappent probablement aux observations à cause de la très grande extinction qu'ils produisent et de leur très petite section efficace (Zwaan & Prochaska, 2006).

9. La recherche des systèmes de très grande densité projetée ( $\log N(\text{HI}) \sim 22$ ) doit nous permettre de comprendre la fonction de distribution et de vérifier s'il existe une transition  $\text{HI} \rightarrow \text{H}_2$  lorsque  $N(\text{HI})$  devient grand. Ces systèmes sont d'un grand intérêt puisqu'ils sont probablement le lieu d'intense formation d'étoiles (Hopkins et al., 2005). Ces systèmes sont cependant très rares avec une seule détection <sup>7</sup> dans le SDSS. Une méthode alternative pour étudier ces systèmes consiste donc à considérer les absorptions dans les spectres de sursauts gamma (GRBs), où de telles densités projetées sont fréquemment observées. Les lignes de visées correspondantes sondent probablement préférentiellement des régions denses de formation d'étoiles, que les lignes de visées de quasars, aléatoirement distribuées, ont une faible probabilité d'intercepter. La nature de ces absorbants pourrait cependant être distincte de celle des quasars (Prochaska et al., 2008), et leur état physique perturbé par le sursaut gamma lui-même (Vreeswijk et al., 2007).

---

<sup>7</sup>Notons que des raies de  $\text{H}_2$  sont détectées dans ce système. Leur analyse est en cours.

# Chapitre 7

## Autres molécules

« I write about molecules with great diffidence, having not yet rid myself of the tradition that atoms are physics, but molecules are chemistry, but the new conclusion that hydrogen is abundant seems to make it likely that the elements C, O, and N will frequently form molecules. »

Sir Arthur Eddington, 1937

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>213</b>
<b>7.2</b>	<b>Observations</b>	<b>214</b>
<b>7.3</b>	<b>Analyse</b>	<b>215</b>
7.3.1	Hydrogène atomique	215
7.3.2	Métaux	217
7.3.3	Molécules	217
<b>7.4</b>	<b>Discussions</b>	<b>220</b>
7.4.1	Température du fonds diffus cosmologique	220
7.4.2	Évidence d'accrétion de gaz primordial?	222
7.4.3	Contrainte sur la variabilité de $\mu$	225
<b>7.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>225</b>

---

### 7.1 Introduction

Nous avons montré que l'hydrogène moléculaire permet de sonder les conditions physiques dans le gaz (Chapitres 3, 4 et 5). Détecter d'autres molécules permettrait d'ouvrir la voie aux études chimiques du milieu interstellaire à grand décalage spectral (voir e.g. Wiklind & Combes, 1995, pour la composante dense du milieu interstellaire à  $z = 0.7$ ).

Au cours de notre recherche systématique de  $H_2$  avec UVES, nous avons construit un grand échantillon de systèmes Lorentziens pour lesquels nous avons pu mesurer les densités projetées de  $H_2$  (Chap. 2). Nous avons montré que les systèmes pour lesquels  $H_2$  est détecté présentent également des raies de C I (e.g., Srianand et al., 2005, Chap. 3). Ceux-ci sont

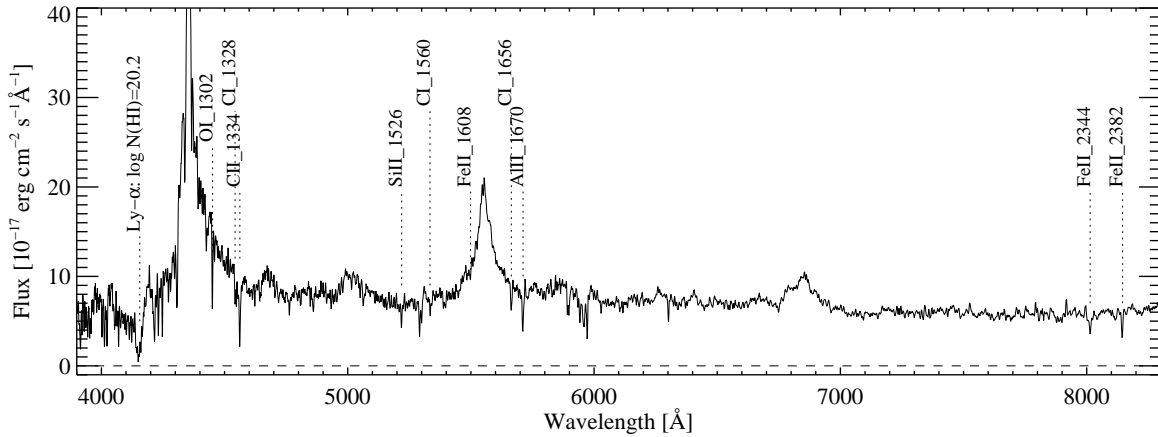


FIG. 7.1 – Spectre SDSS de J143912.04+111740.5. En dépit de la petite densité projetée de HI, de fortes raies métalliques sont présentes, indiquant une haute métallicité. De fortes raies de CI sont également détectées.

également caractérisés par de hautes métallicités et forts facteurs de déplétion (e.g. Petitjean, Ledoux, Noterdaeme, & Srianand, 2006, Chap. 2).

Il est naturel de se demander si d'autres molécules peuvent être détectées dans ces systèmes. Pour cela, nous avons sélectionné un échantillon de systèmes lorentziens de haute métallicité sur la ligne de visée de quasars du SDSS, grâce aux procédures de recherche et analyse automatiques (Chap. 6).

Nous avons identifié le meilleur candidat à  $z_{\text{abs}} = 2.4185$  sur la ligne de visée du quasar SDSS J143912.04+111740.5. Celui-ci, en plus d'être caractérisé par une haute métallicité, présente de fortes raies d'absorption de carbone neutre, détectables même à la résolution du SDSS (voir Fig. 7.1). Nous avons obtenu 8 h de temps d'observation<sup>1</sup> pour chercher le monoxyde de carbone en plus de H<sub>2</sub> dans ce système avec UVES au *Very Large Telescope* de l'observatoire européen (ESO).

Cette observation a abouti à la première détection des raies UV de monoxyde de carbone à grand décalage spectral, détection attendue depuis plus d'un quart de siècle (e.g., Varshavich & Levshakov, 1981; Black et al., 1987; Srianand & Petitjean, 1998; Cui et al., 2005). Ceci a fait l'objet d'une Lettre à l'Éditeur dans *Astronomy & Astrophysics* (Srianand, Noterdaeme, Ledoux, & Petitjean, 2008). Ce système a également permis la seconde détection extragalactique d'hydrogène moléculaire deutéré (Noterdaeme, Petitjean, Ledoux, Srianand, & Ivanchik, 2008).

Nous présentons les observations de SDSS J143912.04+111740.5 dans la Section 7.2. L'analyse des raies métalliques et moléculaires du système à  $z = 2.4185$  est présenté dans la Section 7.3 et nous interprétons et discutons les résultats et leurs applications dans la Section 7.4. Nous concluons dans la Section 7.5.

## 7.2 Observations

Les observations ont été effectuées avec le spectrographe UVES du 21 au 25 mars 2007 avec un temps de pose total sur l'objet dépassant 8 h. Les deux bras spectroscopiques de UVES

<sup>1</sup>Director Discretionary Time ID. 278.A-5062 (PI : Noterdaeme)

ont été utilisés simultanément avec des longueurs d'onde centrales respectives de 390 nm ( $8 \times 4205$  s) pour le bras bleu et 580 nm ( $3 \times 4205$  s) et 610 nm ( $4 \times 4205$  s) pour le bras rouge. L'intervalle de longueur d'onde couvert est 330 - 710 nm, avec un petit intervalle non couvert entre 452 et 478 nm. Les pixels du détecteur CCD ont été échantillonnés  $2 \times 2$  et la largeur de la fente ajustée à  $1''$ , correspondant aux conditions de seeing de  $\sim 0''.9$ . La résolution spectrale obtenue est  $R = 50\,000$ , mesurée à partir des raies thorium-argon de la lampe de calibration. Les données ont été réduites avec le système de réduction CPL UVES version 3.3.1. Un traçage précis de l'objet est obtenu même en cas de très mauvais rapport signal-à-bruit. L'objet et le ciel sont extraits de façon optimale et les impacts de rayons cosmiques et les défauts du détecteur sont rejetés itérativement. Les longueurs d'onde ont été ré-échantillonnées dans le repère héliocentrique et sont exprimées dans le vide. Les poses scientifiques individuelles ont été co-additionnées grâce à une fenêtre glissante et en pondérant le signal par un poids dépendant de l'erreur totale pour chaque pixel. La dispersion autour de la calibration en longueur d'onde est  $150 \text{ m s}^{-1}$ .

Des ajustements standards de profils de Voigt ont été utilisés afin de déterminer les densités projetées, les décalages spectraux et les paramètres Doppler  $b$ .

## 7.3 Analyse

### 7.3.1 Hydrogène atomique

L'absorption d'hydrogène neutre correspondant au DLA est étendue sur  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ . La structure en vitesse peut être modélisée en utilisant l'asymétrie de la raie Lyman- $\alpha$  et le profil de Lyman- $\beta$  (voir Fig. 7.2). La structure en vitesse obtenue est consistante avec le profil d'absorption de l'oxygène neutre (O I). Il est souvent admis que cette espèce trace HI grâce aux réactions d'échange de charge très favorables entre ces deux éléments pour  $\log N(\text{HI}) \geq 19$  (Viegas, 1995). La densité projetée de HI dans la composante principale est fortement contrainte par l'aile rouge lorentzienne et les intervalles exempts d'absorption dans le profil de Ly- $\beta$ . Le meilleur ajustement donne  $\log N(\text{HI}) = 20.10 \pm 0.10$  pour la composante principale à  $z_{\text{abs}} = 2.41837$ . Remarquons qu'une densité projetée  $\log N(\text{HI}) = 20.2$  remplirait entièrement l'aile rouge du profil, tandis que pour une densité projetée plus petite que  $\log N(\text{HI}) = 20$ , la forme du profil ne peut être reproduite par aucune absorption située à  $-117 \text{ km s}^{-1}$ . L'ajustement global est représenté en rouge sur la Fig. 7.2, tandis que la contribution de la composante principale seulement est montrée en bleu avec les incertitudes associées représentées par la zone ombrée. Les densités projetées pour les autres composantes sont  $\log N(\text{HI}) = 17.9, 19.25, 19.20$  et  $19.20$  aux vitesses  $v = -892, -594, -382$  et  $-117 \text{ km s}^{-1}$  par rapport à la composante principale étudiée ici. Elles ne sont données qu'à titre indicatif.

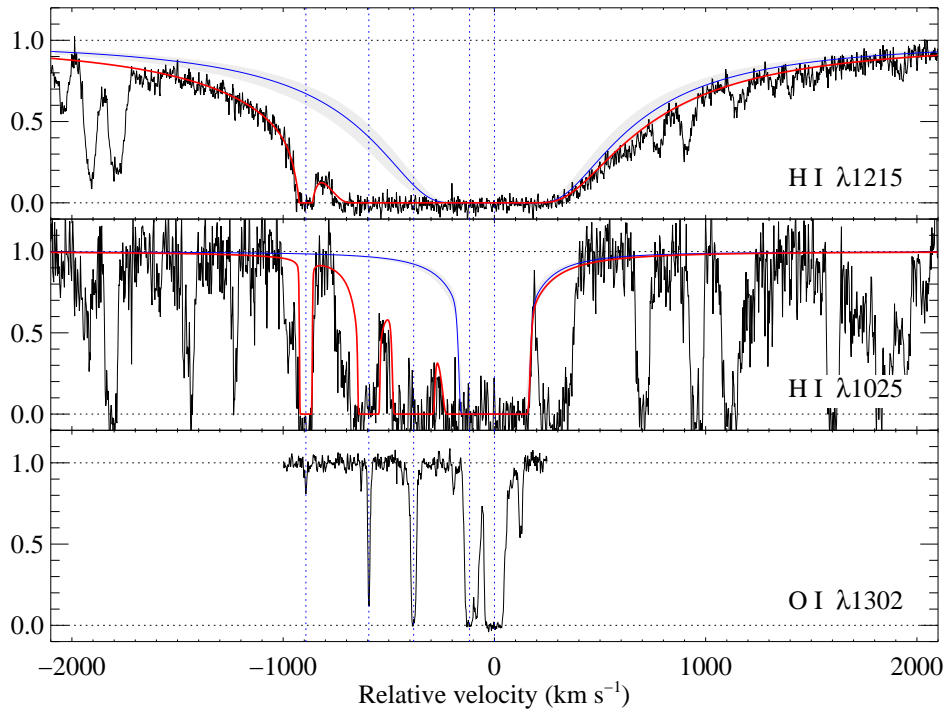


FIG. 7.2 – Ajustement des profils des raies  $\text{Ly}\alpha$  (haut) et  $\text{Ly}\beta$  (milieu). Le profil d'absorption de OI est montré en bas sur la figure et permet de visualiser les positions des composantes individuelles de HI (traits pointillés verticaux). La courbe rouge indique l'ajustement global, tandis que les profils bleus à  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$  représentent la composante principale seulement et les incertitudes associées (ombré). Les profils sont représentés dans une échelle de vitesses avec l'origine à  $z_{\text{abs}} = 2.41837$ .

### 7.3.2 Métaux

Des raies d'absorption de N I, O I, C I, C I\*, C I\*\*, Mg I, Ar I, S I, S II, Si II, Fe II, Zn II, Al II et Ni II sont détectées sur un grand intervalle de vitesse allant jusqu'à  $\sim 950 \text{ km s}^{-1}$ . Les abondances des métaux dans la composante principale de H I à  $v = 0 \text{ km s}^{-1}$  sont obtenues par ajustement de profil de Voigt aux raies optiquement minces. Les raies d'azote étant saturées, seule une limite inférieure à la densité projetée de N I peut être déterminée. Quelques ajustements sont présentés sur les Fig. 7.3 et Fig. 7.5 et les abondances obtenues sont résumées dans le Tableau 7.1.

Nous n'avons pas appliqué de correction d'ionisation. La présence de fortes raies d'absorption du carbone neutre et de molécules dont CO, facilement photo-dissocié indique que l'effet de l'ionisation sur les abondances doit être négligeable. De plus, même en l'absence de C I, les corrections d'ionisation de sont que d'environ 0.10 dex (voir Fig. 23 de Péroux et al., 2007). Les abondances de S et Zn sont solaires et le patron de déplétion est typique de ce qui est observé dans le milieu interstellaire froid local.

### 7.3.3 Molécules

#### H<sub>2</sub>

Les raies d'absorption de plus d'une centaine de transitions de H<sub>2</sub> dans des niveaux rotationnels de  $J = 0$  jusqu'à  $J = 5$  sont détectées dans six composantes distinctes réparties sur  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ . Les densités projetées dans différents niveaux rotationnels sont obtenues par ajustement simultané de profils de Voigt et sont particulièrement bien contraintes par la présence d'ailes lorentziennes vues sur les raies des bandes 2-0, 4-0, 5-0, 7-0, 8-0, 9-0, et 10-0 de Lyman et les bandes 0-0 et 1-0 de Werner. Nous mesurons une densité projetée totale de H<sub>2</sub>  $\log N(\text{H}_2) = 19.38 \pm 0.10$ , correspondant à une fraction moléculaire  $f = 2N(\text{H}_2)/[2N(\text{H}_2) + N(\text{H}^0)] = 0.27^{+0.10}_{-0.08}$ . Il s'agit de la fraction moléculaire la plus élevée détectée à ce jour dans un système Lorentzien Lyman- $\alpha$ . A partir des raies de  $J = 0$  et  $J = 1$ , nous mesurons  $T_{01} = 105^{+42}_{-32} \text{ K}$ , ce qui est en général un bon indicateur de la température cinétique du gaz (e.g. Roy et al., 2006).

TAB. 7.1 – Abondances des principaux métaux dans la composante principale

Ion (X)	$\log N(\text{X})$	$[\text{X}/\text{H}]^1$
S <sup>+</sup>	$15.27 \pm 0.06$	$-0.03 \pm 0.12$
Zn <sup>+</sup>	$12.93 \pm 0.04$	$+0.16 \pm 0.11$
Si <sup>+</sup>	$14.80 \pm 0.04$	$-0.86 \pm 0.11$
Fe <sup>+</sup>	$14.28 \pm 0.05$	$-1.32 \pm 0.11$
Mg <sup>0</sup>	$12.96 \pm 0.03$	
N <sup>0</sup>	$\geq 15.71$	$\geq -0.34$
C <sup>0</sup>	$14.77 \pm 0.01$	
S <sup>0</sup>	$13.02 \pm 0.02$	

<sup>1</sup> par rapport aux abondances solaires de Morton (2003).

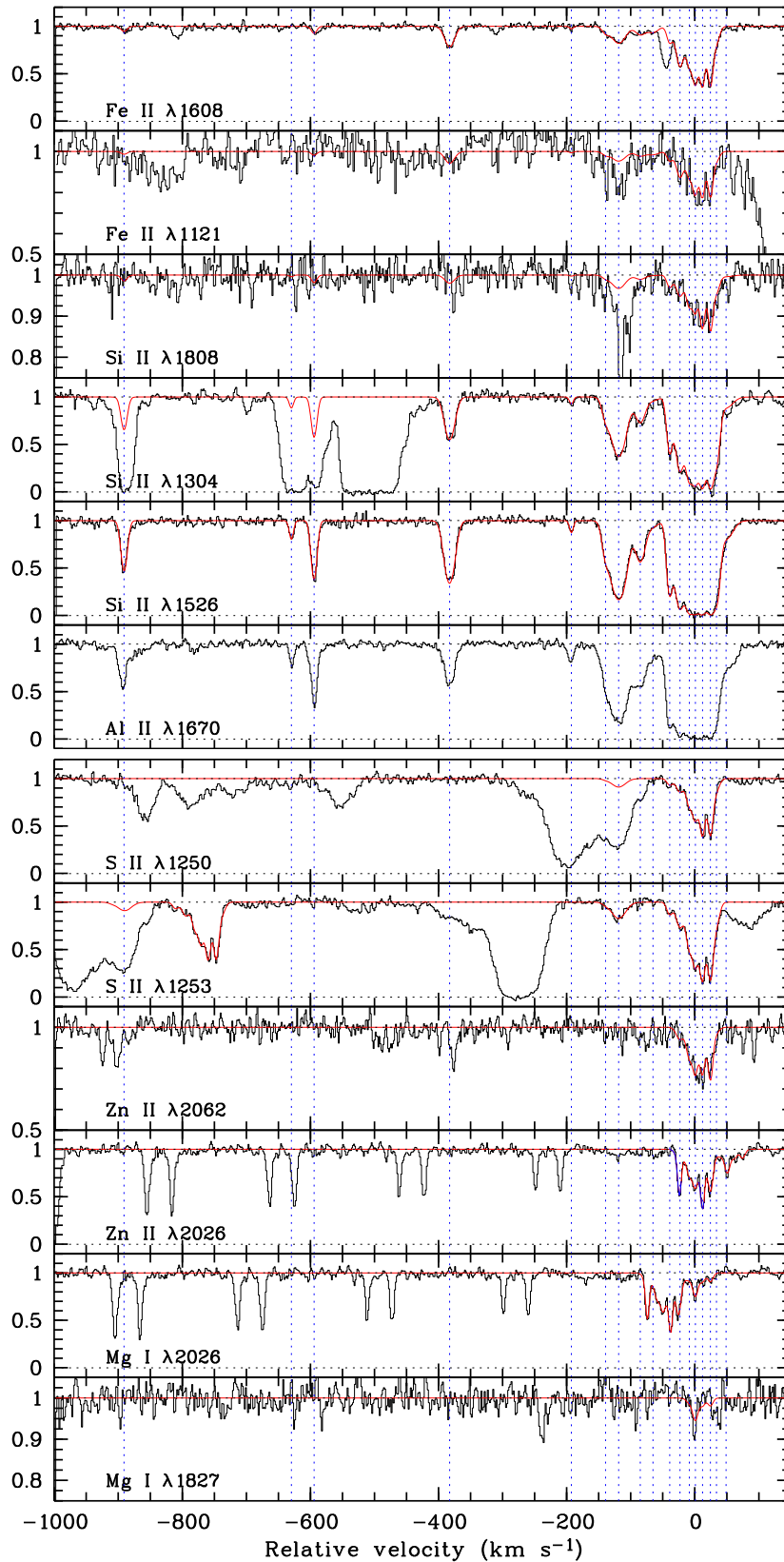


FIG. 7.3 – Profils d'absorption des principaux métaux dans le système à  $z_{\text{abs}} = 2.418$  sur la ligne de visée de SDSS J143912.04+111740.5. Les raies  $\text{Zn II } \lambda 2026$  et  $\text{Mg I } \lambda 2026$  sont contaminées par un doublet du à l'atmosphère terrestre (profil bleu). Celui-ci a donc été pris en compte lors de l'ajustement des raies de zinc et magnésium.

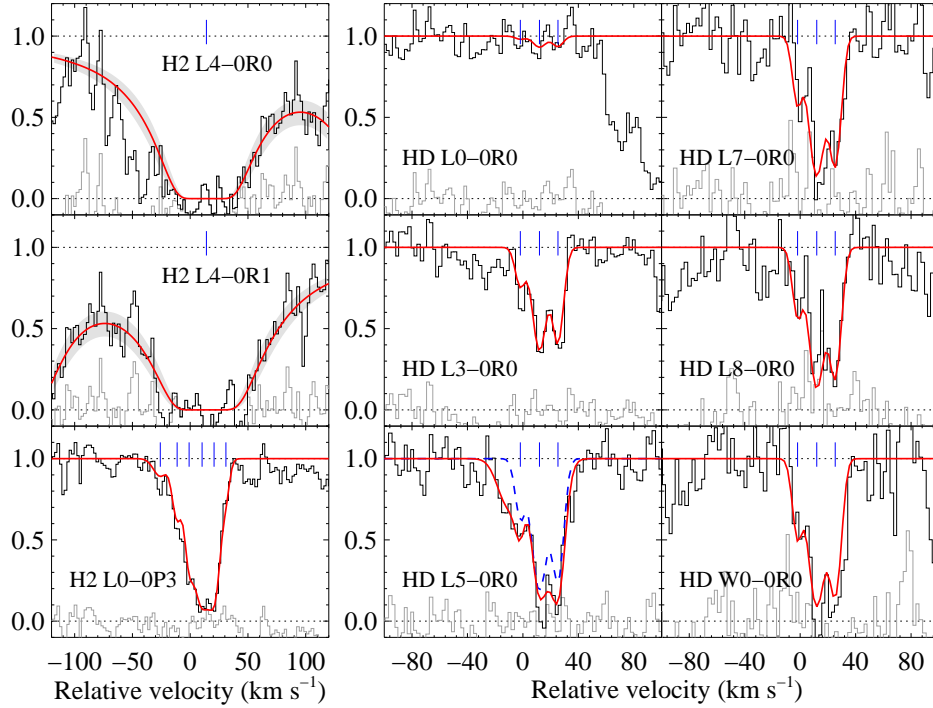


FIG. 7.4 – Raies d’absorption d’hydrogène moléculaire. Les ajustement ainsi que les résidus correspondants sont également représentés. Le profil bleu pointillé pour HD L5-0 R0 correspond à la contribution de HD seulement. Les régions ombrées pour H<sub>2</sub> L4-0 R0 et H<sub>2</sub> L4-0 R1 représentent l’incertitude sur le meilleur ajustement.

## HD

L’hydrogène moléculaire deutéré (HD) est détecté dans le premier niveau rotationnel ( $J = 0$ ) dans trois composantes associées aux composantes les plus fortes de H<sub>2</sub>. Il s’agit seulement de la seconde détection extragalactique de cette molécule, après celle à  $z_{\text{abs}} = 2.3377$  sur la ligne de visée de PKS 1232+082 (Varshalovich et al., 2001). Cinq raies (L3-0 R0, L5-0 R0, L7-0 R0, L8-0 R0 et W0-0 R0) sont clairement détectées et ajustées simultanément (voir Fig. 7.4 et Tableau 7.2). Le rapport signal-à-bruit est  $\sim 12$  pour L0-0 R0, L3-0 R0 et L5-0 R0, et  $\sim 6$  pour les autres raies. Les valeurs de  $\chi^2$  des ajustements sont respectivement 0.43 (L0-0 R0), 1.04 (L3-0 R0), 1.14 (L5-0 R0), 1.36 (L7-0 R0), 1.07 (L8-0 R0) et 1.49 (W0-0 R0). La contrainte la plus forte provient de L3-0 R0 qui a un bon rapport signal-à-bruit et est optiquement mince. L5-0 R0 est contaminé par une raie d’absorption de la forêt Ly- $\alpha$ . La densité projetée totale de HD est  $\log N(\text{HD}) = 14.87 \pm 0.025$ .

Bien que chacune des composantes de HD soit associée à une composante de H<sub>2</sub>, il est impossible de déterminer le rapport  $N(\text{HD})/2N(\text{H}_2)$  dans des composantes individuelles à cause de la forte saturation et la faible séparation des raies de H<sub>2</sub> dans les bas niveaux rotationnels. Nous utilisons donc les densités projetées intégrées sur tout le profil pour HD et H<sub>2</sub> et obtenons  $N(\text{HD})/2N(\text{H}_2) = 1.5^{+0.6}_{-0.4} \times 10^{-5}$ .

## CO

Des raies de S1 sont détectées dans une forte composante à  $z_{\text{abs}} = 2.41838$  et dans une raie satellite plus faible à  $z_{\text{abs}} = 2.41953$ . Des raies d’absorption de monoxyde de carbone



TAB. 7.2 – Densités projetées dans les composantes individuelles de HD

$z_{\text{abs}}$	$v^1$ (km s <sup>-1</sup> )	$b$ (km s <sup>-1</sup> )	$\log N(\text{HD})$
2.41835	-1.9	$2.9 \pm 0.8$	$13.89 \pm 0.08$
2.41851	12.0	$5.0 \pm 1.0$	$14.57 \pm 0.04$
2.41866	25.3	$3.5 \pm 0.3$	$14.46 \pm 0.03$

<sup>1</sup> Vitesse relative par rapport à  $z_{\text{abs}} = 2.41837$ .

associées à ces raies de Si sont détectées dans plusieurs bandes. Il s'agit de la première détection de CO dans le milieu interstellaire diffus à grand décalage spectral (Fig. 7.5). Les raies correspondantes aux différents niveaux rotationnels sont très proches les unes des autres. La résolution spectrale est toutefois suffisante pour arriver à les distinguer. Les densités projetées ainsi obtenues sont  $\log N(\text{CO}) = 13.27 \pm 0.03$ ,  $13.48 \pm 0.02$  et  $13.18 \pm 0.06$  pour  $J = 0, 1$  et  $2$  respectivement, dans la composante principale. Les densités projetées dans la seconde composante sont  $12.75 \pm 0.05$  et  $12.89 \pm 0.08$  pour  $J = 0$  et  $J = 1$ .

Nous mesurons  $N(\text{CO})/N(\text{H}_2) = 3 \times 10^{-6}$ . Ceci est similaire ou légèrement supérieur à ce qui est mesuré le long de lignes de visée Galactiques pour des fractions moléculaires et des densités projetées de  $\text{H}_2$  similaires (Burgh et al., 2007). Ce rapport est significativement inférieur à ce qui est mesuré dans les nuages moléculaires denses ( $X = 10^{-4}$ ; Lacy et al., 1994) et suggère que les conditions physiques du gaz sont similaires à celles du milieu interstellaire diffus.

## 7.4 Discussions

Dans cette section, nous discutons quelques applications rendues possibles par la détection de molécules de  $\text{H}_2$ , HD et CO. Les résultats concernant CO ont été publiés dans une lettre à l'éditeur dans *Astronomy & Astrophysics*, (Srianand, Noterdaeme, Ledoux, & Petitjean, 2008) et sont seulement brièvement résumés ici. Ceux concernant HD sont discutés plus en détail (voir aussi Noterdaeme, Petitjean, Ledoux, Srianand, & Ivanchik, 2008).

### 7.4.1 Température du fonds diffus cosmologique

La température cinétique  $T \sim 100$  K, déterminée par les populations relatives de  $\text{H}_2$  dans les niveaux rotationnels  $J=0$  et  $J=1$ , et la densité  $n_{\text{H}} \sim 10 - 20 \text{ cm}^{-3}$ , obtenue grâce à l'étude des niveaux de structure-fine de CI nous indique que l'excitation rotationnelle de CO n'est pas dominée par les collisions.

CO possède un moment dipolaire permanent autorisant les transitions radiatives entre niveaux rotationnels. Ceux-ci sont séparés de quelques degrés seulement est leur excitation est gouvernée par la température du fond de rayonnement diffus cosmologique. Ainsi, la température d'excitation de CO nous donne la température de corps noir du fonds diffus cosmologique :  $T_{\text{ex}} = T_{\text{CMB}} = 9.15 \pm 0.72$  K (Fig. 7.6). Cette valeur est en excellent accord avec ce qui est prédit par la théorie du Big-Bang à ce décalage spectral  $T_{\text{CMB}}(z) = (1 + z) \times T_{\text{CMB}}(z = 0)$  avec  $T_{\text{CMB}}(z = 0) = 2.725 \pm 0.002$  K (Mather et al., 1999), soit  $T_{\text{CMB}}(z = 2.418) = 9.315 \pm 0.007$ . Notons que des mesures de cette température ont déjà pu être également obtenues à grand décalage spectral grâce à l'excitation des niveaux

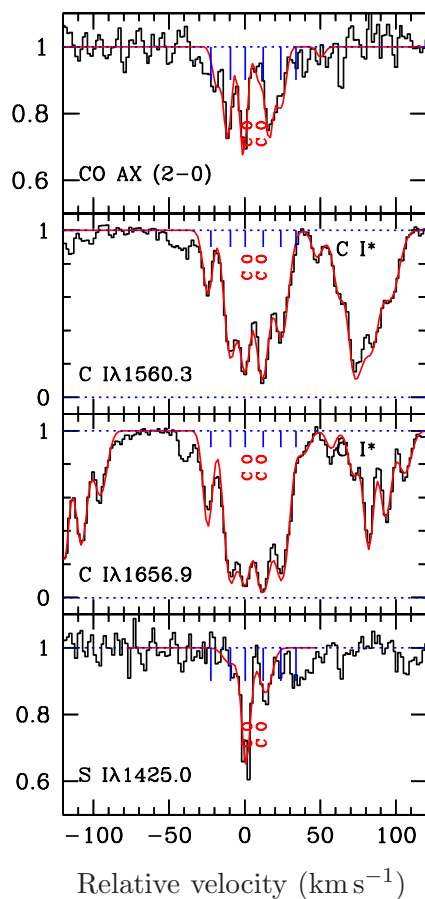


FIG. 7.5 – Exemples de raies d'absorption de S I, C I et <sup>12</sup>CO. La position des composantes est indiquée par les traits verticaux [Figure adaptée de Srianand, Noterdaeme, Ledoux, & Petitjean (2008)]

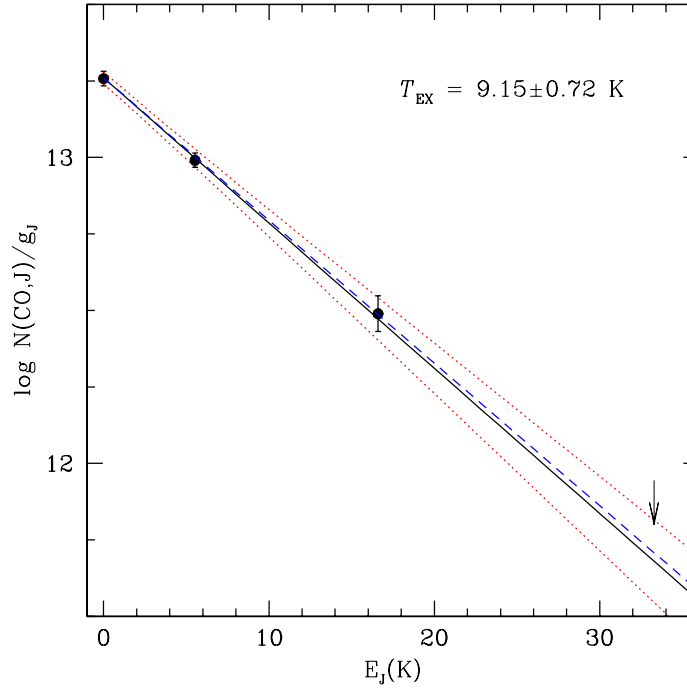


FIG. 7.6 – Diagramme d’excitation de CO. Une ligne droite de pente  $1/(T_{\text{ex}} \ln 10)$  indique la thermalisation des niveaux. Le diagramme est obtenu pour la composante principale de CO à  $z_{\text{abs}} = 2.41837$ . Les trois lignes donnent la moyenne (noir) et l’incertitude à  $1 \sigma$  (rouge) obtenues à partir de  $T_{01}$ ,  $T_{02}$ , and  $T_{12}$ . La température d’excitation obtenue est  $9.15 \pm 0.72$  K, en excellent accord avec celle attendue à ce décalage spectral  $9.315 \pm 0.007$  K (tirets). [Figure extraite de Srianand, Noterdaeme, Ledoux, & Petitjean (2008)]

de structure-fine de C I (e.g. Srianand et al., 2000; Molaro et al., 2002; Cui et al., 2005) mais celles-ci sont généralement des limites supérieures (pour les raisons expliquées au Chap. 3) ou des mesures peu contraignantes. En revanche, cette détection de CO nous permet d’obtenir la mesure la plus précise de la température du CMB à une époque aussi reculée.

#### 7.4.2 Évidence d’accrétion de gaz primordial ?

Le deutérium est principalement produit par la nucléosynthèse primordiale et détruit à l’intérieur des étoiles. Les mesures de D/H à partir du gaz primordial procurent une contrainte important sur la densité de matière baryonique dans l’Univers ( $\Omega_b$ ) dans le cadre de la cosmologie moderne (Wagoner, 1973). Des mesures à différents décalages spectraux procurent quant à elles des éléments importants pour comprendre l’histoire de formation des étoiles (Daigne et al., 2004; Steigman et al., 2007). Toutes les mesures disponibles de D/H à grand décalage spectral proviennent de la détermination du rapport  $N(\text{D}^0)/N(\text{H}^0)$  dans des systèmes d’absorption de basse métallicité sur la ligne de visée de quasars. Ces mesures sont cependant difficiles à cause de la faible séparation en vitesse des raies de H I et de D I ( $\Delta v_{\text{D I}/\text{H I}} \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ ), impliquant que les raies se recouvrent facilement. Une deuxième difficulté est la présence de raies d’absorption de la forêt Ly- $\alpha$ , rendant difficile la détermination du continu et la possibilité de discerner avec certitude les raies D I des raies de la forêt Ly- $\alpha$ . Ceci explique pourquoi, après 15 ans d’efforts, il n’existe que sept mesures fiables de D/H à grand décalage spectral

(O’Meara et al., 2006; Pettini et al., 2008b). Ces valeurs sont cependant concordantes avec la valeur  $[D/H]_p = 2.55 \pm 0.10 \times 10^{-5}$  obtenue à partir des contraintes de WMAP (Komatsu et al., 2008) sur la densité baryonique et de la conversion  $\eta \leftrightarrow [D/H]_p$  de Burles et al. (2001) où  $\eta$  est le rapport baryons-à-photons. Nous considérons cette valeur de  $[D/H]_p$  comme la valeur primordiale dans cette discussion. Nous nous concentrons ici sur le rapport  $HD/H_2$  et ses implications sur l’histoire de formation d’étoiles de la galaxie associée.

La Fig. 7.7 compare les rapports  $N(HD)/2N(H_2)$  avec des mesures similaires dans le milieu interstellaire à  $z = 0$  (Lacour et al., 2005a). Le rapport  $N(HD)/2N(H_2)$  dans le système présenté est un ordre de magnitude plus grand que les valeurs mesurées dans la Voie Lactée pour une même fraction moléculaire et même  $N(H_2)$ . Nous comparons également nos résultats avec les mesures de  $D^0/H^0$  obtenues dans des nuages de basse métallicité sur la ligne de visée de quasars (Pettini et al., 2008b) et dans le disque et le halo de la Galaxie ainsi qu’avec la valeur primordiale de  $D/H$  estimée à partir des résultats de WMAP (Komatsu et al., 2008).

A partir du rapport moléculaire  $HD/2H_2$ , nous obtenons  $(D/H)_{DLA} > 0.7 \times 10^{-5}$  avec un niveau de confiance de 95%. Ceci correspond à un facteur d’astration<sup>2</sup> du deutérium  $f_D = (D/H)_p / (D/H)_{DLA} < 3.6$  où  $(D/H)_p$  est la valeur primordiale, obtenue par le satellite WMAP. Le vrai rapport  $D/H$  est cependant probablement bien au-dessus de la limite inférieure obtenue. De manière équivalente, le facteur d’astration est probablement bien au-dessous de la limite supérieure indiquée, ceci pour plusieurs raisons :

Premièrement, la valeur mesurée de  $HD/2H_2$  pourrait représenter une limite inférieure sur la valeur réelle dans des composantes individuelles car il est possible que  $H_2$  et  $HD$  ne soient pas co-spatiaux. En effet, la densité projetée maximum de  $HD$  ne correspond pas à la composante la plus forte de  $CO$ , suggérant qu’une partie de l’hydrogène moléculaire n’est pas associé avec  $HD$ .

Deuxièmement, il est difficile d’obtenir l’abondance de deutérium à partir de  $HD$  à cause de sa chimie complexe (e.g. Cazaux et al., 2008) et de la sensibilité de l’abondance de  $HD$  à la densité volumique du gaz, aux rayons cosmiques et au champ de radiation UV incident (Le Petit et al., 2002). Cependant, des observations obtenues avec FUSE et Copernicus ont montré que dans le milieu interstellaire de notre Galaxie, le rapport  $HD/H_2$  augmente avec la fraction moléculaire.  $HD/2H_2$  pourrait tracer  $D/H$  seulement lorsque  $f \sim 1$  (Lacour et al., 2005a), quand à la fois  $HD$  et  $H_2$  sont suffisamment auto-écrantés pour que leur photo-dissociation soit négligeable. Dans le gaz diffus, on s’attend à ce que la profondeur optique de  $HD$  soit plus petite que celle de  $H_2$  – puisque l’abondance de deutérium est faible – et  $HD/2H_2$  représente une limite inférieure de  $D/H$  (Le Petit et al., 2002; Liszt, 2006). Ceci est également confirmé par des observations récentes avec FUSE par Snow et al. (2008).

Finalement, le rapport  $D/H$  dans la phase gazeuse, tel que mesuré par  $HD/2H_2$ , pourrait lui-même être une limite inférieure à la valeur réelle si les effets de déplétion sélective de  $D$  sur les grains de poussières sont importants (Prochaska et al., 2005b; Draine, 2006).

Le grand rapport  $D/H$  obtenu ci-dessus indique que l’astration du deutérium est faible, bien que la métallicité soit solaire. Cette situation est bien expliquée dans notre Galaxie par des modèles incluant une forte accréation de gaz primordial (Steigman et al., 2007; Romano et al., 2006; Prodanović & Fields, 2008).

Si nous utilisons l’abondance du soufre pour estimer celle de l’oxygène, nous remarquons que le rapport  $[N/O] > -0.37$  dans la composante principale est consistant avec le rapport

<sup>2</sup>Il s’agit ici d’un emprunt à la langue anglaise

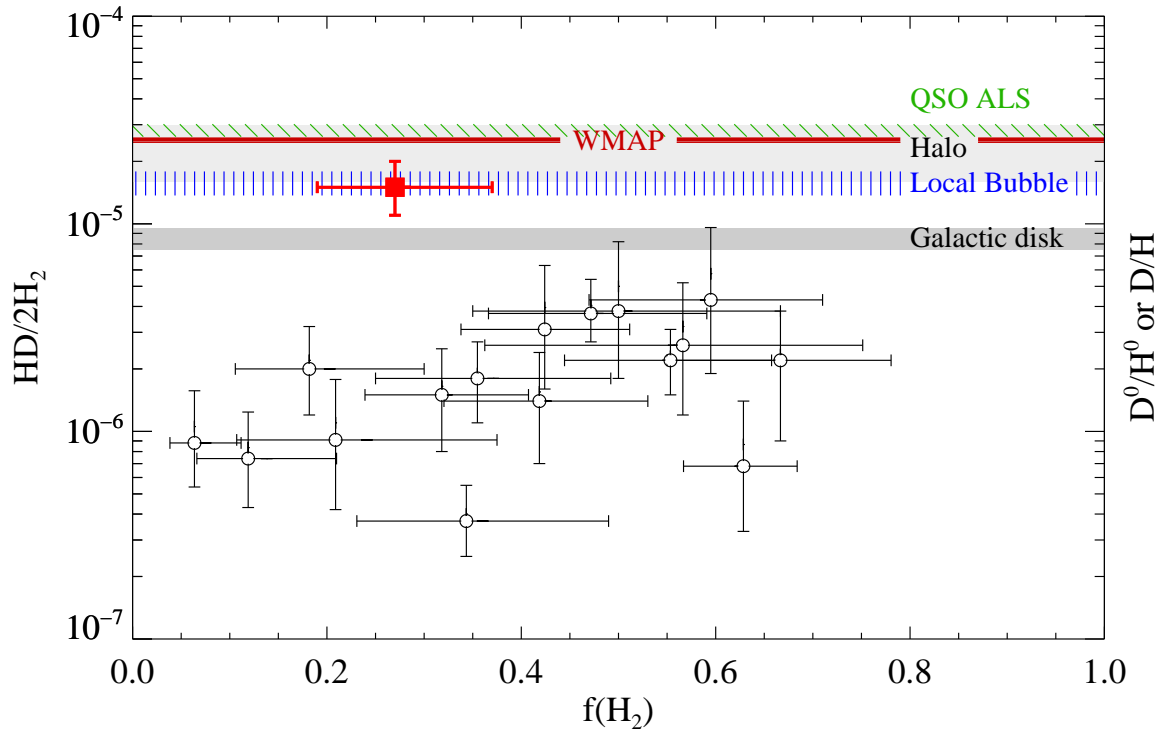


FIG. 7.7 – Le rapport  $\text{HD}/2\text{H}_2$  en fonction de la fraction moléculaire. Le carré rouge est la nouvelle mesure à  $z_{\text{abs}} = 2.418$  sur la ligne de visée de SDSS J143912+111740. Les cercles sont des mesures obtenues par FUSE et Copernicus dans le milieu interstellaire local (Lacour et al., 2005a). La zone grisée marque le rapport  $\text{D}^0/\text{H}^0$  obtenu dans le disque de la Voie Lactée (Linsky et al., 2006), la zone gris clair marque ce rapport dans le halo de la Galaxie (Savage et al., 2007) et la zone hachurée bleue celle mesurée dans la Bulle Locale (Moos et al., 2002; Linsky et al., 2006). Les traits obliques verts marquent les mesures de  $\text{D}^0/\text{H}^0$  dans des absorbants à grand décalage spectral (QSO ALS; Pettini et al., 2008b). Enfin, le trait continu correspond à la valeur de  $\text{D}/\text{H}$  obtenue à partir du rapport baryons-à-photons  $\eta$  (WMAP; Komatsu et al., 2008).

attendu en cas de production d'azote secondaire à métallicité solaire (voir e.g., Centurión et al., 2003; Petitjean et al., 2008a; Pettini et al., 2008a, et Fig. 1.17). De plus, le rapport  $[\text{S}/\text{Zn}]$  est consistant avec la valeur solaire et n'indique pas d'enrichissement- $\alpha$ .

La limite inférieure sur  $\text{D}/\text{H}$ , la valeur solaire de  $[\alpha/\text{Fe}]$  et  $[\text{N}/\alpha]$  n'indiquent pas de formation d'étoile rapide telle que généralement invoquée pour expliquer les enrichissements chimiques élevés dans les galaxies elliptiques.

Nous remarquons que le profil des métaux est étendu sur au moins  $800 \text{ km s}^{-1}$  (voir Fig. 7.3). Ceci, ainsi que la métallicité solaire va dans le sens d'un gaz associé à un fort puits de potentiel (Ledoux et al., 2006a). De plus, il n'y a quasiment aucune raie d'absorption de la forêt Ly- $\alpha$  dans les intervalles de vitesse  $-2000$  à  $-1000 \text{ km s}^{-1}$  dans le bleu et  $200 - 3500 \text{ km s}^{-1}$  dans le rouge, suggérant que l'environnement de l'objet est dépourvu de gaz.

Si l'on suppose une production négligeable de deutérium par les rayons comiques et que cet élément est complètement détruit à l'intérieur des étoiles, alors le taux d'accrétion  $\dot{M}_{\text{in}}$  doit être en moyenne de l'ordre de grandeur du taux de formation d'étoiles  $\dot{M}_{\text{SFR}}$  afin de remplacer le deutérium. Différentes évidences observationnelles d'une accrétion de gaz froid sur des galaxies massives à grand- $z$  ont été récemment publiées (Weidinger et al., 2005;

Nilsson et al., 2006; Dijkstra et al., 2006) ainsi qu'à petit décalage spectral (Fraternali & Binney, 2008). De plus, des simulations numériques suggèrent que à  $z = 2 - 3$ , l'accrétion de gaz froid à partir du milieu intergalactique domine pour des halos de masse  $< \sim 3 \times 10^{11} M_{\odot}$  (Kereš et al., 2005). Il est intéressant de remarquer que  $\dot{M}_{\text{in}} \sim \dot{M}_{\text{SFR}}$  est également requis pour comprendre les propriétés des galaxies Lyman-break  $z = 2 - 3$  (Erb, 2008). Nos observations renforcent cette découverte importante.

### 7.4.3 Contrainte sur la variabilité de $\mu$

Jusqu'à présent, la seule théorie qui traite la gravité et la mécanique quantique d'une manière cohérente est la théorie des cordes. Dans le régime de basse énergie, cette théorie se réduit à la relativité générale mais avec la différence que la théorie des cordes prédit l'existence d'une nouvelle particule d'interaction, le dilaton. Si celui-ci possède une masse, les constantes fondamentales de la physique peuvent varier sur des échelles de temps cosmologiques.

La détection de plusieurs transitions de HD doit en principe permettre de tester la variation avec le temps du rapport de masse proton-à-électron  $\mu = m_p/m_e$ . L'utilisation des transitions de  $\text{H}_2$  ont été utilisées dans quelques cas à grand décalage spectral pour tester la variabilité de  $\mu$  (e.g., Ivanchik et al., 2005; Reinhold et al., 2006; King et al., 2008). Ceci est effectué en mesurant la position relative des raies d'absorption par rapport au décalage spectral de l'absorbant.

$$\zeta_i = (z_i - \bar{z}_{\text{abs}})/(1 + \bar{z}_{\text{abs}}) = \frac{\Delta\mu}{\mu} K_i,$$

où  $z_i = \lambda_i/\lambda_i^0 - 1$  est le décalage spectral de la raie  $i$  et  $K_i = d \ln \lambda_i^0 / d \ln \mu$  est la sensibilité par rapport à  $\mu$  calculée pour chaque transition. Pour chaque composante,  $\bar{z}_{\text{abs}}$  représente la moyenne pondérée des différentes transitions.

Puisque ces mesures peuvent impliquer différentes erreurs systématiques inconnues, il est important d'utiliser différentes raies et différentes techniques. Les coefficients de sensibilité  $K$  et des mesures précises des longueurs d'onde UV des bandes de Lyman et Werner de HD ont récemment été publiées par Ivanov et al. (2008).

Nous avons effectué un ajustement global en fixant les densités projetées et les paramètres Doppler obtenus précédemment tout en relaxant les longueurs d'ondes de chaque composante de chaque raie d'absorption. Nous obtenons  $\Delta\mu/\mu = (0.4 \pm 5.3) \times 10^{-5}$  (voir Fig. 7.8).

Notons que bien que le nombre de raies disponibles et le faible rapport signal-à-bruit ne nous permette pas d'atteindre le niveau de précision atteint avec  $\text{H}_2$ , où les erreurs systématiques dominent, la limite atteinte ici ( $\Delta\mu/\mu \Delta t < 5 \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}$ ) reste dix fois meilleure que celles obtenues en laboratoire (e.g., Shelkownikov et al., 2008).

## 7.5 Conclusion

Nous avons présenté la détection de molécules de  $\text{H}_2$ , HD et CO à  $z_{\text{abs}} = 2.418$  sur la ligne de visée de SDSS J143912+111740. Ces détections ont été rendues possibles par une sélection soigneuse parmi  $\sim 10\,000$  quasars de la base de données SDSS suivie d'observations intensives (plus de 8 h de pose sur un seul objet) avec UVES au Very Large Telescope.

En dépit de son grand décalage spectral (correspondant à seulement 2.7 milliards d'années après le Big-Bang selon la cosmologie standard actuelle), le système présente des caractéristiques

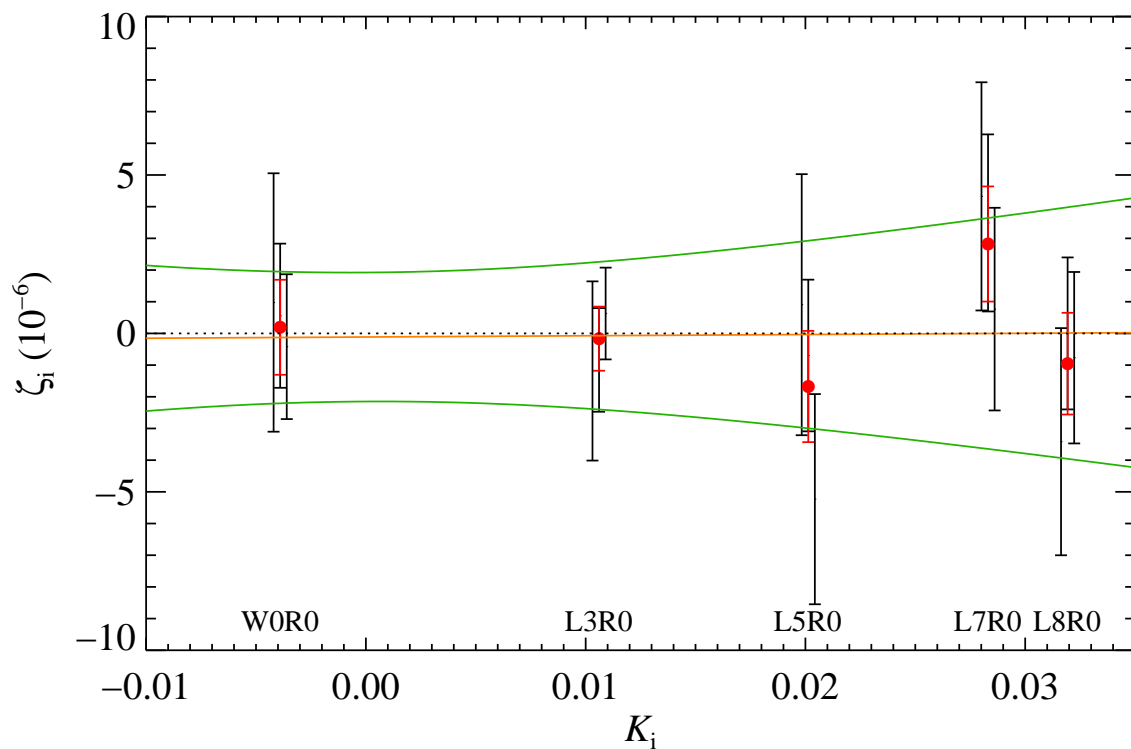


FIG. 7.8 – Position relative des raies ( $\zeta_i$ ) en fonction des coefficients de sensibilité  $K_i$ . Les trois barres d'erreurs associées aux composantes individuelles ont été légèrement décalées pour raisons de clarté. Les cercles rouges représentent la mesure pondérée pour chacune des transitions. La pente de l'ajustement linéaire (orange) donne directement  $\Delta\mu/\mu$ , tandis que l'intervalle de confiance à 95% est délimité par les courbes vertes.

très similaires à celles observées dans le voisinage solaire.

L'excitation des raies de CO nous a permis de mesurer avec une précision jamais atteinte la température du fond diffus cosmologique à une telle époque reculée. La valeur obtenue est en excellent accord avec les prédictions.

Le grand rapport HD/H<sub>2</sub> nous a permis de mettre en évidence un faible facteur d'astration, en contraste avec le fort enrichissement chimique du gaz. Ceci peut s'expliquer naturellement par un scénario dans lequel le gaz qui est consommé par les étoiles est remplacé par une accrétion continue de gaz primordial.

Nous soulignons également qu'il est important de détecter de tels systèmes pour tester la variabilité du rapport de masse proton-à-électron à partir de raies de HD.

Nous avons montré dans les chapitres précédents que l'hydrogène moléculaire permet d'extraire une grande quantité d'information concernant les propriétés physiques du gaz. La détection d'autres molécules ouvre la porte à diverses applications importantes et en particulier la possibilité d'étudier la chimie du milieu interstellaire diffus à grand décalage spectral.





# Chapitre 8

## Conclusions et perspectives

« 42 »

Deep Thought

La découverte, dans les années 1970, des raies d'absorption dans les spectres des quasars a ouvert l'excitante possibilité d'étudier la matière baryonique non-lumineuse à tout décalage spectral. En particulier, les absorbants de plus grande densité projetée d'hydrogène neutre, les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ , révèlent le milieu interstellaire à grand décalage spectral. Ces systèmes sont restés pendant longtemps les seuls traceurs connus de galaxies dans l'Univers jeune. De nombreuses informations telles que la composition chimique ou la cinématique de ces absorbants ont pu être extraites de l'étude des raies métalliques associées, mais ce n'est qu'avec l'arrivée de grands télescopes et de spectromètres à haute résolution qu'on a pu espérer étudier en détail les conditions physiques dans ces systèmes pour comprendre leur nature et contraindre l'évolution des galaxies.

L'hydrogène moléculaire présente des propriétés radiatives et collisionnelles spécifiques qui font de cette molécule un outil formidable de diagnostic pour étudier les conditions physiques dans le gaz neutre. Les observations spatiales d'hydrogène moléculaire ont ainsi permis d'étudier en détail les propriétés du milieu interstellaire local (i.e. à  $z = 0$ ). (e.g.; Jura, 1975a; Savage et al., 1977; Shull & Beckwith, 1982; Jenkins & Peimbert, 1997; Snow et al., 2000; Tumlinson et al., 2002).

Ce travail de thèse est centré sur l'étude de l'hydrogène moléculaire dans les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . Nous avons appliqué à grand décalage spectral des techniques similaires à celles utilisées dans le milieu interstellaire local pour comprendre les conditions physiques dans le gaz neutre.

### 8.1 Le gaz neutre à grand décalage spectral

Nous avons démontré la faisabilité d'une recherche et d'une analyse automatiques de systèmes d'absorption dans des spectres de quasars à basse résolution de la base de données *Sloan Digital Sky Survey*.

Les résultats statistiques montrent que la densité de gaz neutre dans l'Univers est dominée par les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ . La distribution des densités projetées des absorbants Lorentziens Lyman- $\alpha$  implique que les systèmes ayant les plus grandes densités projetées sont rares et ne contribuent que marginalement au recensement du gaz neutre.

La quantité de gaz neutre présente dans l'Univers à  $z > 2$  est alors mesurée à partir de l'incidence et la distribution des densités projetées des systèmes Lorentziens. De plus, la grande statistique de l'échantillon de quasars considéré rend possible l'étude de l'évolution du gaz neutre et par conséquent l'histoire de la formation des galaxies.

Les caractéristiques de la population d'absorbants Lorentziens Lyman- $\alpha$  évoluent avec le décalage spectral. En particulier, la quantité de gaz neutre contenue dans les systèmes Lorentziens diminue significativement avec le temps, ce qui s'explique naturellement par la consommation du gaz par la formation d'étoiles.

## 8.2 L'hydrogène moléculaire à grand décalage spectral

Nous avons effectué une recherche systématique d'hydrogène moléculaire dans un grand échantillon de systèmes Lorentziens. Ceci est possible grâce à la grande sensibilité dans le bleu et à la haute résolution de l'instrument *Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph* ainsi qu'à la grande surface collectrice du *Very Large Telescope*. Tandis que l'hydrogène moléculaire n'est que rarement détecté dans les systèmes Lorentziens à grand décalage spectral, l'étude conjointe des abondances des métaux montre que sa présence est étroitement reliée à celle de poussière.

Les fractions moléculaires dans ces systèmes sont significativement inférieures à ce qui est observé dans le milieu interstellaire local. Ceci s'explique principalement par la plus faible quantité de poussière présente à grand- $z$ , impliquant un taux de formation réduit de  $H_2$ , et un taux de photo-destruction plus élevé.

Cependant, les conditions physiques locales du gaz peuvent faire varier la quantité de molécules de plusieurs ordres de grandeur pour une même quantité de poussière. Les systèmes présentant des raies de  $H_2$  et de carbone neutre permettent une détermination de la densité volumique (typiquement  $n_H \sim 1 - 200 \text{ cm}^{-3}$ ) et de la température du gaz ( $T \sim 100-200 \text{ K}$ ). L'étude des mécanismes d'excitation de  $H_2$  indique la présence d'un champ de radiation UV local, tel qu'attendu en présence d'étoiles jeunes, chaudes et massives. Nous avons également mis en évidence la présence de mécanismes d'excitation collisionnels indiquant probablement des turbulences dans le gaz.

Le gaz contenant  $H_2$  correspond donc à un milieu diffus froid, associé à des régions de formation d'étoiles. Ce gaz est probablement fractionné en nuages de petite taille.

## 8.3 Perspectives

### 8.3.1 Astrochimie et poussières à grand décalage spectral

Dans l'Univers local, les nuages moléculaires diffus représentent le régime à partir duquel l'extinction est suffisamment grande pour permettre des fractions moléculaires  $f > 0.1$ . Lorsque le champ de radiation interstellaire est suffisamment atténué, le carbone passe d'un état ionisé à un état neutre atomique (C I) et moléculaire (CO), il s'agit du milieu translucide, phase intermédiaire entre le milieu diffus et le milieu moléculaire dense (voir classification par Snow & McCall (2006)).

Il est maintenant tentant d'étendre notre connaissance du milieu interstellaire à grand décalage spectral aux milieux moléculaires diffus et translucides. Nous avons démontré que ceci était possible avec les instruments actuels grâce à la première détection de monoxyde de

carbone en absorption à grand décalage spectral. Un programme d'observation est en cours avec UVES pour chercher des molécules telles que CO dans une nouvelle classe d'absorbant C I extrêmement forts, que nous sommes maintenant capables de détecter automatiquement à  $1.3 < z < 2.8$  dans les spectres du SDSS. Les premiers résultats semblent très prometteurs avec déjà une nouvelle détection de CO, dans un système présentant un fort rougissement et une large absorption à 2175 Å, signature typique de poussières dans le disque de la Voie Lactée.

D'autre part, nos procédures d'analyse automatique nous ont permis d'identifier des absorbants présentant de telles signatures directes de poussières et pour lesquels nous avons détecté l'absorption à 21 cm avec le *Giant Metrewave Radio Telescope*, correspondant donc à un milieu froid et poussiéreux (Srianand, Gupta, Petitjean, Noterdaeme, & Saikia, 2008a).

Il existe donc une population d'absorbants très poussiéreux, ce qui relance la question de savoir si notre vision de l'Univers est biaisée par la présence de poussières. Plusieurs études ont montré que celle-ci ne doit pas affecter significativement le recensement du gaz neutre à grand décalage spectral (e.g. Ellison et al., 2001; Vladilo et al., 2008). Cependant, il y a fort à parier que si un tel biais existe, le recensement des métaux et des molécules s'en trouverait significativement affecté. Le gaz poussiéreux et moléculaire est probablement associé de très près aux régions de formation d'étoiles et doit permettre de faire le lien entre les absorbants et les galaxies observées en émission à grand décalage spectral.

### 8.3.2 Télescopes et instruments à venir

« If we knew what the discoveries were likely to be, it would make no sense to build such a telescope »

George Ellery Hale

Les avancées en astrophysique sont fortement dépendantes de l'avancée de la technologie et de la mise en place d'instruments toujours plus performants.

A  $z = 0$ , FUSE a permis de prendre le relais de Copernicus pour étendre l'étude du milieu interstellaire diffus au milieu translucide, et du disque de la Voie Lactée aux nuages de Magellan.

A grand décalage spectral, UVES nous a permis d'étudier le milieu atomique diffus et nous offre la perspective de pousser l'étude à des milieux plus riches en molécules et en poussières. Il faudra cependant probablement attendre les télescopes de la classe des 30 m, tels que l'*European Extremely Large Telescope (E-ELT)* ou le *Thirty-Meter Telescope* pour observer des quasars très faibles et rougis. L'instrument X-shooter, récemment installé sur le VLT, devrait cependant déjà permettre l'étude à résolution spectrale moyenne de systèmes d'absorption sur la ligne de visée de quasars ou sursauts gamma inaccessibles avec UVES.

La mission principale du spectrographe CODEX, prévu pour être installé sur l'E-ELT sera de mesurer directement l'accélération de l'Univers à partir du déplacement des raies de la forêt Ly- $\alpha$ . Sa haute résolution et très grande stabilité devraient permettre de mesurer très précisément la position des raies d'absorption (dont celles d'hydrogène moléculaire, H<sub>2</sub> et HD) à grand décalage spectral.

Il sera alors possible d'étudier très précisément la variabilité des constantes fondamentales de la physique sur des échelles de temps cosmologiques (Molaro et al., 2006) et par

conséquent, tester plusieurs théories physiques actuelles tentant de relier la relativité générale à la mécanique quantique. CODEX permettra également la mesure de la température du fond diffus de rayonnement cosmologique à différents décalages spectraux et une mesure précise des abondances primordiales des éléments, dont le rapport D/H qui dépend directement de la densité cosmologique de baryons. D'une manière générale, CODEX apportera un souffle nouveau à l'étude de l'Univers en absorption. L'intervalle de longueur d'onde couvert par cet instrument restreindra cependant l'étude de  $\text{H}_2$  à  $z > 2.4$ .

Dans un futur plus immédiat, le spectrographe ultraviolet COS (*Cosmic Origins Spectrograph*), prochainement monté sur le télescope spatial Hubble devrait permettre d'étendre l'étude de l'hydrogène moléculaire à  $z \sim 1$  et mesurer la densité cosmologique de gaz neutre aux décalages spectraux intermédiaires.

# Annexes



# Annexe A

## Formation des raies

### A.1 Le profil de Voigt

Le profil de toute raie d'absorption est décrit par l'intensité spectrale observée :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)(1 - e^{-\tau(\lambda)}) \quad (\text{A.1})$$

où  $I_0(\lambda)$  est l'intensité du continu (i.e. du quasar avant absorption) et  $\tau(\lambda)$  est la profondeur optique. L'épaisseur optique dépend simplement de deux paramètres : la quantité d'atomes contribuant à l'absorption (mesurée par leur densité par unité de surface  $N$ ) et leur section efficace  $\sigma(\lambda)$ . On a alors :

$$\tau(\lambda) = N\sigma(\lambda) \quad (\text{A.2})$$

Le profil d'absorption a une largeur naturelle non nulle due à la durée de vie finie du niveau supérieur de la transition. La section efficace caractérisant cette transition (de fréquence  $\nu_0 = c/\lambda_0$ ) est donnée par :

$$\sigma(\nu) = \frac{f}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{m_e c} \times \phi(\nu) \quad (\text{A.3})$$

où  $f$  est la force d'oscillateur de la raie et  $\phi(\nu)$  la fonction de Lorentz donnée par

$$\phi(\nu) = \frac{\frac{\Gamma}{4\pi}}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Gamma}{4\pi})^2} \quad (\text{A.4})$$

Ici,  $\Gamma$  est le coefficient d'atténuation de la raie, tenant compte des processus de désexcitation du niveau supérieur. La largeur typique de la lorentzienne est de l'ordre de quelques mètres par seconde à 5000 Å, très petite devant la largeur thermique due à la distribution de Maxwell-Boltzmann des atomes, mais aussi devant la dispersion turbulente des vitesses et la largeur instrumentale. Dans le repère de l'absorbant, les mouvements aléatoires des atomes autour de la vitesse moyenne  $v_0$  introduisent un élargissement Doppler. Un atome de vitesse  $v$  a alors une section efficace  $\sigma(\nu')$  avec  $\nu' = \nu/(1 - v/c)$  dans le référentiel de l'absorbant. La combinaison (convolution) du profil naturel Lorentzien et d'un profil Gaussien (résultat de la distribution Maxwellienne et des mouvements turbulents gaussiens) donne alors

$$\tau(\nu) = \frac{N}{\sqrt{\pi}b} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu') e^{-(v-v_0)^2/b^2} dv \quad (\text{A.5})$$



$b$  est appelé le paramètre Doppler. Enfin, l'épaisseur optique peut être donnée sous la forme

$$\tau(\lambda) = 1.498 \times 10^{-2} \frac{N f \lambda}{b} H(a, u) \quad (\text{A.6})$$

où la fonction de Hjerting  $H(a, u)$  est donnée par :

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(u-y)^2 + a^2} dy \quad (\text{A.7})$$

avec

$$\begin{cases} a = \frac{\lambda \Gamma}{4\pi b} \\ u = -c/b((1 + v/c) - \lambda/\lambda_0) \end{cases}$$

Le profil résultant est appelé *profil de Voigt*.

## A.2 La courbe de croissance

Lorsque la résolution spectrale n'est pas suffisante pour résoudre le profil des raies d'absorption, il est toujours possible d'obtenir des informations à partir de la *largeur équivalente* d'une raie. Dans ce cas, l'information contenue dans  $N$  et  $b$  est résumée à une seule, notée  $W$ . Cette largeur équivalente est par définition proportionnelle à l'aire de la raie :

$$W_{obs} \equiv \int \frac{I_0(\lambda) - I(\lambda)}{I_0(\lambda)} d\lambda = \int (1 - e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda \quad (\text{A.8})$$

La relation théorique entre la largeur équivalente d'une raie et la densité de colonne de l'atome responsable de l'absorption est donnée par la courbe de croissance. Il existe une relation entre densité projetée et largeur équivalente pour chaque transition. Celle-ci dépend du paramètre Doppler  $b$ . La courbe de croissance pour la transition H I  $\lambda 1215$  (Lyman- $\alpha$ ) est tracé sur la Figure A.1 pour différents paramètres Doppler ( $b = 5, 10, 20$  et  $40 \text{ km s}^{-1}$ ). On arrive à distinguer trois régimes :

- *Le régime linéaire* : Lorsque la densité projetée est faible ( $< 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  pour Ly- $\alpha$ ), la largeur équivalente est directement proportionnelle à  $N$ . Le paramètre Doppler n'influence que la forme du profil d'absorption mais pas sa largeur équivalente ((1) sur la Fig. A.1). La mesure de  $N$  est simple et robuste, et on a :

$$W = \frac{\pi e^2 \lambda_0}{m_e c^2} N \lambda_0 f \quad (\text{A.9})$$

soit

$$N(\text{cm}^{-2}) = 1.13 \times 10^{20} \frac{W(\text{\AA})}{\lambda_0^2(\text{\AA}) f} \quad (\text{A.10})$$

- *Le régime logarithmique* : Ce régime est caractérisé par une dépendance forte de la largeur équivalente par rapport au paramètre Doppler pour une densité projetée donnée.

La mesure de la densité de colonne est alors très incertaine et on a :

$$W \sim \frac{2b\lambda_0}{c} \sqrt{\ln \frac{\sqrt{\pi}e^2 N \lambda_0 f}{m_e c b}} \quad (\text{A.11})$$

et donc  $W \propto \sqrt{\ln N}$  d'où le nom de ce régime. On peut remarquer sur la Fig. A.1 que la forme du profil et la largeur équivalente de la raie dépendent fortement du paramètre Doppler  $b$  dans ce régime saturé.

- *Le régime Lorentzien* : Lorsque la densité projetée devient très grande, le paramètre Doppler n'a plus aucune influence ni sur la forme du profil, ni sur la relation entre la largeur équivalente et la densité projetée. Le profil des raies est totalement dominé par la composante Lorentzienne, avec de larges ailes de part et d'autre d'un coeur complètement saturé. La détermination de la densité projetée est alors à nouveau fiable. On a :

$$W \sim \frac{\lambda_0^2}{c} \sqrt{\frac{e^2}{m_e c} N f \Gamma} \quad (\text{A.12})$$

Comme attendu, cette dernière relation ne dépend plus de  $b$  et dans le cas de la transition H I-Ly- $\alpha$  elle peut s'écrire  $N(\text{cm}^{-2}) = 1.88 \times 10^{18} W^2$  (Å).

Notons que les largeurs équivalentes auxquelles je me suis référé jusqu'à présent sont les largeurs équivalentes dans le référentiel de l'absorbant. La largeur équivalente observée est donnée par  $W_{\text{obs}} = (1+z) \times W$ . Ceci implique qu'à  $z \sim 2$ , la largeur équivalente observée d'un DLA est supérieure à 30 Å.

Bien que la plupart des raies d'absorption dans les spectres des quasars peuvent très bien être ajustées avec un profil de Voigt (ou une combinaison de profils de Voigt), celui-ci ne reste en fait qu'une paramétrisation pratique des données. En effet, les paramètres  $N$  et  $b$  du profil de Voigt ne correspondent qu'à des densités et dispersions moyennes sur une portion de la ligne de visée. Un profil d'absorption peut être modélisé comme un enchevêtrement de plusieurs composantes et la décomposition en profil de Voigt n'est souvent pas unique. L'utilisation de plusieurs transitions d'une même espèce permet de résoudre le problème jusqu'à un certain degré. On peut trouver dans la littérature quelques articles traitant des possibilités et des limitations de l'utilisation de courbes de croissances, particulièrement lorsque les composantes se recouvrent (e.g., Crutcher, 1975; Jenkins, 1986). Levshakov et ses collaborateurs, quant à eux ont étudié les effets des vitesses turbulentes sur l'interprétation des raies d'absorption, en particulier sur les profils résultants de H I et D I (Levshakov & Kegel, 1997; Levshakov et al., 1997, 1999). Enfin, de nouvelles méthodes ont été développées pour retrouver la vraie distribution des densités spatiales du milieu intergalactique par inversion de la forêt Lyman- $\alpha$  (Pichon et al., 2001). Rollinde et al. (2001) appliquent cette méthode pour contraindre la relation température-densité et investiguer les conditions physiques dans le milieu intergalactique à  $z \sim 2$ .

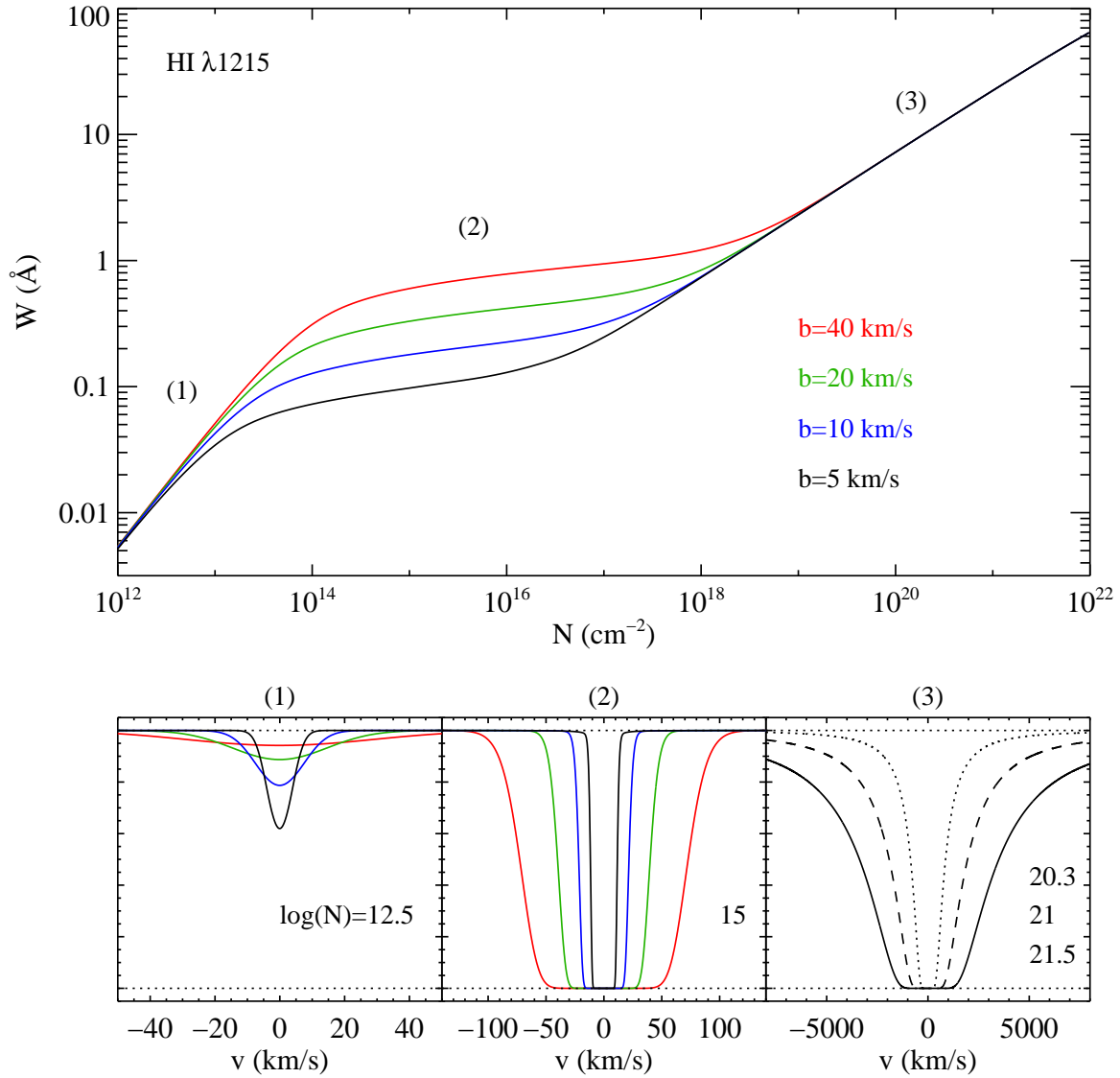


FIG. A.1 – Courbe de croissance de la raie HI  $\lambda 1215$  (Lyman- $\alpha$ ). Les différents régimes sont indiqués par (1), (2) et (3), correspondant respectivement à la partie linéaire, le plateau et le régime lorentzien. Il est facile de voir par exemple que la définition des systèmes Lorentziens ( $N(\text{HI}) \geq 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ) correspond à une largeur équivalente (dans le référentiel de l'absorbant) d'environ  $10 \text{ \AA}$ . Ceci rend possible la recherche de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  ( $W_{\text{obs}} > 30 \text{ \AA}$  à  $z \sim 2$ ) dans des spectres à basse résolution ( $\sim 10 \text{ \AA}$ ).

## Annexe B

# Niveaux d'énergie de H<sub>2</sub>

La figure suivante illustre le potentiel de la molécule dans quelques états électroniques en fonction de la séparation des noyaux. Nous avons pris comme référence  $E = 0$  pour l'hydrogène atomique (séparation infinie des noyaux), avec les deux atomes dans leur état fondamental.

L'état électronique fondamental est noté  $X^1\Sigma_g^+$  et les états électroniques excités désignés alphabétiquement. Les transitions correspondant aux bandes de Lyman ( $B^1\Sigma_u^+ \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ ) et Werner ( $C^1\Pi_u \leftarrow X^1\Sigma_g^+$ ) sont indiquées. Les transitions dans ces deux bandes sont généralement notées  $H_2 L v'-v B J_l$  et  $H_2 W v'-v B J_l$ . La lettre L (resp. W) désigne les bandes de Lyman (resp. Werner).  $v'$  désigne le niveau vibrationnel de l'état supérieur,  $v$  le niveau vibrationnel de l'état inférieur et  $J_l$  le niveau rotationnel de l'état inférieur. Enfin, B est la désignation de la branche (P, Q ou R) correspondant respectivement aux règles de sélection entre niveaux rotationnels  $J_u - J_l = -1, 0, +1$ .

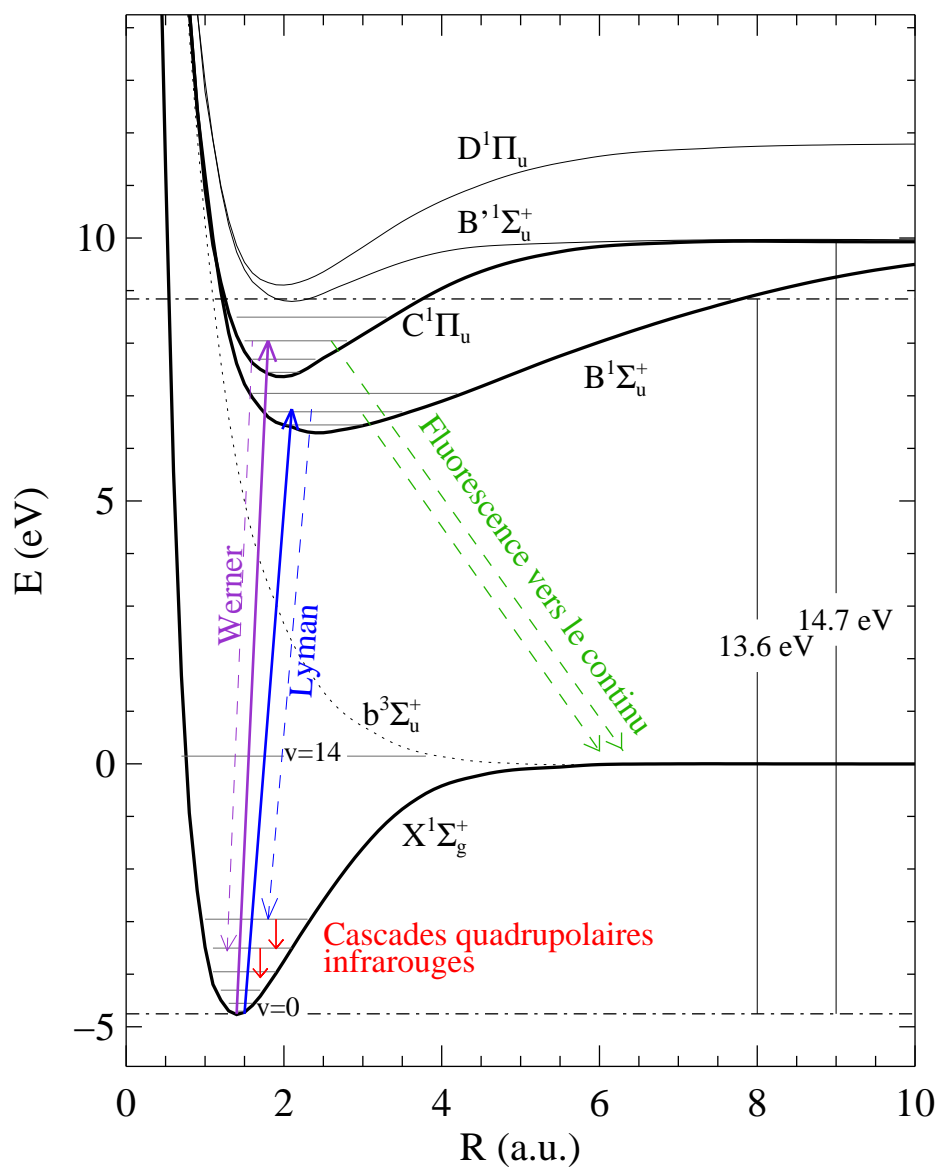


FIG. B.1 – Schéma représentant le potentiel de la molécule de H<sub>2</sub> dans différents états électroniques en fonction de la séparation des noyaux.

## Annexe C

# SDSS - Spectroscopie

Le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) utilise un télescope dédié de 2.5 m situé à l'observatoire d'Apache Point dans le New Mexico. Ce télescope est équipé de deux instruments, l'un dédié à l'imagerie et l'autre à la spectroscopie.

La caméra de 120 megapixel peut imager 1.5 degré carré du ciel en une seule fois. Elle opère dans cinq bandes, u, g, r, i et z.

Deux spectrographes permettent de prendre les spectres de  $\sim 600$  objets simultanément. Une plaque d'aluminium est percée aux positions correspondant aux objets à observer. 640 fibres optiques sont alors disposées à la main, dont environ 45 servant à l'étalonnage des spectres. Chacun des spectrographes reçoit alors la lumière de 320 des fibres optiques et possède deux canaux (bleu et rouge) couvrant respectivement les intervalles de longueur d'onde 3800-6100 Å et 5900-9200 Å. Ces informations sont résumées dans le tableau ci-dessous.

TAB. C.1 – Caractéristiques des spectres du SDSS

CCDs	4 CCDS 2048×2048 SITe/Tektronix
Canaux	3800-6150 Å (bleu), 5800-9200 Å (rouge)
Fibres optiques	2 × 320 fibres de 3'' de diamètre
Calibration en longueur d'onde	Lampes Hg, Cd et Ne. erreur rms de 0.07 pixels soit 10 km s <sup>-1</sup> . Les longueurs d'onde sont exprimées dans le vide et le repère héliocentrique.
Échantillonnage	Échelle log- $\lambda$ : $\lambda = 10^{c_0+c_1 \times i}$ où $i$ est le numéro de pixel. $\Delta v = 69$ km s <sup>-1</sup> par pixel.
Résolution spectrale	$R = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 1850 - 2200$
Calibration en flux	Étoiles standard dans chaque champ, calibrées avec les couleurs obtenues en conditions photométriques par la caméra en imagerie. Unité : 10 <sup>-17</sup> erg/s/cm <sup>2</sup> /Å
Rapport signal-à-bruit	SNR > 4 par pixel à g=20.2



## Annexe D

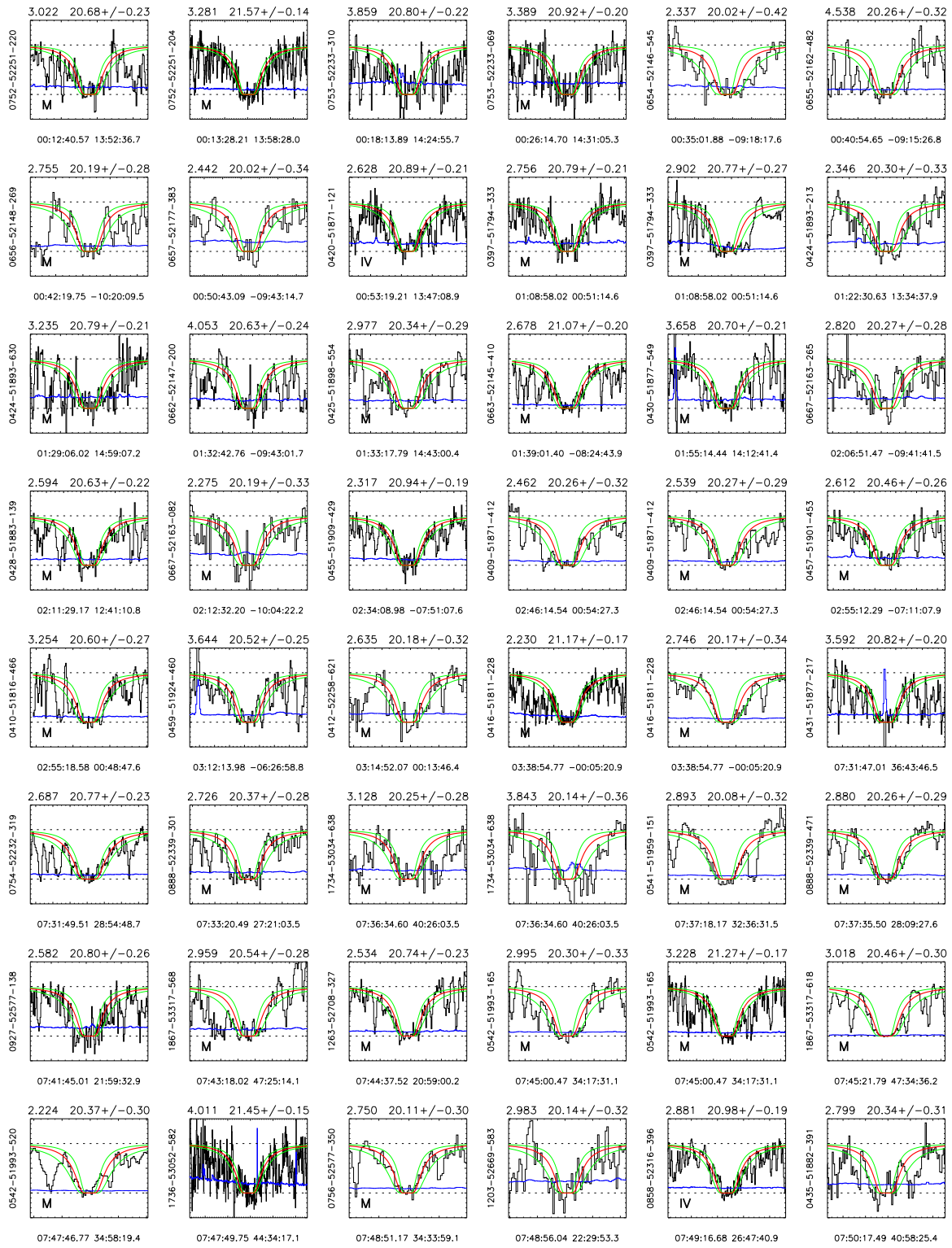
# Systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ du SDSS-DR6

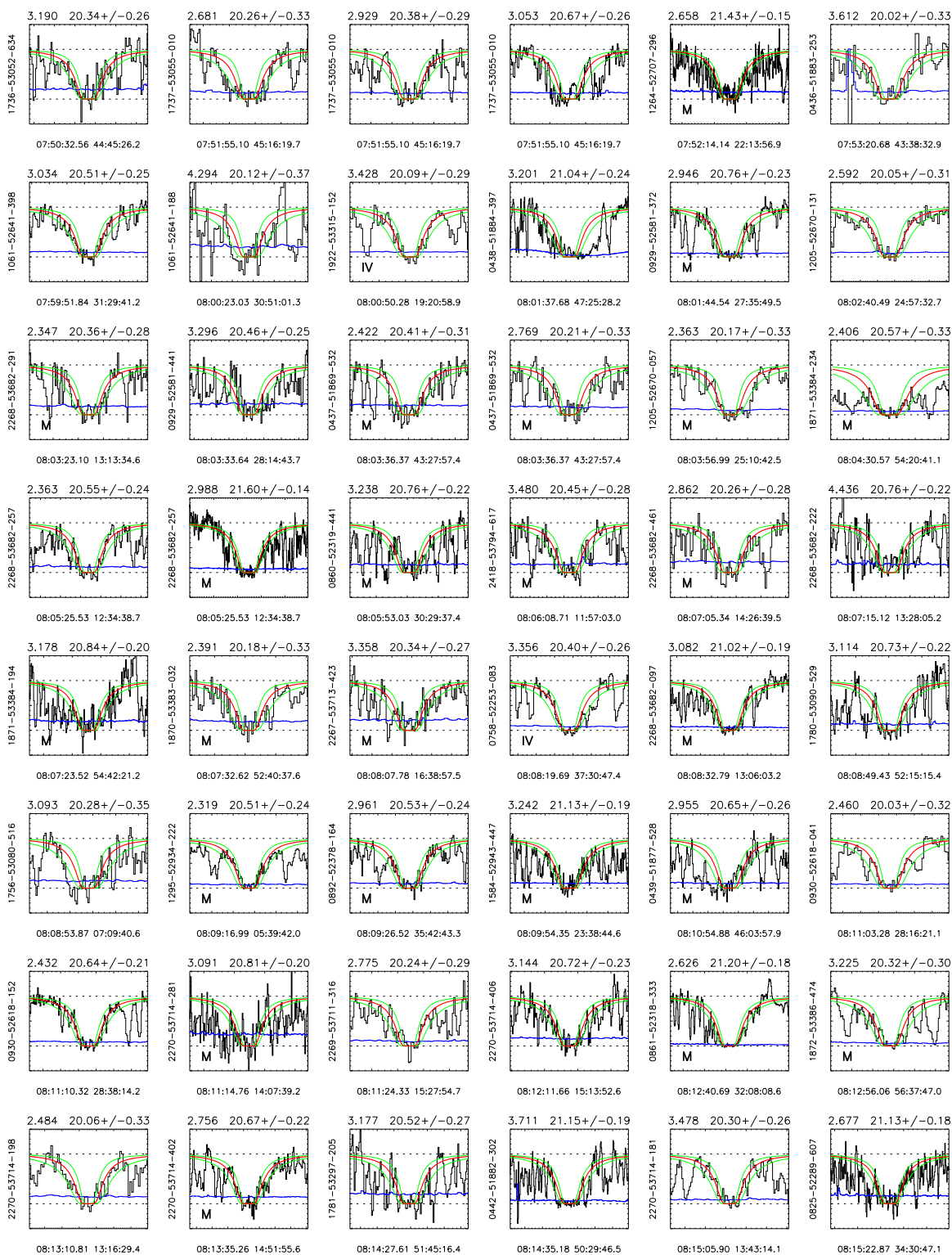
Les figures qui suivent sont le résultat de la recherche et analyse automatiques de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  dans les spectres de quasars du *Sloan Digital Sky Survey - Data Release 6*.

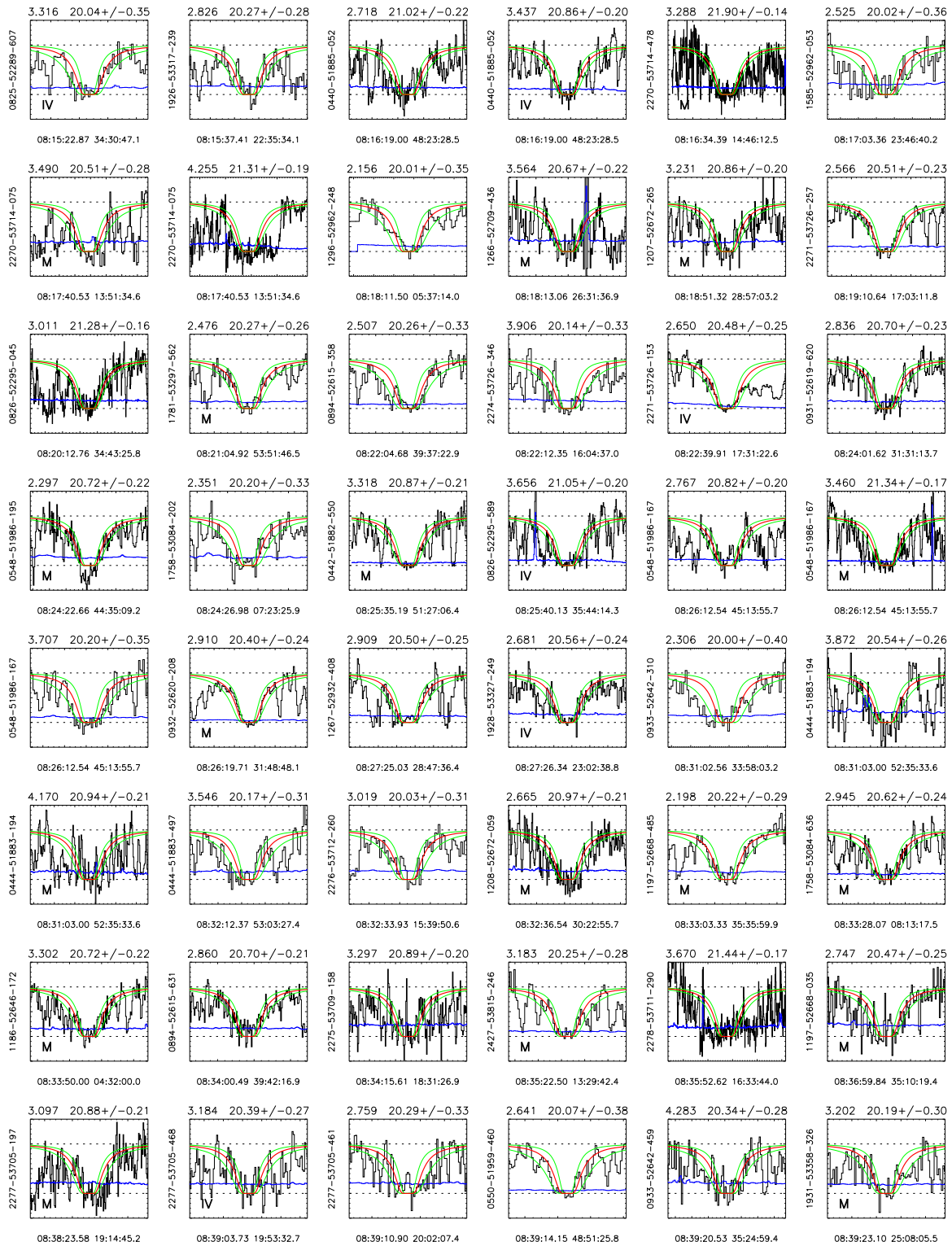
Le décalage spectral et la densité projetée d'hydrogène neutre (en échelle logarithmique) ainsi que l'erreur associée sont indiqués au dessus de chaque figure. A droite se trouvent les identifiants spectraux du SDSS : `plate-mjd-fiber`, correspondant au numéro de la plaque spectroscopique, à la date d'observation et à la fibre associée à l'objet. Les coordonnées J 2000 (ascension droite : format HH:MM:SS.ss et déclinaison DD:MM:SS.ss) du quasar sont indiquées en dessous de chaque figure. Le spectre observé normalisé est représenté en noir avec l'ajustement de la raie Ly- $\alpha$  tracé en rouge. Les lignes vertes représentent l'erreur associée à l'ajustement tandis que le spectre d'erreur normalisé est représenté en bleu.

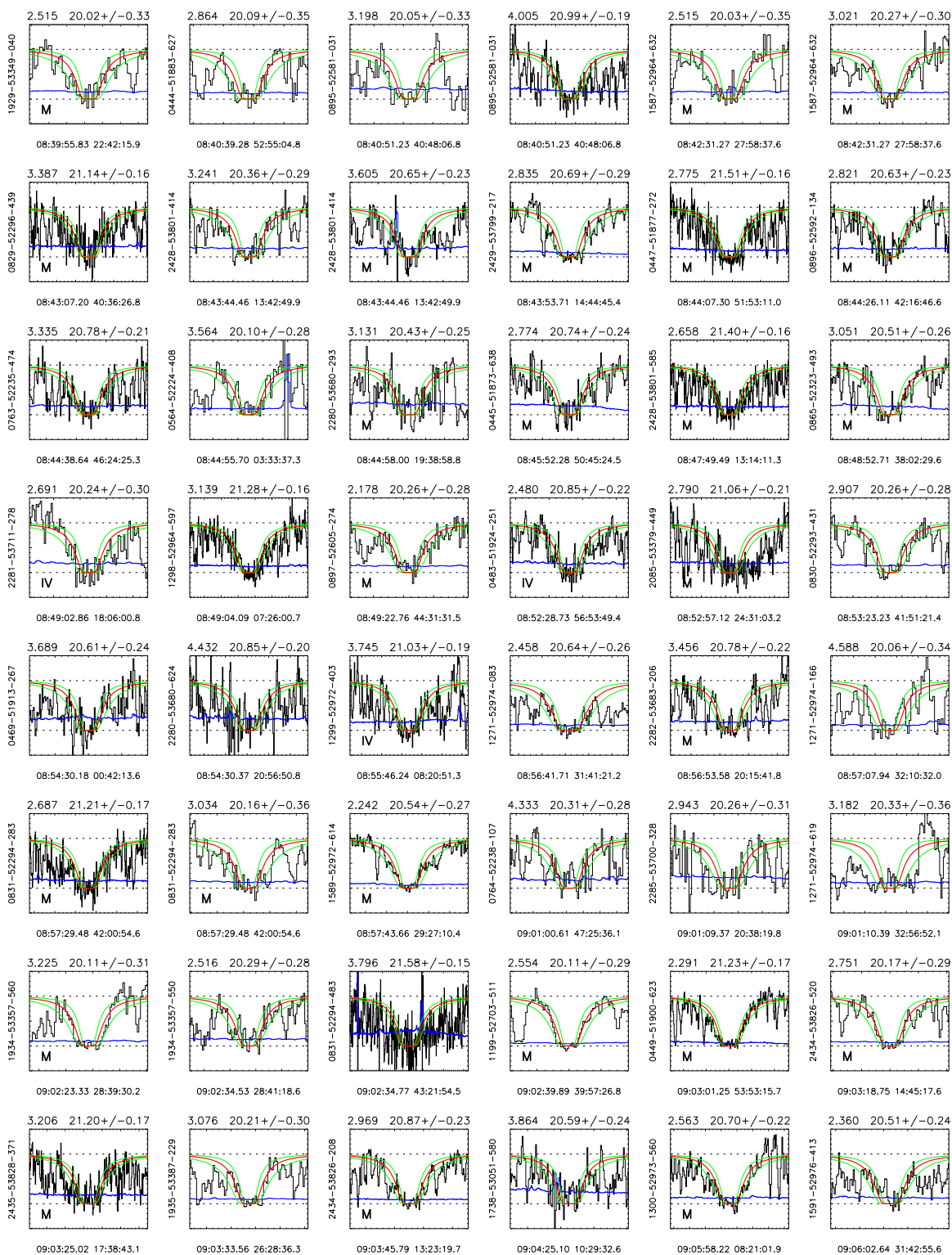
Un symbole “**M**” est marqué lorsque des raies métalliques de basse-ionisation associées au système Lorentzien sont détectées. “**IV**” est utilisé lorsque seulement des raies de haute ionisation (C IV et/ou Si IV) sont détectées. Les autres systèmes (sans label) n'ont pas permis la détection de raies métalliques associées. Notons enfin que l'ensemble des candidats à  $\log N(\text{HI}) \geq 20$  trouvés lors de la recherche automatique sont représentés ici, incluant probablement environ 4% de faux-positifs. Les 1237 candidats ( $\mathcal{S}_{\text{DLA}}^0$ ) sont classés par ascension droite croissante.

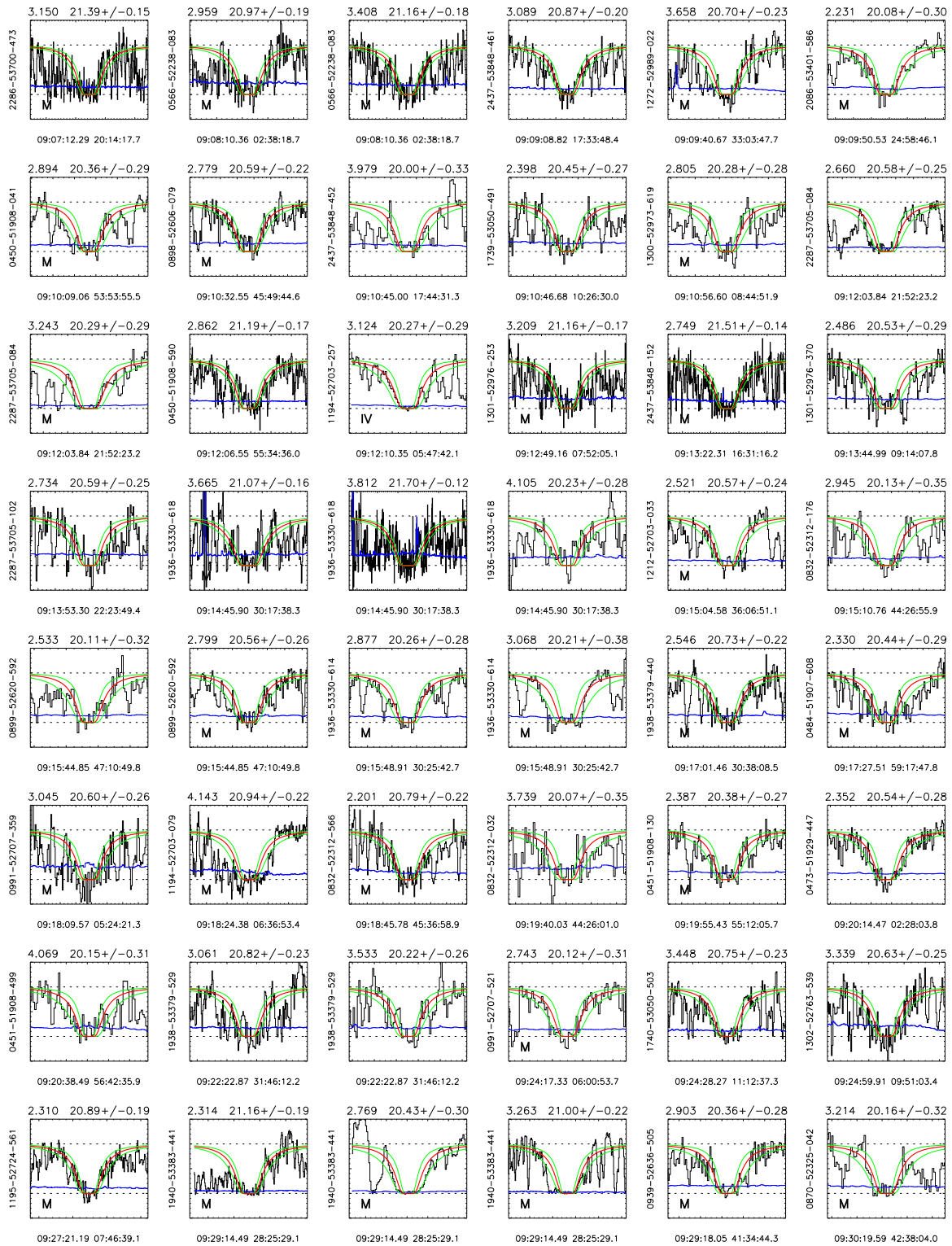




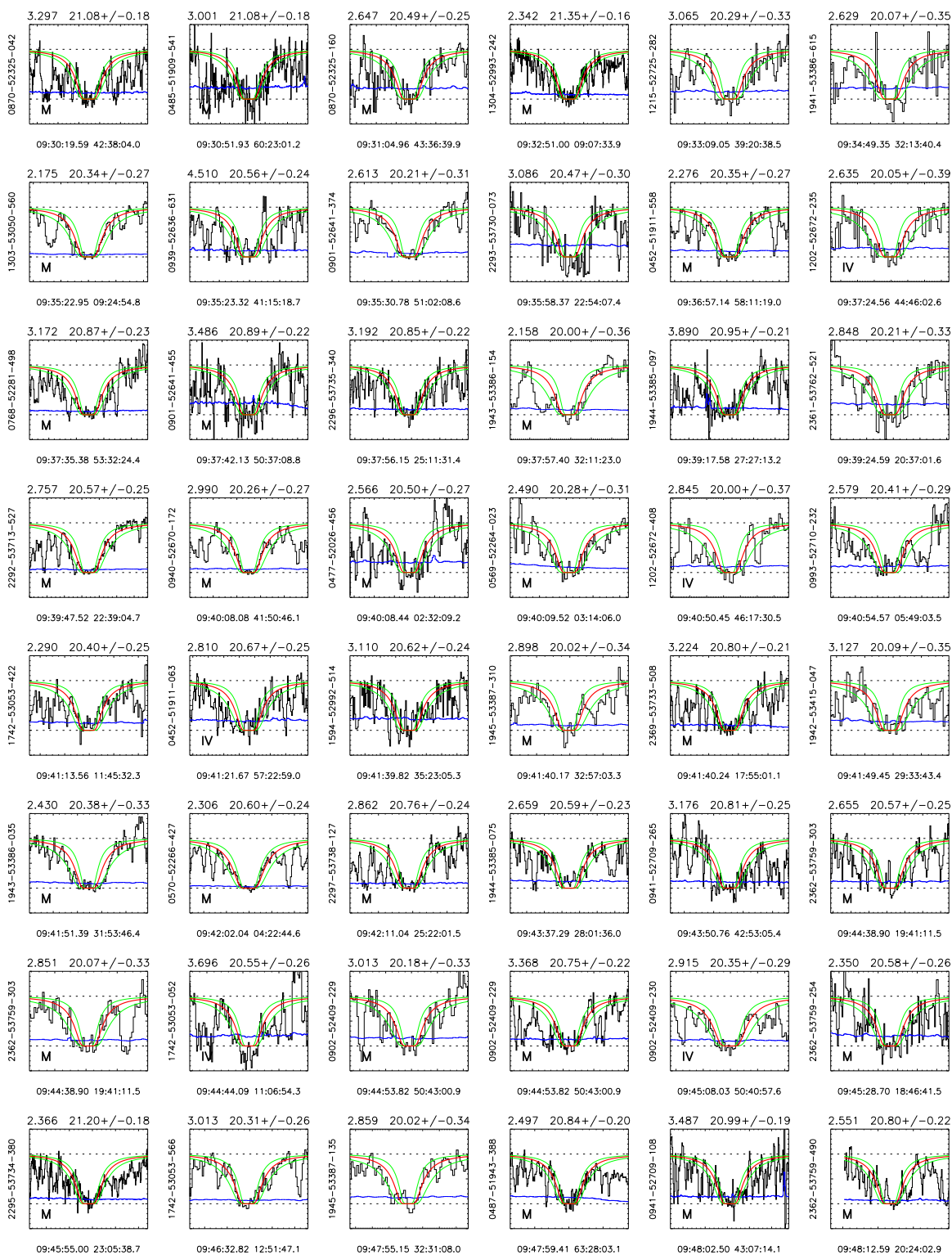


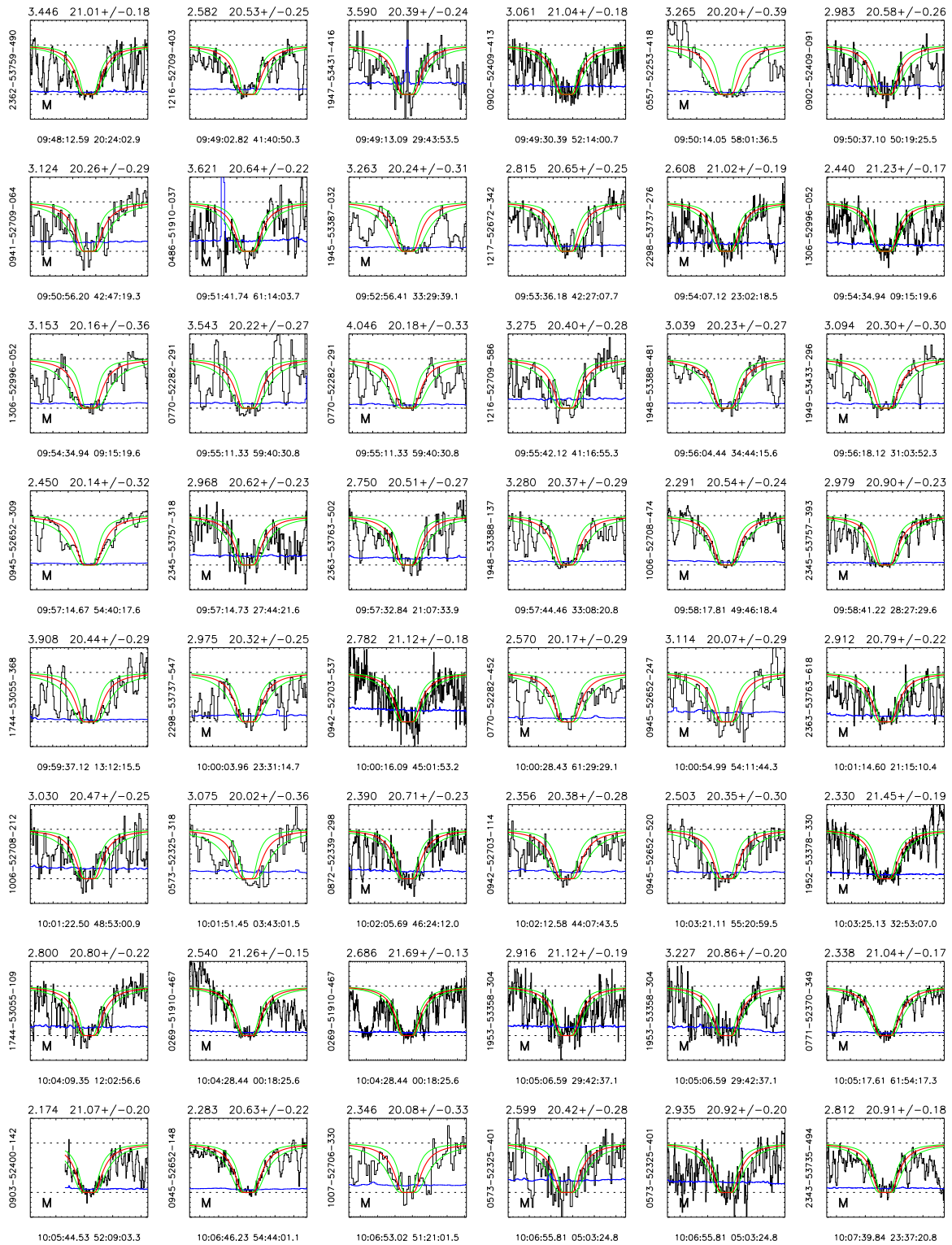


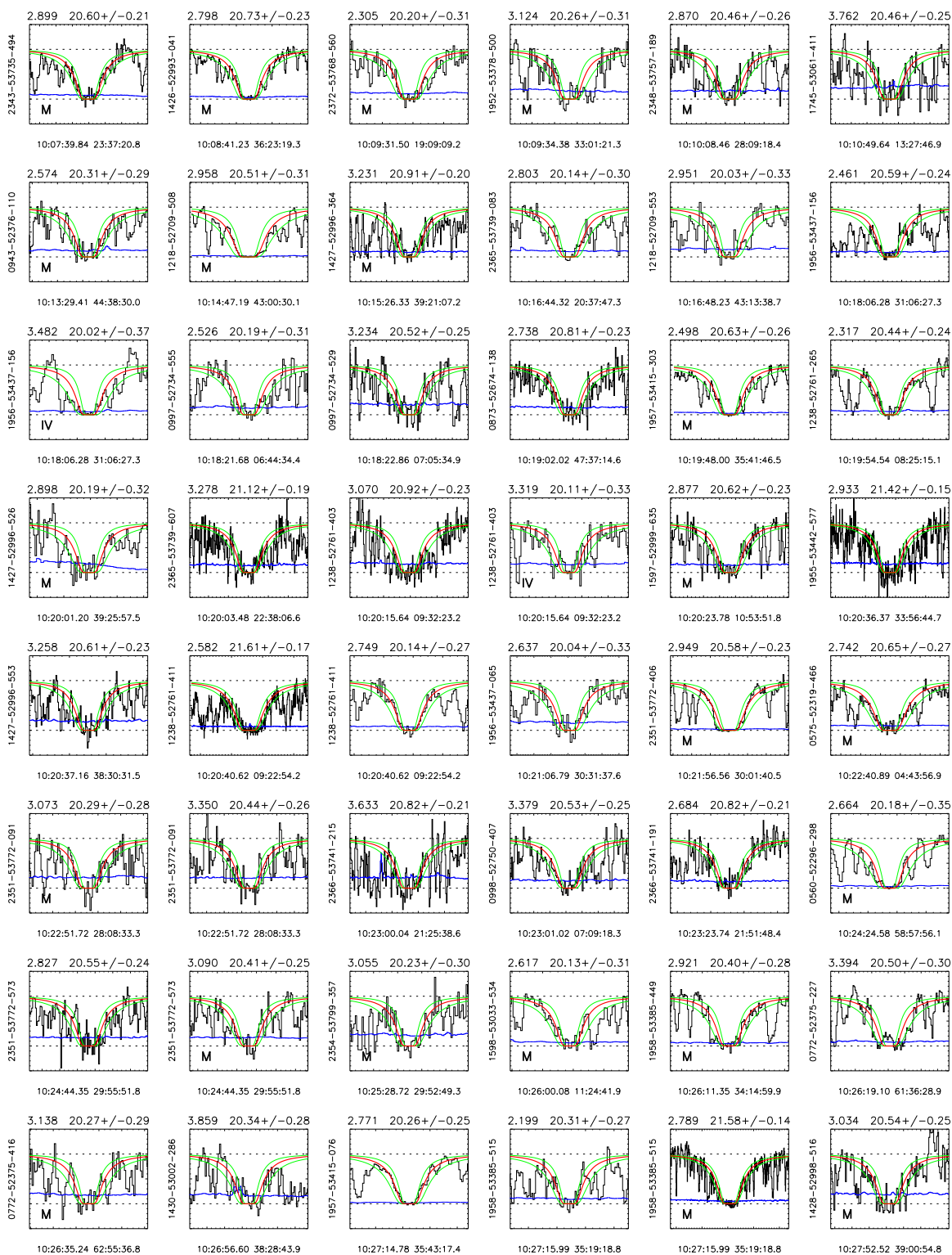




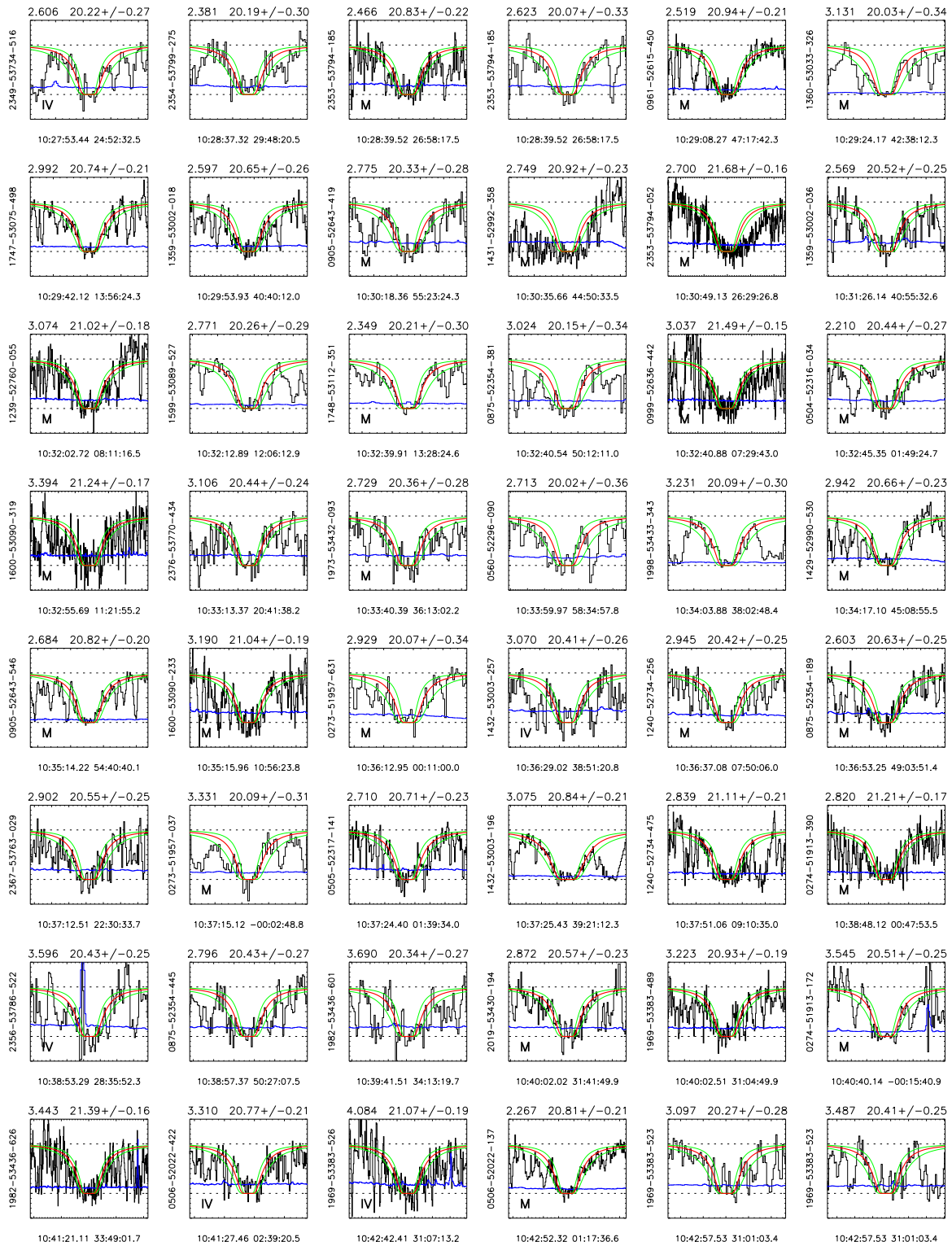


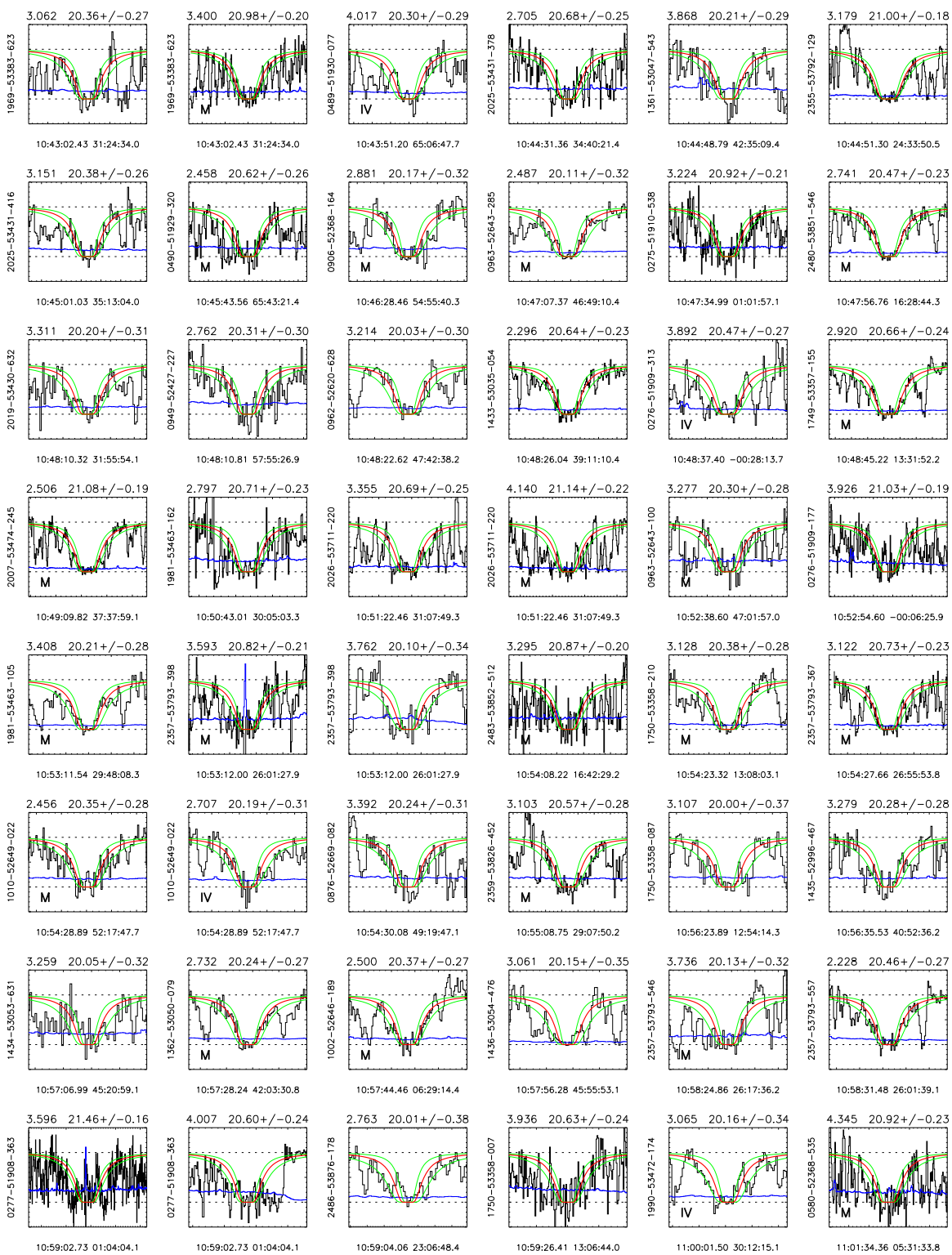


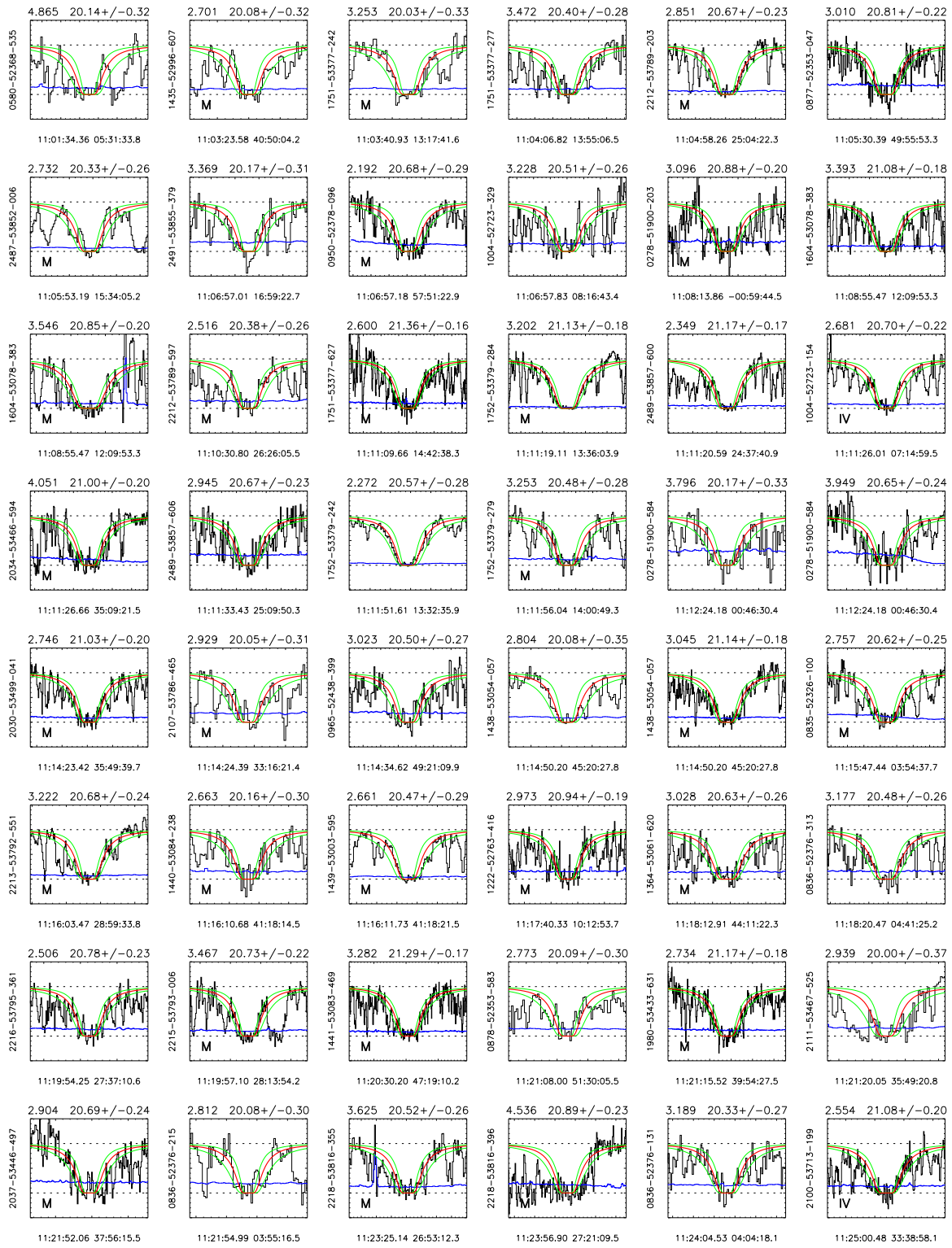


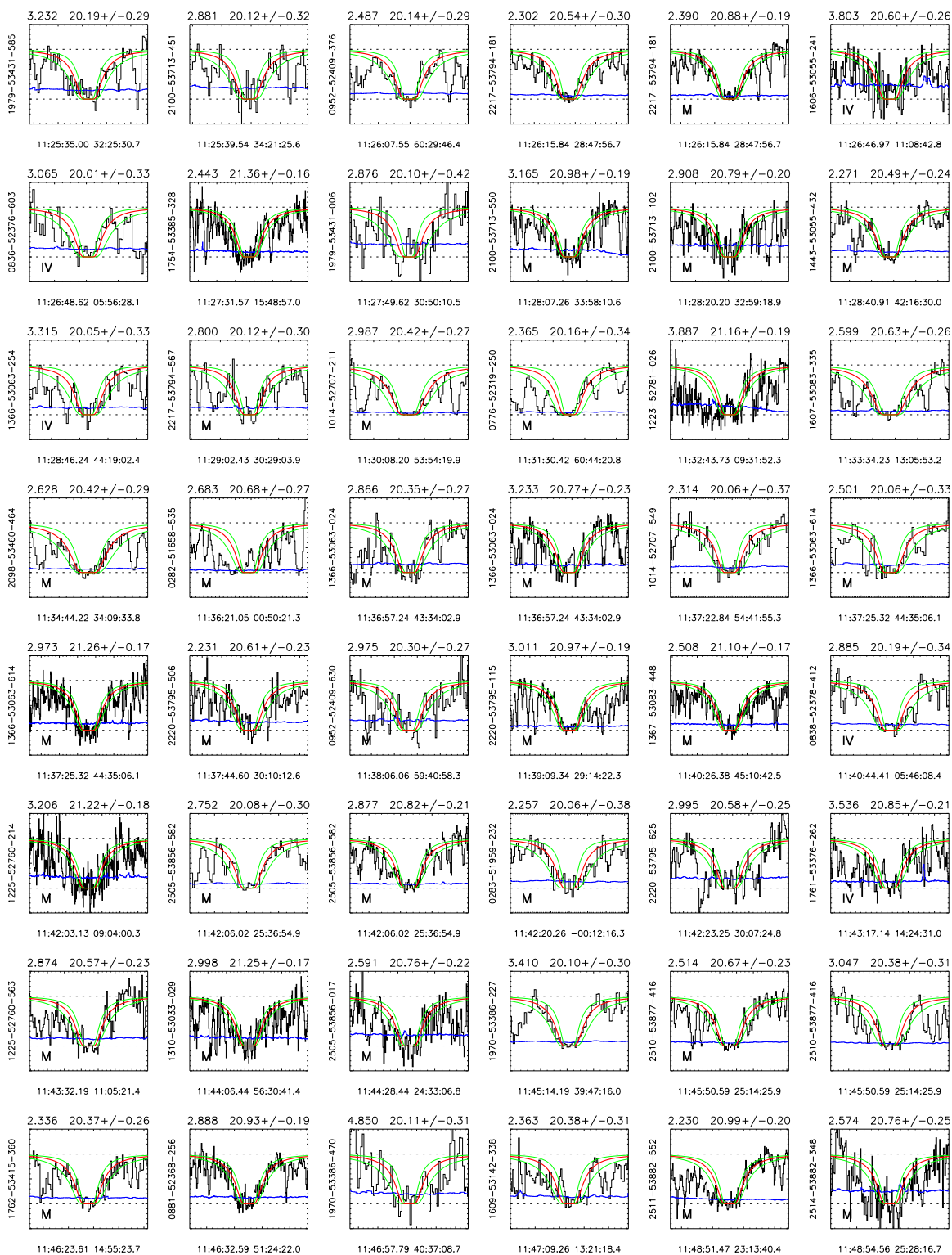


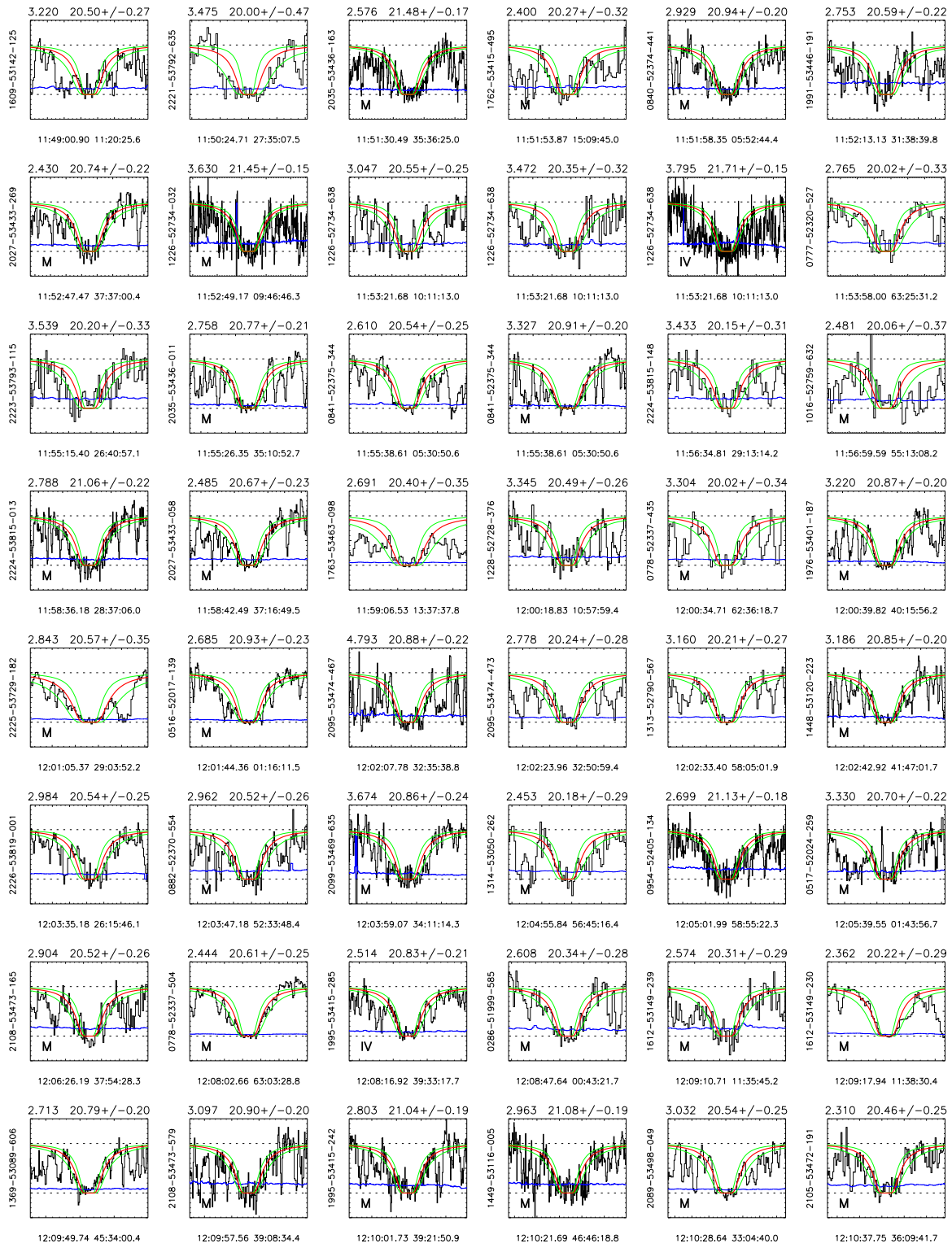




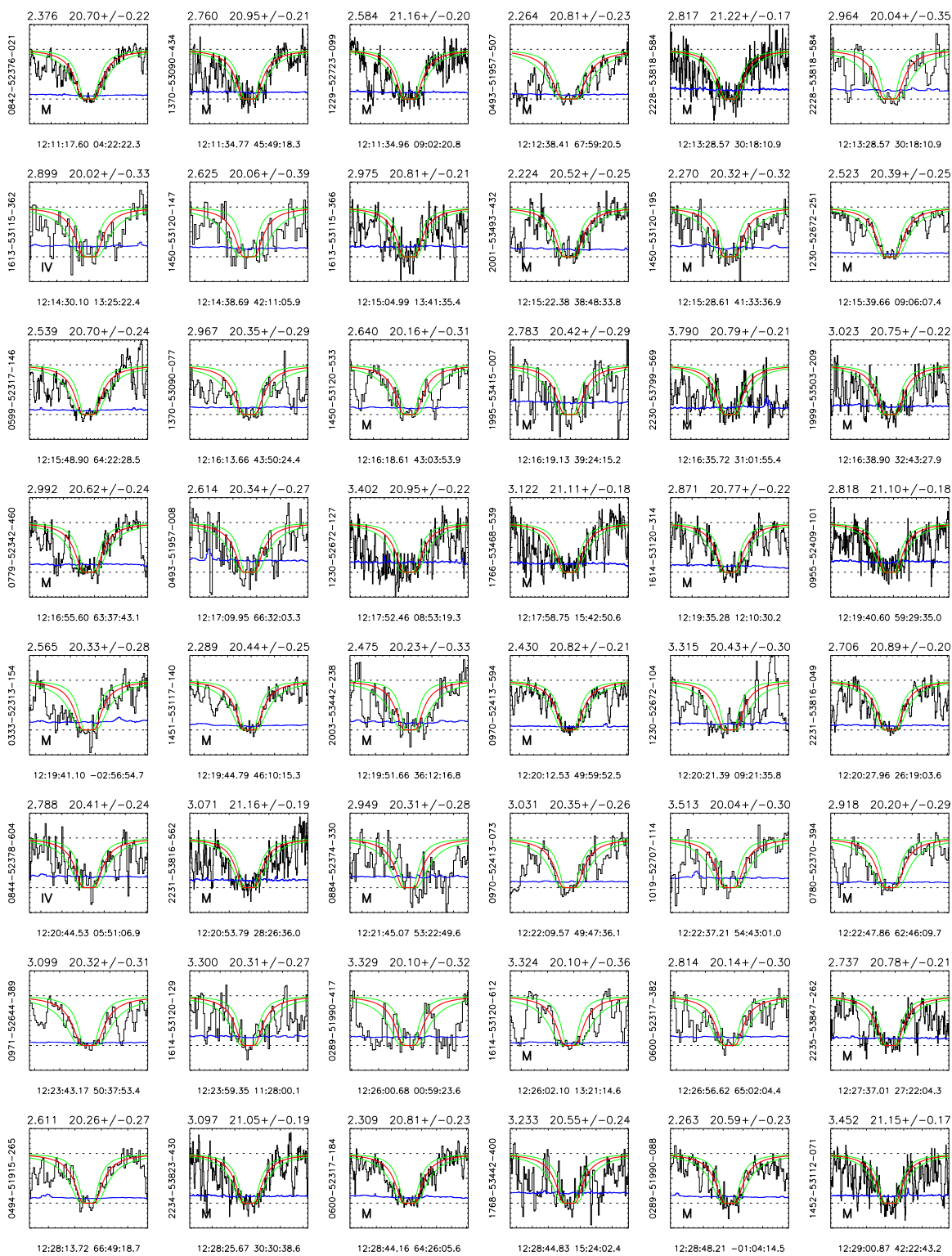


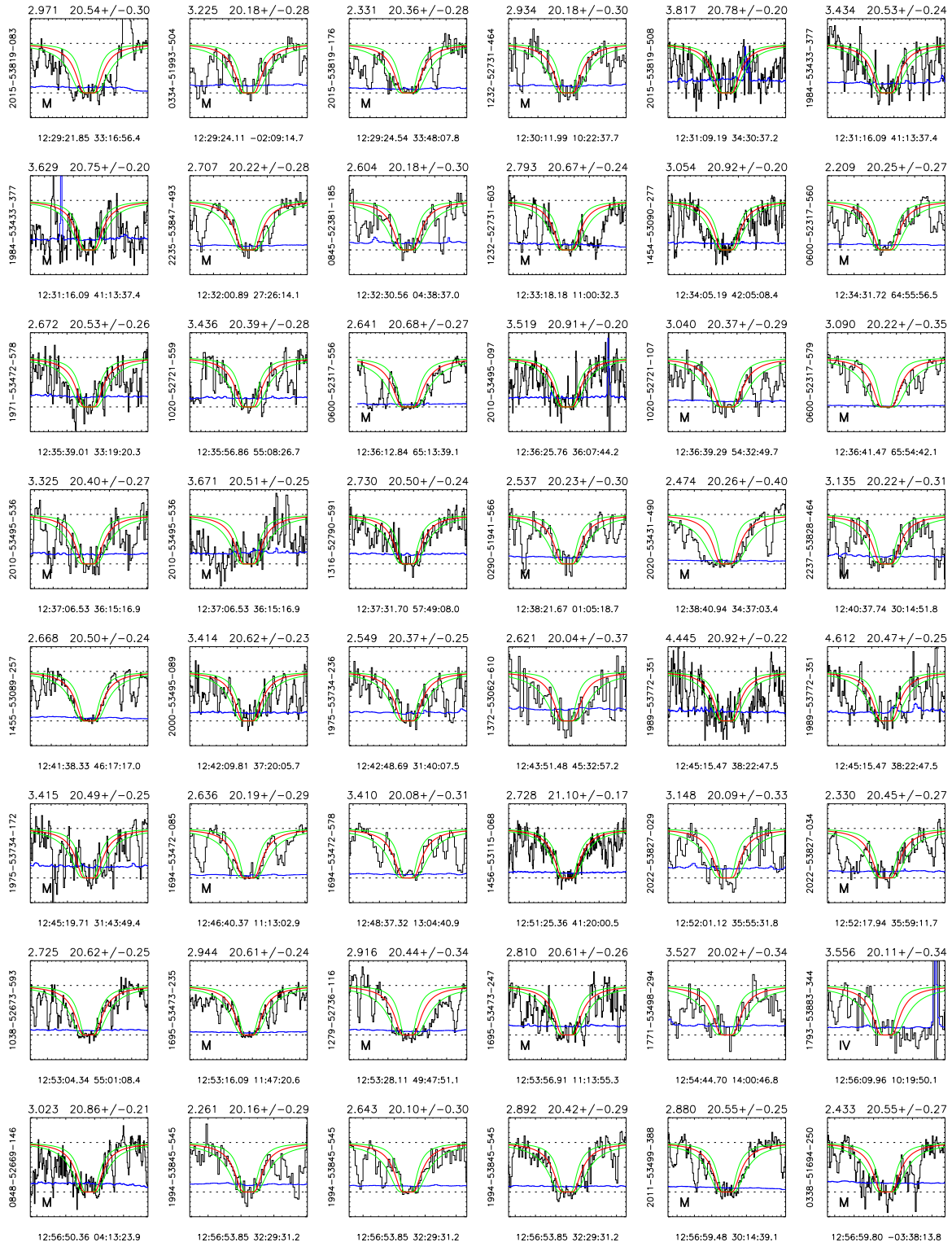


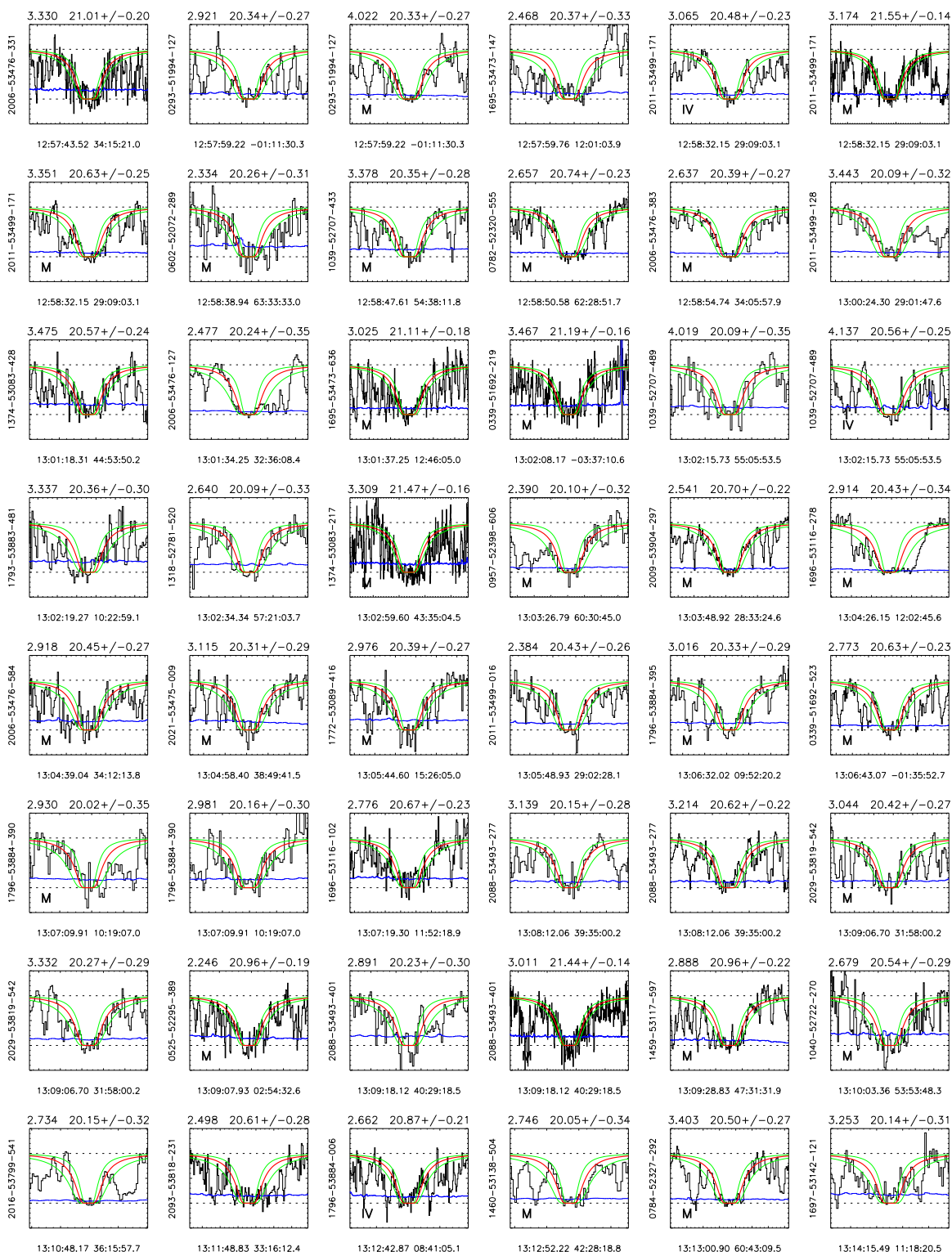




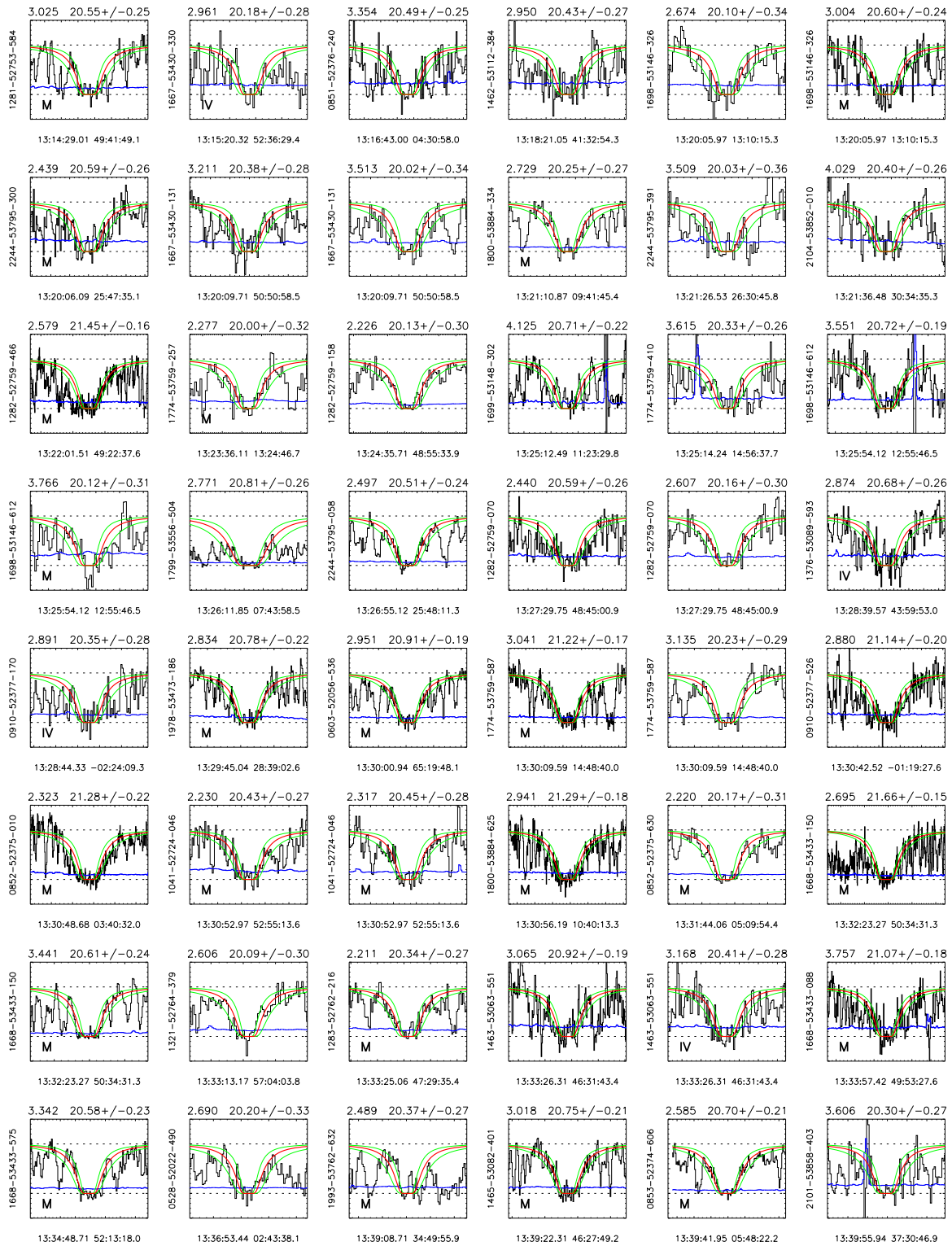


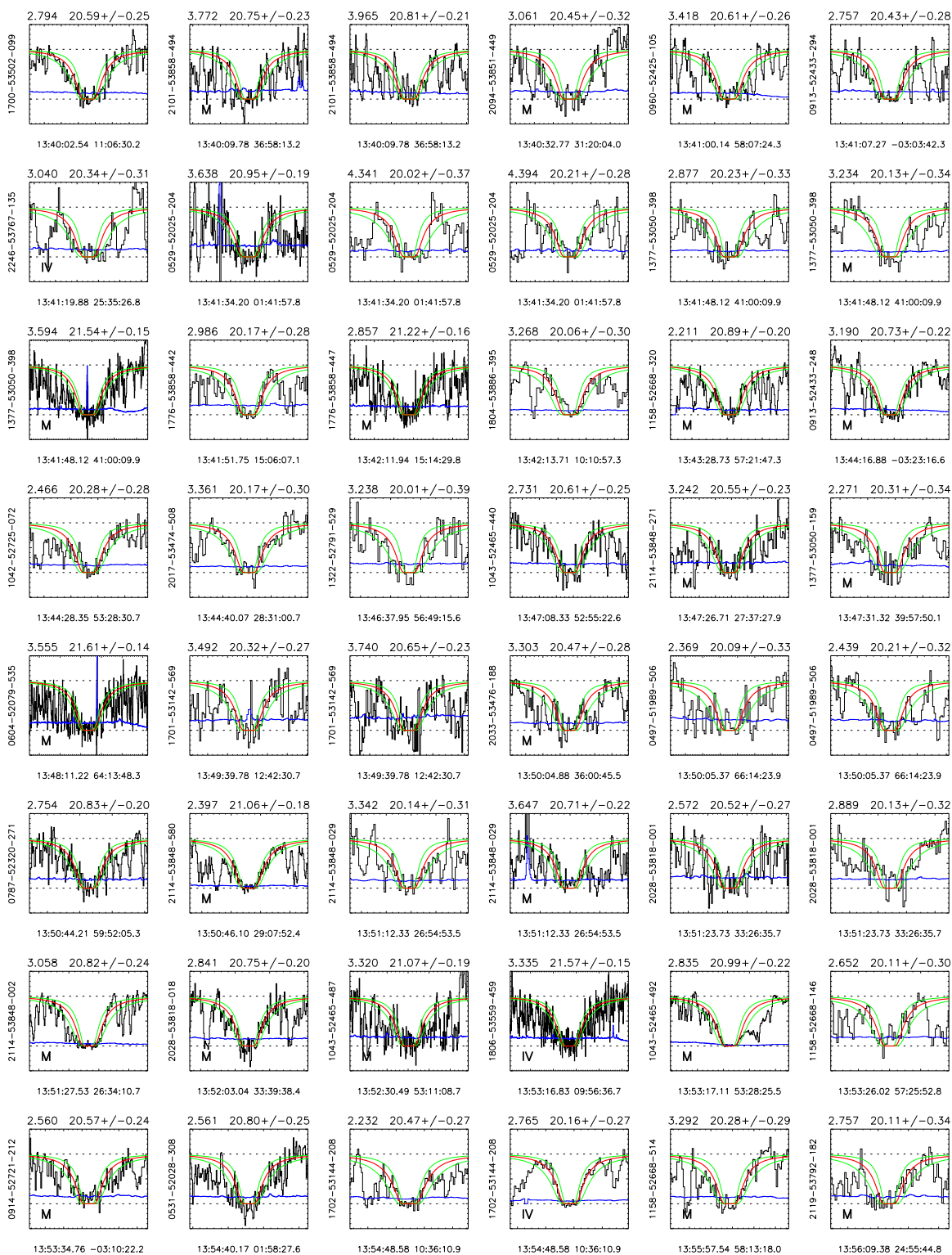


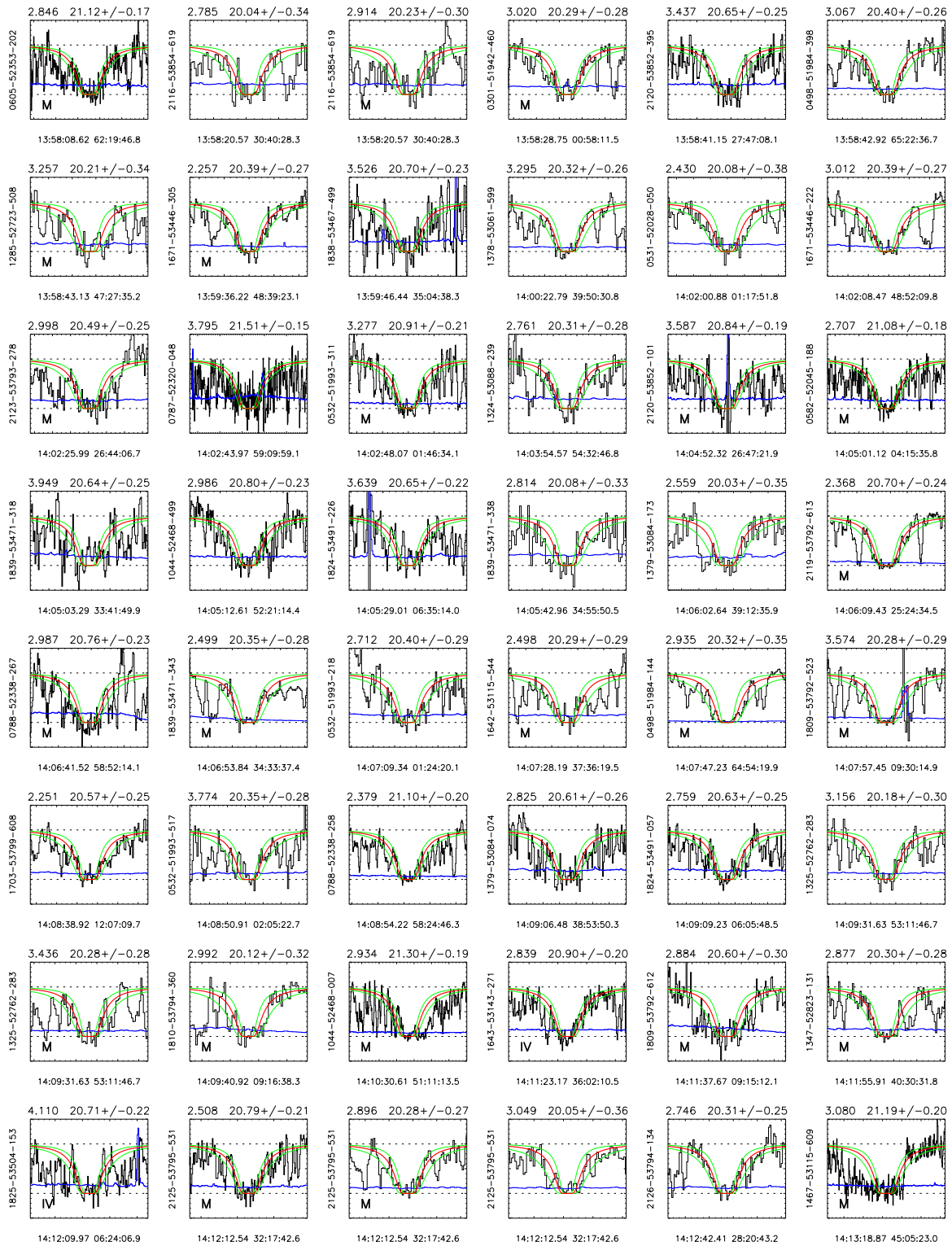


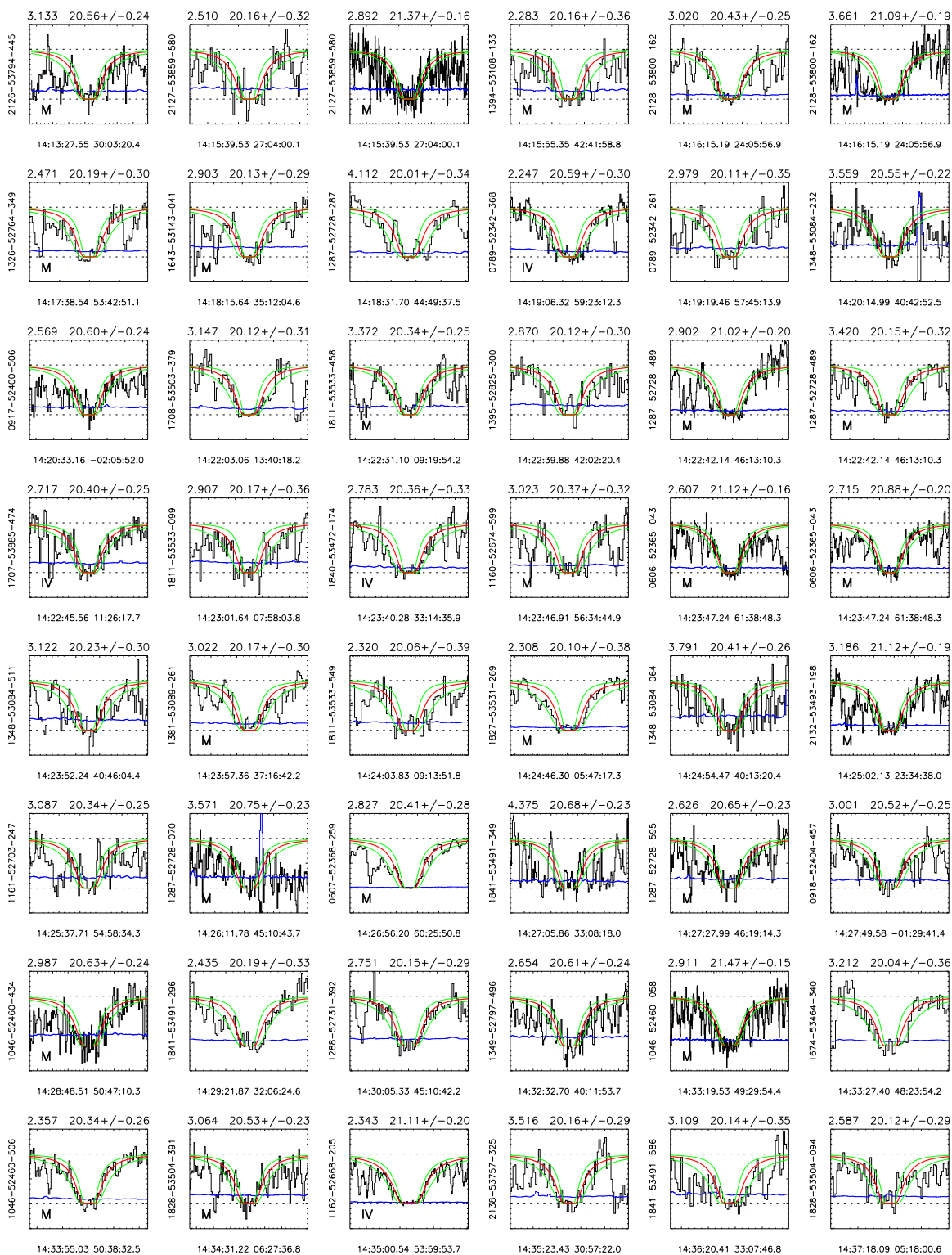


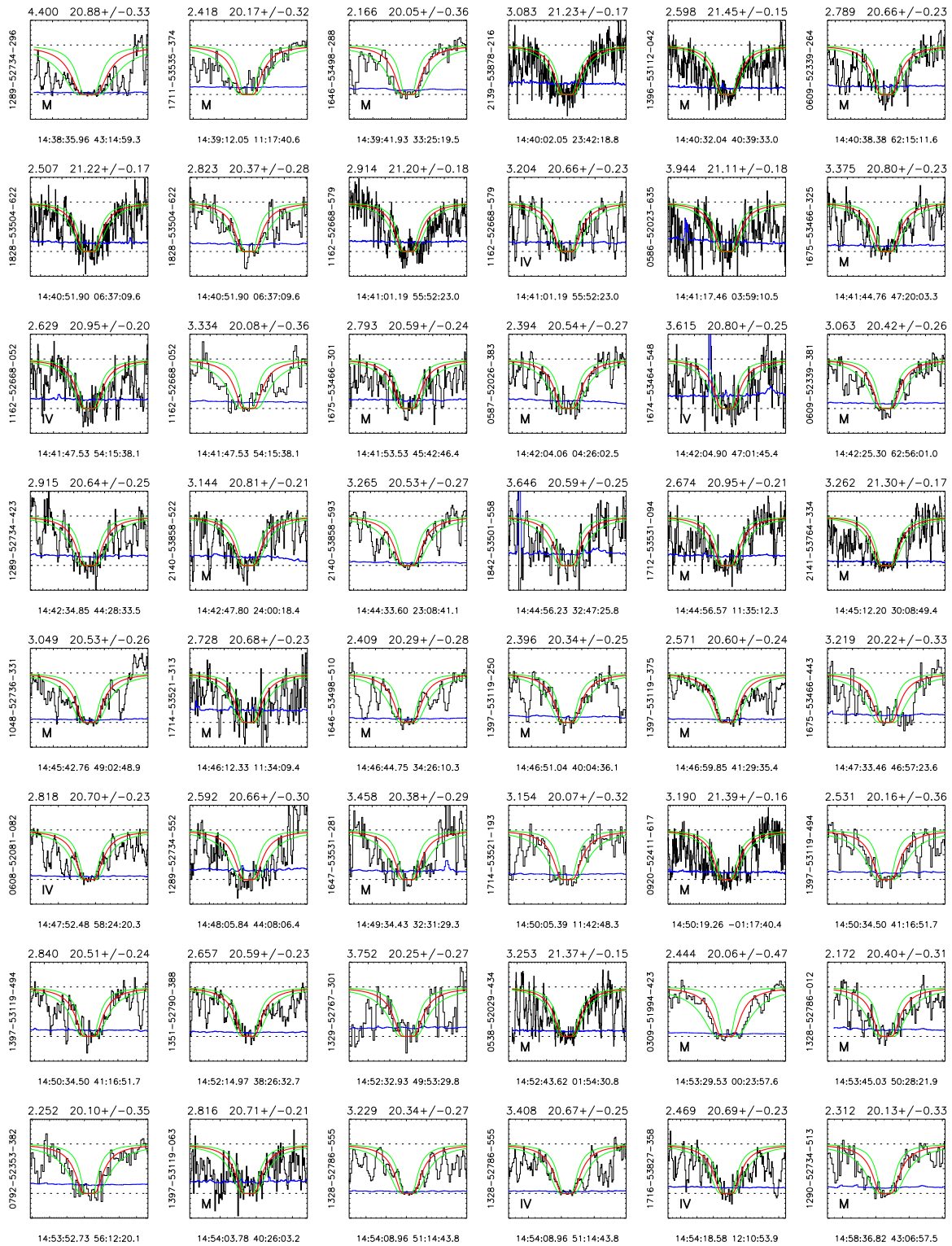




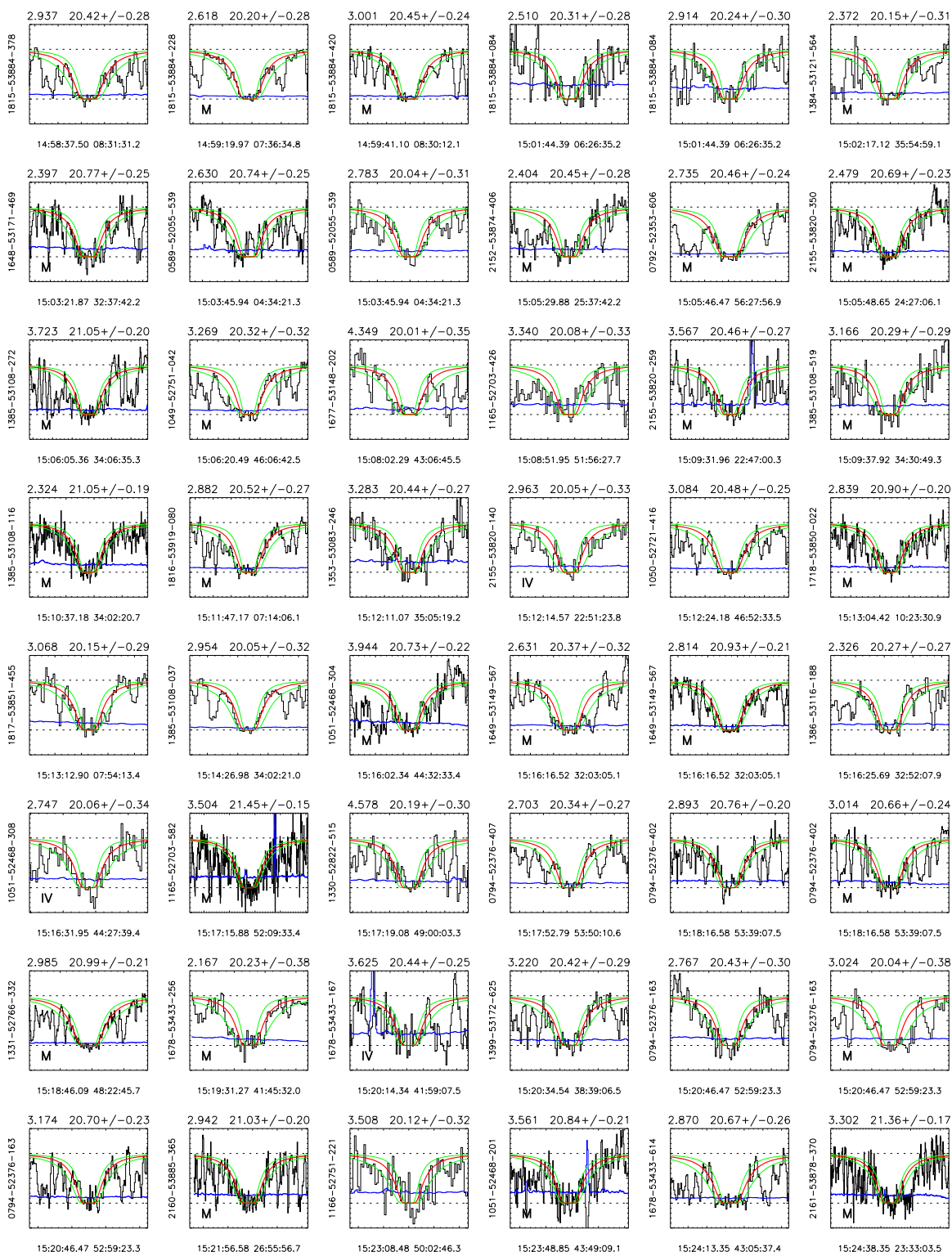


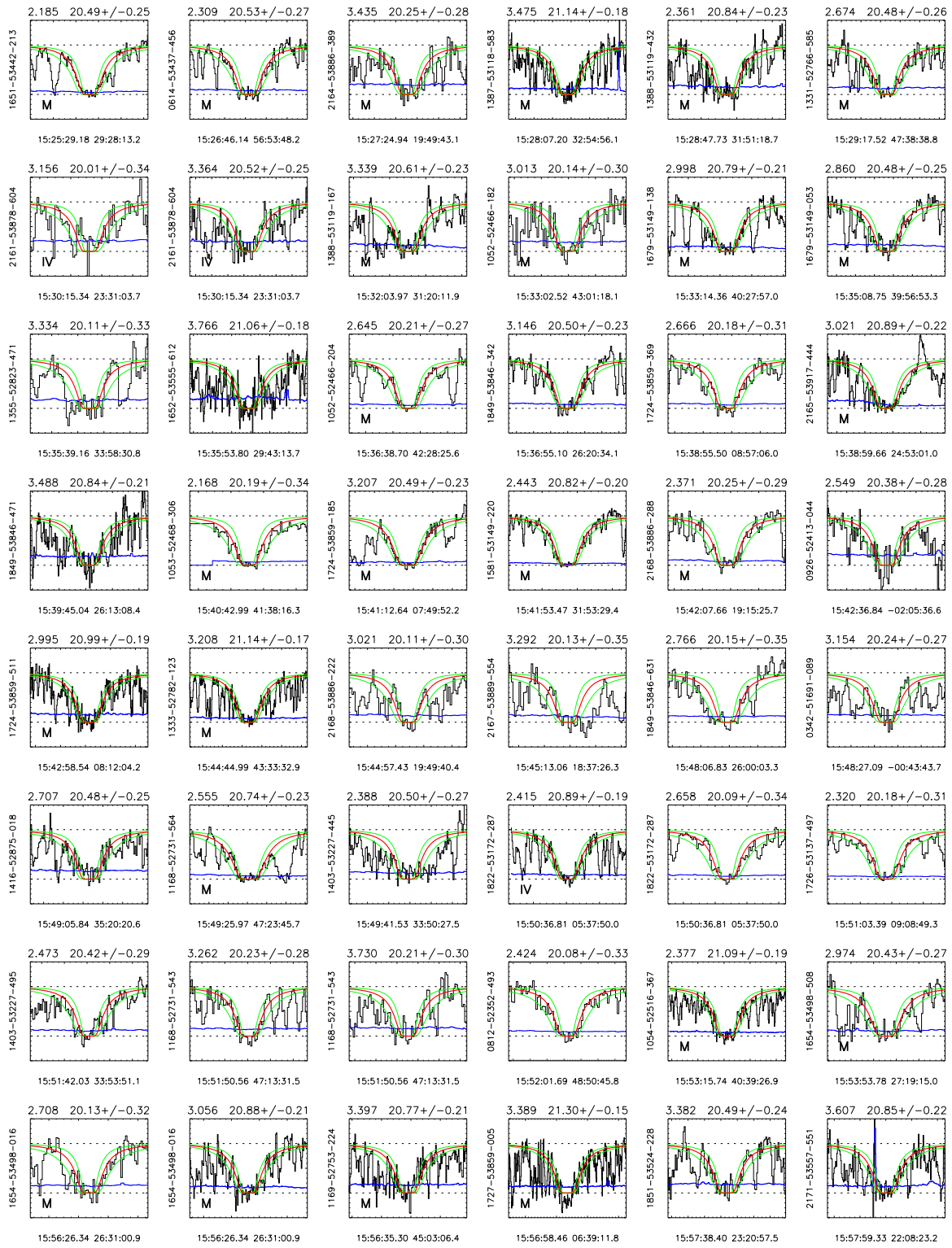


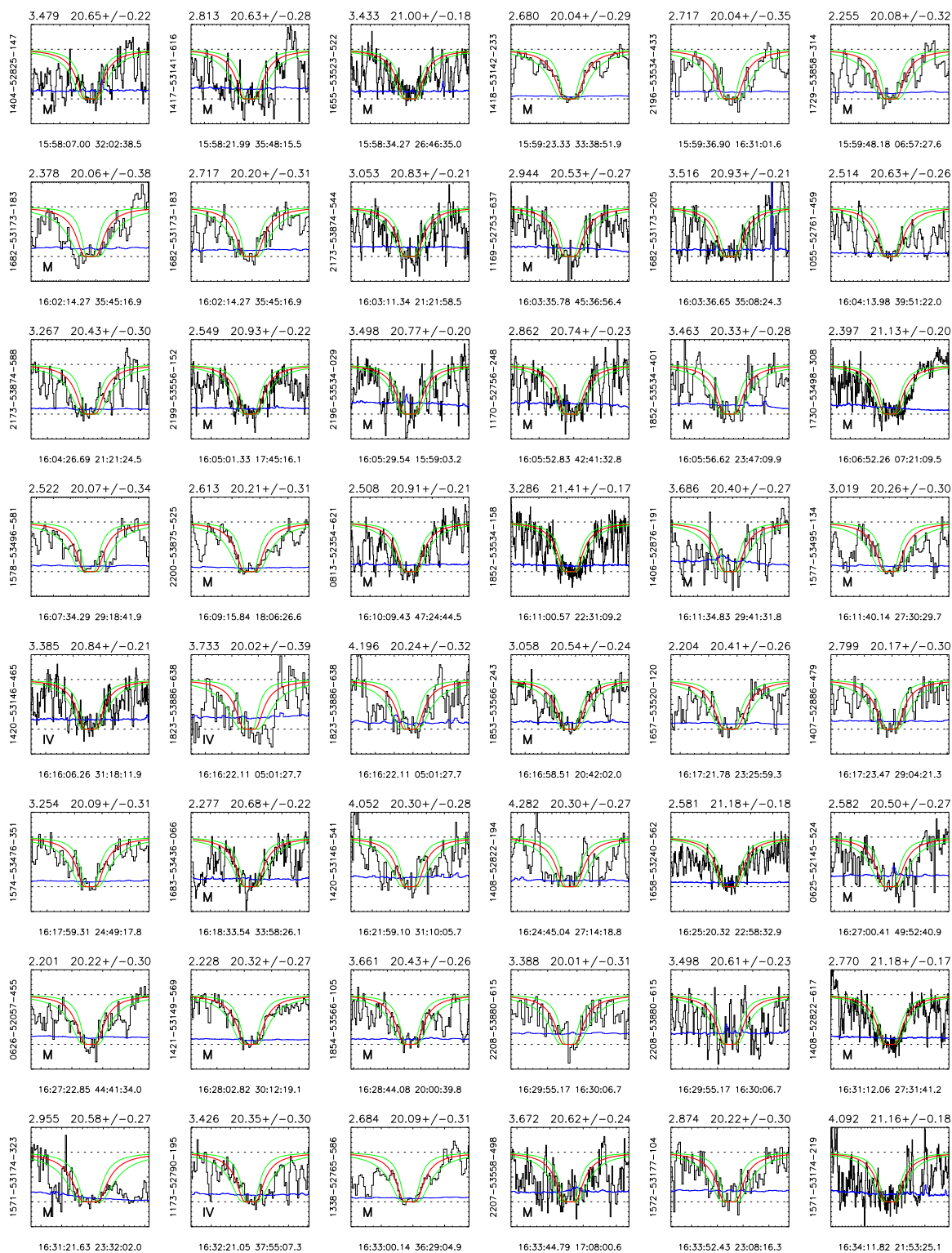




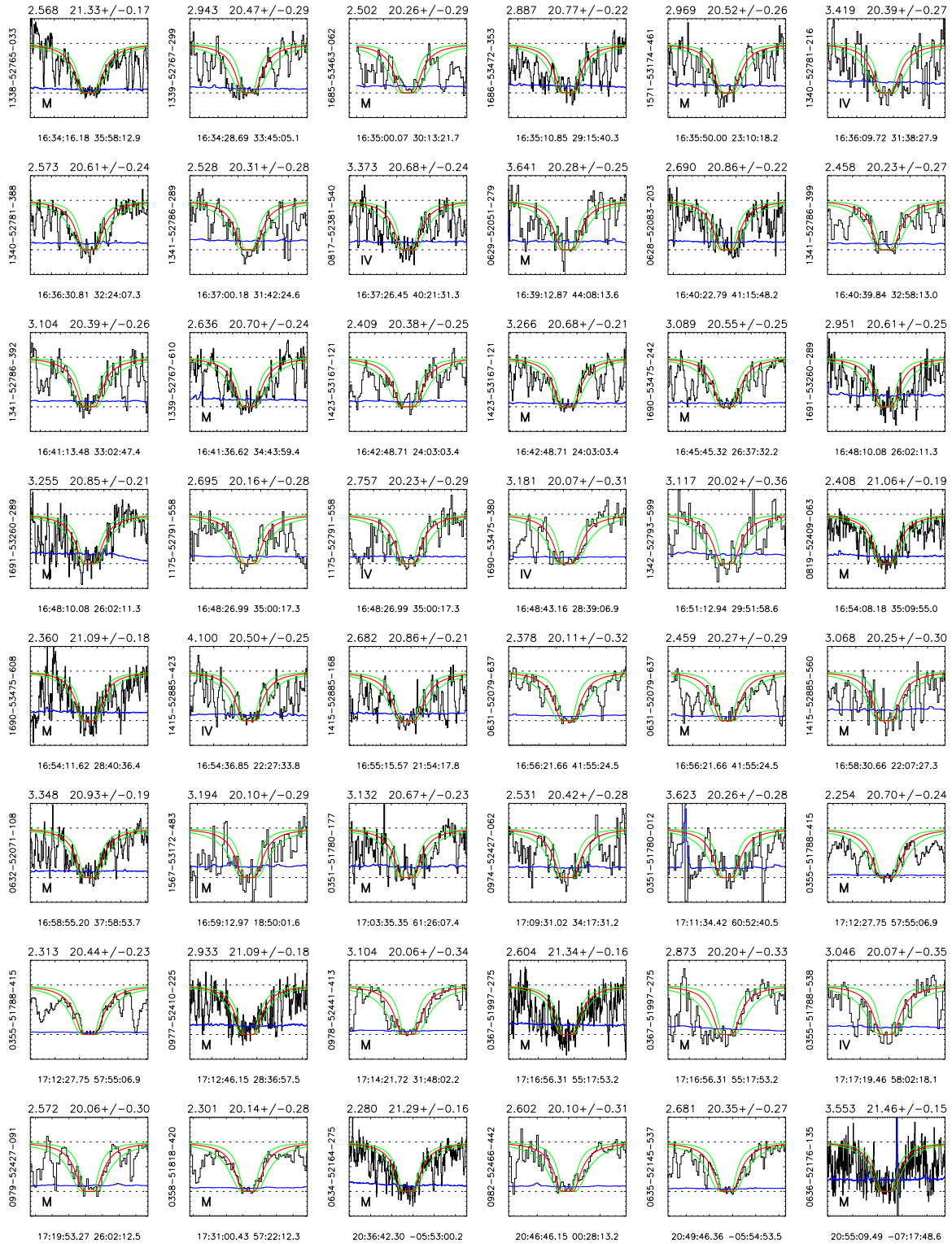


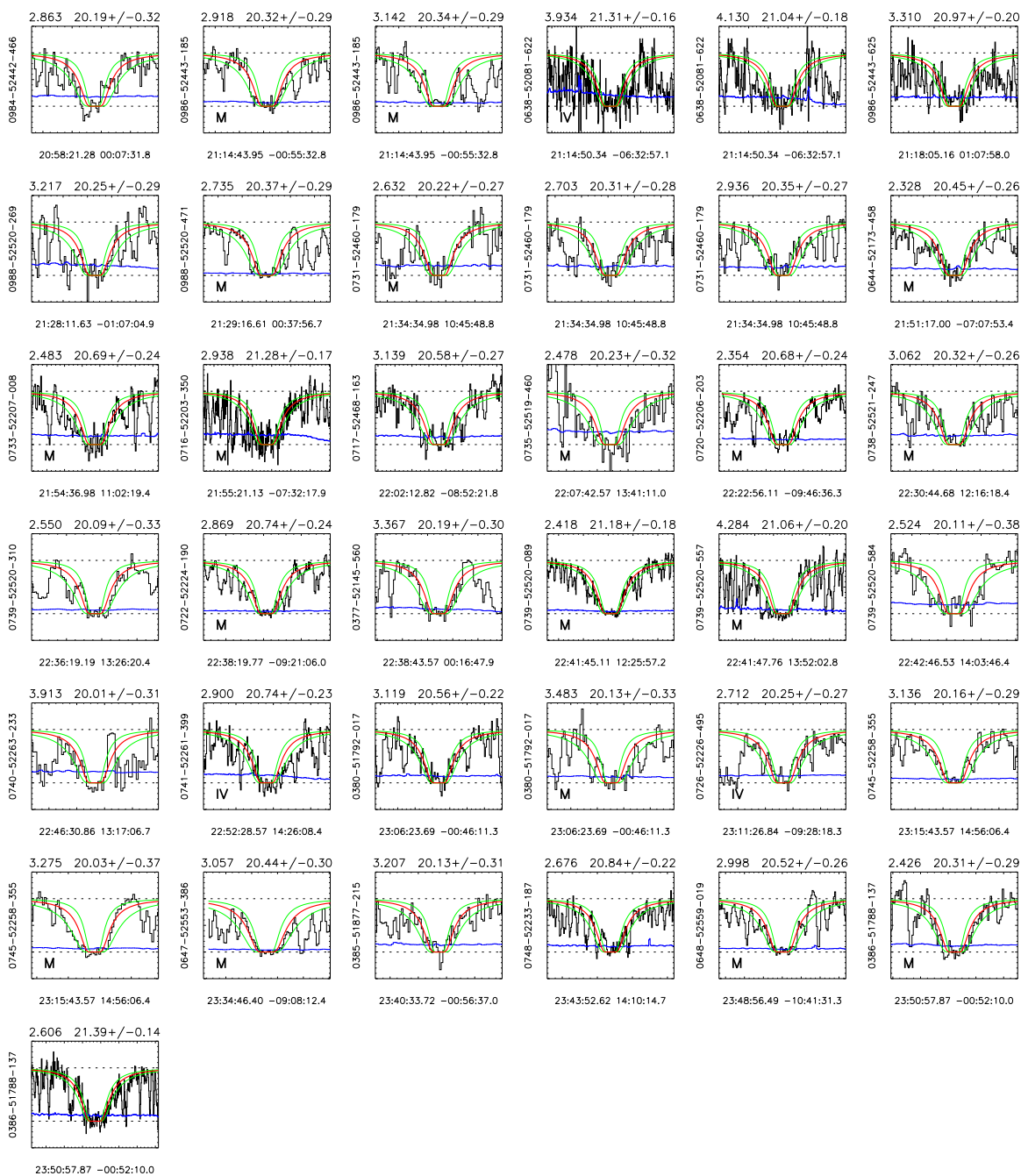














# Bibliographie

- AANNESAD, P. A. & FIELD, G. B., “Hot H<sub>2</sub> and Interstellar Shocks”, *ApJ*, vol. 186, p. L29, 1973.
- AARONSON, M., BLACK, J. H., & MCKEE, C. F., “A Search for Molecular Hydrogen in Quasar Absorption Spectra”, *ApJ*, vol. 191, p. L53, 1974.
- ABAZAJIAN, K., ADELMAN-MCCARTHY, J. K., AGÜEROS, M. A., ALLAM, S. S., ANDERSON, S. F., ANNIS, J., BAHCALL, N. A., BALDRY, I. K., et al., “The First Data Release of the Sloan Digital Sky Survey”, *AJ*, vol. 126, pp. 2081–2086, 2003.
- ABEL, T., ANNINOS, P., ZHANG, Y., & NORMAN, M. L., “Modeling primordial gas in numerical cosmology”, *New Astronomy*, vol. 2, pp. 181–207, 1997.
- ABGRALL, H., ROUEFF, E., LAUNAY, F., & RONCIN, J.-Y., “The B<sup>1</sup>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup> → X<sup>1</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup> and D<sup>1</sup>Π<sub>u</sub><sup>+</sup> → X<sup>1</sup>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup> band systems of molecular hydrogen”, *Canadian Journal of Physics*, vol. 72, p. 856, 1994.
- ABGRALL, H., ROUEFF, E., LAUNAY, F., RONCIN, J. Y., & SUBTIL, J. L., “Table of the Lyman Band System of Molecular Hydrogen”, *A&AS*, vol. 101, p. 273, 1993.
- AKERMAN, C. J., ELLISON, S. L., PETTINI, M., & STEIDEL, C. C., “Zn and Cr abundances in damped Lyman alpha systems from the CORALS survey”, *A&A*, vol. 440, pp. 499–509, 2005.
- ANDERSON, S. F., WEYMANN, R. J., FOLTZ, C. B., & CHAFFEE, JR., F. H., “Associated C IV absorption in radio-loud QSOs - The '3C mini-survey'”, *AJ*, vol. 94, pp. 278–288, 1987.
- ANDRÉ, M. K., LE PETIT, F., SONNENTRUCKER, P., FERLET, R., ROUEFF, E., CIVEIT, T., DÉSSERT, J.-M., LACOUR, S., & VIDAL-MADJAR, A., “Tiny-scale molecular structures in the Magellanic Clouds. I. FUSE, HST and VLT observations”, *A&A*, vol. 422, pp. 483–504, 2004.
- ARNETT, D., *Supernovae and Nucleosynthesis : An Investigation of the History of Matter from the Big Bang to the Present*, 1996.
- ASPLUND, M., GREVESSE, N., & SAUVAL, A. J., “The new solar abundances - Part I : the observations”, *Communications in Asteroseismology*, vol. 147, pp. 76–79, 2006.
- ASTIER, P., GUY, J., REGNAULT, N., PAIN, R., AUBOURG, E., BALAM, D., BASA, S., CARLBERG, R. G., et al., “The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω<sub>M</sub>, Ω<sub>Λ</sub> and *w* from the first year data set”, *A&A*, vol. 447, pp. 31–48, 2006.

- BAHCALL, J. N. & PEEBLES, P. J. E., “Statistical Tests for the Origin of Absorption Lines Observed in Quasi-Stellar Sources”, *ApJ*, vol. 156, p. L7, 1969.
- BALLESTER, P., MODIGLIANI, A., BOITQUIN, O., CRISTIANI, S., HANUSCHIK, R., KAUFER, A., & WOLF, S., “The UVES Data Reduction Pipeline”, *The Messenger*, vol. 101, pp. 31–36, 2000.
- BARKANA, R. & LOEB, A., “In the beginning : the first sources of light and the reionization of the universe”, *Phys. Rep.*, vol. 349, pp. 125–238, 2001.
- BARNSTEDT, J., KAPPELMANN, N., APPENZELLER, I., FROMM, A., GÖLZ, M., GREWING, M., GRINGEL, W., HAAS, C., et al., “The ORFEUS II Echelle Spectrometer : Instrument description, performance and data reduction”, *A&AS*, vol. 134, pp. 561–567, 1999.
- BEAVER, E. A., BURBIDGE, E. M., MCILWAIN, C. E., EPPS, H. W., & STRITTMATTER, P. A., “Digicon Spectrophotometry of the Quasi-Stellar Object PHL 957”, *ApJ*, vol. 178, pp. 95–104, 1972.
- BECKER, R. H., FAN, X., WHITE, R. L., STRAUSS, M. A., NARAYANAN, V. K., LUPTON, R. H., GUNN, J. E., ANNIS, J., et al., “Evidence for Reionization at  $z \sim 6$  : Detection of a Gunn-Peterson Trough in a  $z = 6.28$  Quasar”, *AJ*, vol. 122, pp. 2850–2857, 2001.
- BERNET, M. L., MINIATI, F., LILLY, S. J., KRONBERG, P. P., & DESSAUGES-ZAVADSKY, M., “Strong magnetic fields in normal galaxies at high redshift”, *Nature*, vol. 454, pp. 302–304, 2008.
- BLACK, J. H., CHAFFEE, F. H., & FOLTZ, C. B., “Molecules at early epochs. II - H<sub>2</sub> and CO toward PHL 957”, *ApJ*, vol. 317, pp. 442–449, 1987.
- BLACK, J. H. & DALGARNO, A., “Interstellar H<sub>2</sub> - The population of excited rotational states and the infrared response to ultraviolet radiation”, *ApJ*, vol. 203, pp. 132–142, 1976.
- BOHLIN, R. C., SAVAGE, B. D., & DRAKE, J. F., “A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II”, *ApJ*, vol. 224, pp. 132–142, 1978.
- BOISSÉ, P., LE BRUN, V., BERGERON, J., & DEHARVENG, J.-M., “A HST spectroscopic study of QSOs with intermediate redshift damped Ly alpha systems”, *A&A*, vol. 333, pp. 841–863, 1998.
- BOISSÉ, P., LE PETIT, F., ROLLINDE, E., ROUEFF, E., PINEAU DES FORÊTS, G., ANDERSSON, B.-G., GRY, C., & FELENBOK, P., “A far UV study of interstellar gas towards HD 34078 : High excitation H<sub>2</sub> and small scale structure”, *A&A*, vol. 429, pp. 509–523, 2005.
- BOSMA, A., “21-cm line studies of spiral galaxies. II. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types.”, *AJ*, vol. 86, pp. 1825–1846, 1981.
- BOUCHÉ, N., LEHNERT, M. D., AGUIRRE, A., PÉROUX, C., & BERGERON, J., “The missing metals problem - III. How many metals are expelled from galaxies?”, *MNRAS*, vol. 378, pp. 525–540, 2007.

- BOUCHÉ, N., LEHNERT, M. D., & PÉROUX, C., “The missing metal problem - I. How many metals are in submillimetre galaxies?”, *MNRAS*, vol. 364, pp. 319–324, 2005.
- BOUCHÉ, N., LEHNERT, M. D., & PÉROUX, C., “The missing metals problem - II. How many metals are in  $z \sim 2.2$  galaxies?”, *MNRAS*, vol. 367, pp. L16–L19, 2006.
- BRIGGS, F. H., WOLFE, A. M., LISZT, H. S., DAVIS, M. M., & TURNER, K. L., “The spatial extent of the  $z = 2.04$  absorber in the spectrum of PKS 0458–020”, *ApJ*, vol. 341, pp. 650–657, 1989.
- BROWN, R. L. & ROBERTS, M. S., “21-CENTIMETER Absorption at  $z = 0.692$  in the Quasar 3c 286”, *ApJ*, vol. 184, p. L7, 1973.
- BROWNING, M. K., TUMLINSON, J., & SHULL, J. M., “Inferring Physical Conditions in Interstellar Clouds of  $H_2$ ”, *ApJ*, vol. 582, pp. 810–822, 2003.
- BUNKER, A. J., WARREN, S. J., CLEMENTS, D. L., WILLIGER, G. M., & HEWETT, P. C., “Limits on the star formation rates of  $z > 2$  damped  $Ly\alpha$  systems from  $H\alpha$  spectroscopy”, *MNRAS*, vol. 309, pp. 875–884, 1999.
- BURBIDGE, E. M., LYNDS, C. R., & BURBIDGE, G. R., “ON the Measurement and Interpretation of Absorption Features in the Spectrum of the Quasi-Stellar Object 3c 191”, *ApJ*, vol. 144, p. 447, 1966.
- BURGH, E. B., FRANCE, K., & MCCANDLISS, S. R., “Direct Measurement of the Ratio of Carbon Monoxide to Molecular Hydrogen in the Diffuse Interstellar Medium”, *ApJ*, vol. 658, pp. 446–454, 2007.
- BURLES, S., KIRKMAN, D., & TYTLER, D., “Deuterium toward Quasar Q0014+813”, *ApJ*, vol. 519, pp. 18–21, 1999.
- BURLES, S., NOLLETT, K. M., & TURNER, M. S., “Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology”, *ApJ*, vol. 552, pp. L1–L5, 2001.
- BURLES, S. & TYTLER, D., “The Deuterium Abundance toward Q 1937–1009”, *ApJ*, vol. 499, p. 699, 1998a.
- BURLES, S. & TYTLER, D., “The Deuterium Abundance toward QSO 1009+2956”, *ApJ*, vol. 507, pp. 732–744, 1998b.
- CARLSON, R. W., “Molecular-Hydrogen Absorption Features in the Spectrum of Quasi-Stellar Object 4c 05.34”, *ApJ*, vol. 190, p. L99, 1974.
- CARRUTHERS, G. R., “Rocket Observation of Interstellar Molecular Hydrogen”, *ApJ*, vol. 161, p. L81, 1970.
- CARSWELL, R. F., HILLIARD, R. L., STRITTMATTER, P. A., TAYLOR, D. J., & WEYMANN, R. J., “A cross-dispersed echelette spectrograph and a study of the spectrum of the QSO 1331+170.”, *ApJ*, vol. 196, pp. 351–561, 1975.
- CARSWELL, R. F., RAUCH, M., WEYMANN, R. J., COOKE, A. J., & WEBB, J. K., “Is There Deuterium in the  $z = 3.32$  Complex in the Spectrum of 0014+813”, *MNRAS*, vol. 268, p. L1, 1994.

- CAUCCI, S., COLOMBI, S., PICHON, C., ROLLINDE, E., PETITJEAN, P., & SOUSBIE, T., “Recovering the topology of the intergalactic medium at  $z \sim 2$ ”, *MNRAS*, vol. 386, pp. 211–229, 2008.
- CAZAUX, S., CASELLI, P., COBUT, V., & LE BOURLOT, J., “The role of carbon grains in the deuteration of  $H_2$ ”, *A&A*, vol. 483, pp. 495–508, 2008.
- CAZAUX, S. & TIELENS, A. G. G. M., “Molecular Hydrogen Formation in the Interstellar Medium”, *ApJ*, vol. 575, pp. L29–L32, 2002.
- CECCHI-PESTELLINI, C., CASU, S., & DALGARNO, A., “ $H_2$  excitation in turbulent interstellar clouds”, *MNRAS*, vol. 364, pp. 1309–1314, 2005.
- CEN, R., MIRALDA-ESCUDE, J., OSTRICKER, J. P., & RAUCH, M., “Gravitational collapse of small-scale structure as the origin of the Lyman-alpha forest”, *ApJ*, vol. 437, pp. L9–L12, 1994.
- CEN, R. & OSTRICKER, J. P., “Where Are the Baryons?”, *ApJ*, vol. 514, pp. 1–6, 1999.
- CEN, R., OSTRICKER, J. P., PROCHASKA, J. X., & WOLFE, A. M., “Metallicity Evolution of Damped  $Ly\alpha$  Systems in  $\Lambda$ CDM Cosmology”, *ApJ*, vol. 598, pp. 741–755, 2003.
- CENTURIÓN, M., MOLARO, P., VLADILO, G., PÉROUX, C., LEVSHAKOV, S. A., & D’ODORICO, V., “Early stages of nitrogen enrichment in galaxies : Clues from measurements in damped Lyman alpha systems”, *A&A*, vol. 403, pp. 55–72, 2003.
- CHAFFEE, JR., F. H., FOLTZ, C. B., & BLACK, J. H., “Molecules at early epochs. III - The Lyman-alpha disk system toward 1331+170”, *ApJ*, vol. 335, pp. 584–592, 1988.
- CHARLOT, S. & FALL, S. M., “Attenuation of Lyman-alpha emission by dust in damped Lyman-alpha systems”, *ApJ*, vol. 378, pp. 471–475, 1991.
- CHRISTENSEN, L., WISOTZKI, L., ROTH, M. M., SÁNCHEZ, S. F., KELZ, A., & JAHNKE, K., “An integral field spectroscopic survey for high redshift damped Lyman- $\alpha$  galaxies”, *A&A*, vol. 468, pp. 587–601, 2007.
- COLBERT, J. W. & MALKAN, M. A., “NICMOS Snapshot Survey of Damped  $Ly\alpha$  Quasars”, *ApJ*, vol. 566, pp. 51–67, 2002.
- COLE, S., NORBERG, P., BAUGH, C. M., FRENK, C. S., BLAND-HAWTHORN, J., BRIDGES, T., CANNON, R., COLLESS, M., et al., “The 2dF galaxy redshift survey : near-infrared galaxy luminosity functions”, *MNRAS*, vol. 326, pp. 255–273, 2001.
- COMBES, F., “ $H_2$  in Galaxies”, in *Molecular Hydrogen in Space*, eds. F. Combes & G. Pineau Des Forets, p. 275, 2000.
- COPPOLANI, F., *Recherche systématique de quasars dans les grands sondages du ciel et application à l’étude de corrélation dans le milieu intergalactique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2006.
- CRIGHTON, N. H. M., WEBB, J. K., CARSWELL, R. F., & LANZETTA, K. M., “The deuterium abundance in the  $z = 0.7$  absorber towards QSO PG1718+4807”, *MNRAS*, vol. 345, pp. 243–252, 2003.



- CRIGHTON, N. H. M., WEBB, J. K., ORTIZ-GIL, A., & FERNÁNDEZ-SOTO, A., “Deuterium/hydrogen in a new Lyman limit absorption system at  $z = 3.256$  towards PKS 1937–1009”, *MNRAS*, vol. 355, pp. 1042–1052, 2004.
- CRUTCHER, R. M., “Velocity component structure of the zeta Ophiuchi interstellar lines”, *ApJ*, vol. 200, pp. 625–633, 1975.
- CUI, J., BECHTOLD, J., GE, J., & MEYER, D. M., “Molecular Hydrogen in the Damped Ly $\alpha$  Absorber of Q 1331+170”, *ApJ*, vol. 633, pp. 649–663, 2005.
- CURRAN, S. J., WEBB, J. K., MURPHY, M. T., & CARSWELL, R. F., “Cosmological evolution of heavy-element and H<sub>2</sub> abundances”, *MNRAS*, vol. 351, pp. L24–L28, 2004.
- DAIGNE, F., OLIVE, K. A., VANGIONI-FLAM, E., SILK, J., & AUDOUZE, J., “Cosmic Star Formation, Reionization, and Constraints on Global Chemical Evolution”, *ApJ*, vol. 617, pp. 693–706, 2004.
- DALGARNO, A., BLACK, J. H., & WEISHEIT, J. C., “Ortho-Para Transitions in H<sub>2</sub> and the Fractionation of HD”, *Astrophys. Lett.*, vol. 14, p. 77, 1973.
- DALGARNO, A. & STEPHENS, T. L., “Discrete Absorption and Photodissociation of Molecular Hydrogen”, *ApJ*, vol. 160, p. L107, 1970.
- DAVÉ, R., CEN, R., OSTRICKER, J. P., BRYAN, G. L., HERNQUIST, L., KATZ, N., WEINBERG, D. H., NORMAN, M. L., & O’SHEA, B., “Baryons in the Warm-Hot Intergalactic Medium”, *ApJ*, vol. 552, pp. 473–483, 2001.
- DE BOER, K. S., RICHTER, P., BOMANS, D. J., HEITHAUSEN, A., & KOORNNEEF, J., “ORFEUS II echelle spectra : Absorption by H<sub>2</sub> in the LMC”, *A&A*, vol. 338, pp. L5–L8, 1998.
- DEKKER, H., D’ODORICO, S., KAUFER, A., DELABRE, B., & KOTZLOWSKI, H., “Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory”, in *Proc. SPIE Vol. 4008, p. 534-545, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye ; Alan F. Moorwood ; Eds.*, pp. 534–545, 2000.
- DESSAUGES-ZAVADSKY, M., CALURA, F., PROCHASKA, J. X., D’ODORICO, S., & MATTEUCCI, F., “A comprehensive set of elemental abundances in damped Ly $\alpha$  systems : Revealing the nature of these high-redshift galaxies”, *A&A*, vol. 416, pp. 79–110, 2004.
- DIJKSTRA, M., HAIMAN, Z., & SPAANS, M., “Ly $\alpha$  Radiation from Collapsing Protogalaxies. II. Observational Evidence for Gas Infall”, *ApJ*, vol. 649, pp. 37–47, 2006.
- DJORGOVSKI, S. G., CASTRO, S., STERN, D., & MAHABAL, A. A., “On the Threshold of the Reionization Epoch”, *ApJ*, vol. 560, pp. L5–L8, 2001.
- D’ODORICO, S., DESSAUGES-ZAVADSKY, M., & MOLARO, P., “A new deuterium abundance measurement from a damped Ly $\alpha$  system at  $z_{abs} = 3.025$ ”, *A&A*, vol. 368, pp. L21–L24, 2001.



- D'ODORICO, V., PETITJEAN, P., & CRISTIANI, S., "High matter density peaks from UVES observations of QSO pairs : Correlation properties and chemical abundances", *A&A*, vol. 390, pp. 13–25, 2002.
- DRAINE, B. T., "Photoelectric heating of interstellar gas", *ApJS*, vol. 36, pp. 595–619, 1978.
- DRAINE, B. T., "Can Dust Explain Variations in the D/H Ratio?", in *Astrophysics in the Far Ultraviolet : Five Years of Discovery with FUSE*, eds. G. Sonneborn, H. W. Moos, & B.-G. Andersson, Vol. 348 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 58, 2006.
- DRAINE, B. T. & BERTOLDI, F., "Structure of Stationary Photodissociation Fronts", *ApJ*, vol. 468, p. 269, 1996.
- DUNKLEY, J., KOMATSU, E., NOLTA, M. R., SPERGEL, D. N., LARSON, D., HINSHAW, G., PAGE, L., BENNETT, C. L., et al., "Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP data", *ArXiv e-prints*, vol. 803, 2008.
- EDDINGTON, A. S., "Interstellar matter", *The Observatory*, vol. 60, pp. 99–103, 1937.
- EDMUNDS, M. G. & PAGEL, B. E. J., "Nitrogen synthesis and the "age" of galaxies.", *MNRAS*, vol. 185, pp. 77P–80P, 1978.
- EDVARDSSON, B., ANDERSEN, J., GUSTAFSSON, B., LAMBERT, D. L., NISSEN, P. E., & TOMKIN, J., "The Chemical Evolution of the Galactic Disk - Part One - Analysis and Results", *A&A*, vol. 275, p. 101, 1993.
- ELLISON, S. L., HENNAWI, J. F., MARTIN, C. L., & SOMMER-LARSEN, J., "Coincident, 100 kpc scale damped Ly $\alpha$  absorption towards a binary QSO : how large are galaxies at  $z \sim 3$ ?", *MNRAS*, vol. 378, pp. 801–818, 2007.
- ELLISON, S. L., YAN, L., HOOK, I. M., PETTINI, M., WALL, J. V., & SHAVER, P., "The CORALS survey I : New estimates of the number density and gas content of damped Lyman alpha systems free from dust bias ", *A&A*, vol. 379, pp. 393–406, 2001.
- ELLISON, S. L., YORK, B. A., PETTINI, M., & KANEKAR, N., "A search for damped Lyman-alpha systems towards radio-loud quasars I : The optical survey", *ArXiv e-prints*, vol. 805, 2008.
- ERB, D. K., "A Model for Star Formation, Gas Flows, and Chemical Evolution in Galaxies at High Redshifts", *ApJ*, vol. 674, pp. 151–156, 2008.
- EWEN, H. I. & PURCELL, E. M., "Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec.", *Nature*, vol. 168, p. 356, 1951.
- FALGARONE, E., VERSTRAETE, L., PINEAU DES FORÊTS, G., & HILY-BLANT, P., "Warm gas in the cold diffuse interstellar medium : Spectral signatures in the H<sub>2</sub> pure rotational lines", *A&A*, vol. 433, pp. 997–1006, 2005.
- FALL, S. M. & PEI, Y. C., "Obscuration of quasars by dust in damped Lyman-alpha systems", *ApJ*, vol. 402, pp. 479–492, 1993.

- FALL, S. M., PEI, Y. C., & MCMAHON, R. G., “Detection of dust in damped Lyman-alpha systems”, *ApJ*, vol. 341, pp. L5–L8, 1989.
- FERLAND, G. J., KORISTA, K. T., VERNER, D. A., FERGUSON, J. W., KINGDON, J. B., & VERNER, E. M., “CLOUDY 90 : Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra”, *PASP*, vol. 110, pp. 761–778, 1998.
- FERRARA, A. & SALVATERRA, R., “Feedback Processes at Cosmic Dawn”, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2004.
- FLOWER, D. R., PINEAU-DES-FORETS, G., & HARTQUIST, T. W., “Theoretical studies of interstellar molecular shocks. II - Molecular hydrogen cooling and rotational level populations”, *MNRAS*, vol. 218, pp. 729–741, 1986.
- FLOWER, D. R. & ROUEFF, E., “LETTER TO THE EDITOR : Vibrational relaxation in H - H<sub>2</sub> collisions”, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, vol. 31, pp. L955–L958, 1998.
- FLOWER, D. R. & WATT, G. D., “On the ortho-H<sub>2</sub>/para-H<sub>2</sub> ratio in molecular clouds”, *MNRAS*, vol. 209, pp. 25–31, 1984.
- FOLTZ, C. B., CHAFFEE, F. H., & BLACK, J. H., “Molecules at early epochs. IV - Confirmation of the detection of H<sub>2</sub> toward PKS 0528–250”, *ApJ*, vol. 324, pp. 267–278, 1988.
- FOLTZ, C. B., WEYMANN, R. J., PETERSON, B. M., SUN, L., MALKAN, M. A., & CHAFFEE, JR., F. H., “C IV absorption systems in QSO spectra - Is the character of systems with  $z_{\text{abs}} \simeq z_{\text{em}}$  different from those with  $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$ ?”, *ApJ*, vol. 307, pp. 504–534, 1986.
- FOX, A. J., LEDOUX, C., PETITJEAN, P., & SRINANAND, R., “C IV absorption in damped and sub-damped Lyman- $\alpha$  systems. Correlations with metallicity and implications for galactic winds at  $z \approx 2-3$ ”, *A&A*, vol. 473, pp. 791–803, 2007a.
- FOX, A. J., PETITJEAN, P., LEDOUX, C., & SRINANAND, R., “Hot halos around high redshift protogalaxies. Observations of O VI and N V absorption in damped Lyman- $\alpha$  systems”, *A&A*, vol. 465, pp. 171–184, 2007b.
- FRATERNALI, F. & BINNEY, J. J., “Accretion of gas on to nearby spiral galaxies”, *MNRAS*, p. 375, 2008.
- FUKUGITA, M., HOGAN, C. J., & PEEBLES, P. J. E., “The Cosmic Baryon Budget”, *ApJ*, vol. 503, p. 518, 1998.
- FUKUGITA, M. & PEEBLES, P. J. E., “The Cosmic Energy Inventory”, *ApJ*, vol. 616, pp. 643–668, 2004.
- FYNBO, J. P. U., LEDOUX, C., MÖLLER, P., THOMSEN, B., & BURUD, I., “The Building the Bridge survey for  $z = 3$  Ly- $\alpha$  emitting galaxies. I. Method and first results”, *A&A*, vol. 407, pp. 147–157, 2003.
- FYNBO, J. P. U., STARLING, R. L. C., LEDOUX, C., WIERSEMA, K., THÖNE, C. C., SOLLERMAN, J., JAKOBSSON, P., HJORTH, J., et al., “Probing cosmic chemical evolution with gamma-ray bursts : GRB 060206 at  $z = 4.048$ ”, *A&A*, vol. 451, pp. L47–L50, 2006.

- FYNBO, J. U., MØLLER, P., & WARREN, S. J., “Extended Ly- $\alpha$  emission from a damped Ly- $\alpha$  absorber at  $z = 1.93$ , and the relation between damped Ly- $\alpha$  absorbers and Lyman-break galaxies”, *MNRAS*, vol. 305, pp. 849–858, 1999.
- GALLAZZI, A., BRINCHMANN, J., CHARLOT, S., & WHITE, S. D. M., “A census of metals and baryons in stars in the local Universe”, *MNRAS*, vol. 383, pp. 1439–1458, 2008.
- GARDNER, J. P., KATZ, N., HERNQUIST, L., & WEINBERG, D. H., “The Population of Damped Ly alpha and Lyman Limit Systems in the Cold Dark Matter Model”, *ApJ*, vol. 484, p. 31, 1997.
- GE, J. & BECHTOLD, J., “Molecular Hydrogen Absorption in the  $z = 1.97$  Damped Ly alpha Absorption System toward Quasi-stellar Object Q0013–004”, *ApJ*, vol. 477, p. L73, 1997.
- GE, J. & BECHTOLD, J., “H<sub>2</sub> and C I in Damped Ly alpha Quasar Absorbers at Intermediate and High Redshifts”, in *ASP Conf. Ser. 156 : Highly Redshifted Radio Lines*, eds. C. L. Carilli, S. J. E. Radford, K. M. Menten, & G. I. Langston, p. 121, 1999.
- GE, J., BECHTOLD, J., & KULKARNI, V. P., “H<sub>2</sub>, C I, Metallicity, and Dust Depletion in the  $z = 2.34$  Damped Ly $\alpha$  Absorption System toward QSO 1232+0815”, *ApJ*, vol. 547, pp. L1–L5, 2001.
- GEISLER, D., WALLERSTEIN, G., SMITH, V. V., & CASSETTI-DINESCU, D. I., “Chemical Abundances and Kinematics in Globular Clusters and Local Group Dwarf Galaxies and Their Implications for Formation Theories of the Galactic Halo”, *PASP*, vol. 119, pp. 939–961, 2007.
- GIAVALISCO, M., “Lyman-Break Galaxies”, *ARA&A*, vol. 40, pp. 579–641, 2002.
- GILLMON, K., SHULL, J. M., TUMLINSON, J., & DANFORTH, C., “A FUSE Survey of Interstellar Molecular Hydrogen toward High-Latitude AGNs”, *ApJ*, vol. 636, pp. 891–907, 2006.
- GLOVER, S., “The Formation Of The First Stars In The Universe”, *Space Science Reviews*, vol. 117, pp. 445–508, 2005.
- GOICOECHEA, J. R. & LE BOURLLOT, J., “The penetration of Far-UV radiation into molecular clouds”, *A&A*, vol. 467, pp. 1–14, 2007.
- GOODMAN, F. O., “Formation of hydrogen molecules on interstellar grain surfaces”, *ApJ*, vol. 226, pp. 87–94, 1978.
- GOULD, R. J. & SALPETER, E. E., “The Interstellar Abundance of the Hydrogen Molecule. I. Basic Processes.”, *ApJ*, vol. 138, p. 393, 1963.
- GREDEL, R., PINEAU DES FORÊTS, G., & FEDERMAN, S. R., “Interstellar CN toward CH<sup>+</sup>-forming regions”, *A&A*, vol. 389, pp. 993–1014, 2002.
- GREENSTEIN, J. L. & MATTHEWS, T. A., “Red-Shift of the Unusual Radio Source 3C48”, *Nature*, vol. 197, p. 1041, 1963.

- GREVESSE, N. & SAUVAL, A. J., “The composition of the solar photosphere”, *Adv. Space Res.*, vol. 30, p. 3, 2002.
- GRY, C., BOULANGER, F., NEHMÉ, C., PINEAU DES FORÊTS, G., HABART, E., & FALGARONE, E., “H<sub>2</sub> formation and excitation in the diffuse interstellar medium”, *A&A*, vol. 391, pp. 675–680, 2002.
- GUNN, J. E. & PETERSON, B. A., “On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space.”, *ApJ*, vol. 142, pp. 1633–1641, 1965.
- GUPTA, N., SRINANAND, R., PETITJEAN, P., KHARE, P., SAIKIA, D. J., & YORK, D. G., “Detecting Cold Gas at Intermediate Redshifts : Giant Metrewave Radio Telescope Survey Using Mg II Systems”, *ApJ*, vol. 654, pp. L111–L114, 2007.
- HAARDT, F. & MADAU, P., “Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background”, *ApJ*, vol. 461, p. 20, 1996.
- HABING, H. J., “The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å”, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, vol. 19, p. 421, 1968.
- HAEHNELT, M. G., STEINMETZ, M., & RAUCH, M., “Damped Ly alpha Absorber at High Redshift : Large Disks or Galactic Building Blocks?”, *ApJ*, vol. 495, p. 647, 1998.
- HAEHNELT, M. G., STEINMETZ, M., & RAUCH, M., “Damped Ly $\alpha$  Absorber and the Faint End of the Galaxy Luminosity Function at High Redshift”, *ApJ*, vol. 534, pp. 594–597, 2000.
- HAMANN, F., “Intrinsic AGN Absorption Lines”, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 1999.
- HARTMANN, J., “Investigations on the spectrum and orbit of delta Orionis.”, *ApJ*, vol. 19, pp. 268–286, 1904.
- HEILES, C. & TROLAND, T. H., “The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. IV. Statistics of Magnetic Field, Column Density, and Turbulence”, *ApJ*, vol. 624, pp. 773–793, 2005.
- HEINMÜLLER, J., PETITJEAN, P., LEDOUX, C., CAUCCI, S., & SRINANAND, R., “Kinematics and star formation activity in the  $z_{\text{abs}} = 2.03954$  damped Lyman- $\alpha$  system towards PKS 0458–020”, *A&A*, vol. 449, pp. 33–39, 2006.
- HENRY, R. B. C., EDMUNDS, M. G., & KÖPPEN, J., “On the Cosmic Origins of Carbon and Nitrogen”, *ApJ*, vol. 541, pp. 660–674, 2000.
- HINSHAW, G., WEILAND, J. L., HILL, R. S., ODEGARD, N., LARSON, D., BENNETT, C. L., DUNKLEY, J., GOLD, B., et al., “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Data Processing, Sky Maps, and Basic Results”, *ArXiv e-prints*, vol. 803, 2008.
- HIRASHITA, H. & FERRARA, A., “Molecular hydrogen in damped Ly $\alpha$  systems : clues to interstellar physics at high redshift”, *MNRAS*, vol. 356, pp. 1529–1541, 2005.

- HIRASHITA, H., FERRARA, A., WADA, K., & RICHTER, P., “Molecular hydrogen in damped Ly $\alpha$  systems : spatial distribution”, *MNRAS*, vol. 341, pp. L18–L22, 2003.
- HOLLENBACH, D. & SALPETER, E. E., “Surface Recombination of Hydrogen Molecules”, *ApJ*, vol. 163, p. 155, 1971.
- HOLLENBACH, D. J., WERNER, M. W., & SALPETER, E. E., “Molecular Hydrogen in H I Regions”, *ApJ*, vol. 163, p. 165, 1971.
- HOPKINS, A. M., RAO, S. M., & TURNSHEK, D. A., “The Star Formation History of Damped Ly $\alpha$  Absorbers”, *ApJ*, vol. 630, pp. 108–114, 2005.
- HOU, J. L., BOISSIER, S., & PRANTZOS, N., “Chemical evolution and depletion pattern in Damped Lyman alpha systems”, *A&A*, vol. 370, pp. 23–33, 2001.
- HOU, J. L., SHU, C. G., SHEN, S. Y., CHANG, R. X., CHEN, W. P., & FU, C. Q., “Metallicity and H I Column Density Properties of Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 624, pp. 561–570, 2005.
- HOWK, J. C., SEMBACH, K. R., ROTH, K. C., & KRUK, J. W., “Empirical Verification of the Fe II Oscillator Strengths in the FUSE Bandpass”, *ApJ*, vol. 544, pp. 867–880, 2000.
- HUBBLE, E., “A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae”, *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 15, pp. 168–173, 1929.
- IVANCHIK, A., PETITJEAN, P., VARSHALOVICH, D., ARACIL, B., SRINANAND, R., CHAND, H., LEDOUX, C., & BOISSÉ, P., “A new constraint on the time dependence of the proton-to-electron mass ratio. Analysis of the Q 0347-383 and Q 0405-443 spectra”, *A&A*, vol. 440, pp. 45–52, 2005.
- IVANOV, T. I., ROUDJANE, M., VIEITEZ, M. O., DE LANGE, C. A., TCHANG-BRILLET, W.-Ü. L., & UBACHS, W., “HD as a Probe for Detecting Mass Variation on a Cosmological Time Scale”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 093007, 2008.
- IZOTOV, Y. I. & THUAN, T. X., “Chemical enrichment by massive stars”, *New Astronomy Review*, vol. 44, pp. 329–334, 2000.
- JAKOBSSON, P., FYNBO, J. P. U., LEDOUX, C., VREESWIJK, P., KANN, D. A., HJORTH, J., PRIDDEY, R. S., TANVIR, N. R., et al., “H I column densities of  $z > 2$  Swift gamma-ray bursts”, *A&A*, vol. 460, pp. L13–L17, 2006.
- JENKINS, E. B., “The analysis of ensembles of moderately saturated interstellar lines”, *ApJ*, vol. 304, pp. 739–766, 1986.
- JENKINS, E. B. & OSTRIKER, J. P., “Lyman-alpha depression of the continuum from high-redshift quasars - A new technique applied in search of the Gunn-Peterson effect”, *ApJ*, vol. 376, pp. 33–42, 1991.
- JENKINS, E. B. & PEIMBERT, A., “Molecular Hydrogen in the Direction of zeta Orionis A”, *ApJ*, vol. 477, p. 265, 1997.

- JENKINS, E. B. & SHAYA, E. J., “A survey of interstellar C I - Insights on carbon abundances, UV grain albedos, and pressures in the interstellar medium”, *ApJ*, vol. 231, pp. 55–72, 1979.
- JENKINS, E. B. & TRIPP, T. M., “Measurements of the f-Values of the Resonance Transitions of Ni II at 1317.217 and 1370.132 Å”, *ApJ*, vol. 637, pp. 548–552, 2006.
- JENKINS, E. B., WOŹNIAK, P. R., SOFIA, U. J., SONNEBORN, G., & TRIPP, T. M., “The Properties of Molecular Hydrogen toward the Orion Belt Stars from Observations by the Interstellar Medium Absorption Profile Spectrograph”, *ApJ*, vol. 538, pp. 275–288, 2000.
- JIMENEZ, R., BOWEN, D. V., & MATTEUCCI, F., “On the Origin of Damped Ly $\alpha$  Systems : A Case for Low Surface Brightness Galaxies?”, *ApJ*, vol. 514, pp. L83–L86, 1999.
- JORGENSEN, R. A., WOLFE, A. M., PROCHASKA, J. X., LU, L., HOWK, J. C., COOKE, J., GAWISER, E., & GELINO, D. M., “The UCSD Radio-selected Quasar Survey for Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 646, pp. 730–741, 2006.
- JOULAIN, K., FALGARONE, E., DES FORETS, G. P., & FLOWER, D., “Non-equilibrium chemistry in the dissipative structures of interstellar turbulence”, *A&A*, vol. 340, pp. 241–256, 1998.
- JUNKKARINEN, V. T., COHEN, R. D., BEAVER, E. A., BURBIDGE, E. M., LYONS, R. W., & MADEJSKI, G., “Dust and Diffuse Interstellar Bands in the  $z_a = 0.524$  Absorption System toward AO 0235+164”, *ApJ*, vol. 614, pp. 658–670, 2004.
- JURA, M., “Chlorine-Bearing Molecules in Interstellar Clouds”, *ApJ*, vol. 190, p. L33, 1974a.
- JURA, M., “Formation and destruction rates of interstellar H<sub>2</sub>.”, *ApJ*, vol. 191, pp. 375–379, 1974b.
- JURA, M., “Interstellar clouds containing optically thick H<sub>2</sub>”, *ApJ*, vol. 197, pp. 581–586, 1975a.
- JURA, M., “Interstellar clouds containing optically thin H<sub>2</sub>”, *ApJ*, vol. 197, pp. 575–580, 1975b.
- JURA, M. & YORK, D. G., “Observations of interstellar chlorine and phosphorus”, *ApJ*, vol. 219, pp. 861–869, 1978.
- KANEKAR, N. & CHENGALUR, J. N., “A deep search for 21-cm absorption in high redshift damped Lyman-alpha systems”, *A&A*, vol. 399, pp. 857–868, 2003.
- KAPTEYN, J. C., “On the Absorption of Light in Space”, *ApJ*, vol. 29, p. 46, 1909.
- KAUFFMANN, G., “The age of elliptical galaxies and bulges in a merger model”, *MNRAS*, vol. 281, pp. 487–492, 1996.
- KENNICUTT, JR., R. C., “Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence”, *ARA&A*, vol. 36, pp. 189–232, 1998.
- KEREŠ, D., KATZ, N., WEINBERG, D. H., & DAVÉ, R., “How do galaxies get their gas?”, *MNRAS*, vol. 363, pp. 2–28, 2005.



- KHARE, P., KULKARNI, V. P., PÉROUX, C., YORK, D. G., LAUROESCH, J. T., & MEIRING, J. D., “The nature of damped Lyman  $\alpha$  and sub-damped Lyman  $\alpha$  absorbers”, *A&A*, vol. 464, pp. 487–493, 2007.
- KIM, T.-S., CARSWELL, R. F., CRISTIANI, S., D’ODORICO, S., & GIALLONGO, E., “The physical properties of the Ly $\alpha$  forest at  $z > 1.5$ ”, *MNRAS*, vol. 335, pp. 555–573, 2002.
- KING, J. A., WEBB, J. K., MURPHY, M. T., & CARSWELL, R. F., “Stringent null constraint on cosmological evolution of the proton-to-electron mass ratio”, *ArXiv e-prints*, vol. 807, 2008.
- KIRKMAN, D. & TYTLER, D., “Intrinsic Properties of the  $\langle z \rangle = 2.7$  Ly- $\alpha$  Forest from Keck Spectra of Quasar HS 1946+7658”, *ApJ*, vol. 484, p. 672, 1997.
- KIRKMAN, D., TYTLER, D., BURLES, S., LUBIN, D., & O’MEARA, J. M., “QSO 0130-4021 : A Third QSO Showing a Low Deuterium-to-Hydrogen Abundance Ratio”, *ApJ*, vol. 529, pp. 655–660, 2000.
- KIRKMAN, D., TYTLER, D., SUZUKI, N., O’MEARA, J. M., & LUBIN, D., “The Cosmological Baryon Density from the Deuterium-to-Hydrogen Ratio in QSO Absorption Systems : D/H toward Q1243+3047”, *ApJS*, vol. 149, pp. 1–28, 2003.
- KLYPIN, A., BORGANI, S., HOLTZMAN, J., & PRIMACK, J., “Damped lyman-alpha systems versus cold + hot dark matter”, *ApJ*, vol. 444, pp. 1–14, 1995.
- KOMATSU, E., DUNKLEY, J., NOLTA, M. R., BENNETT, C. L., GOLD, B., HINSHAW, G., JAROSIK, N., LARSON, D., et al., “Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation”, *ArXiv e-prints*, vol. 803, 2008.
- KULKARNI, V. P., FALL, S. M., LAUROESCH, J. T., YORK, D. G., WELTY, D. E., KHARE, P., & TRURAN, J. W., “Hubble Space Telescope Observations of Element Abundances in Low-Redshift Damped Ly $\alpha$  Galaxies and Implications for the Global Metallicity-Redshift Relation”, *ApJ*, vol. 618, pp. 68–90, 2005.
- KULKARNI, V. P., HILL, J. M., SCHNEIDER, G., WEYMANN, R. J., STORRIE-LOMBARDI, L. J., RIEKE, M. J., THOMPSON, R. I., & JANNUZI, B. T., “NICMOS Imaging of the Damped Ly $\alpha$  Absorber at  $z = 1.89$  toward LBQS 1210+1731 : Constraints on Size and Star Formation Rate”, *ApJ*, vol. 536, pp. 36–61, 2000.
- KULKARNI, V. P., HILL, J. M., SCHNEIDER, G., WEYMANN, R. J., STORRIE-LOMBARDI, L. J., RIEKE, M. J., THOMPSON, R. I., & JANNUZI, B. T., “A Search for the Damped Ly $\alpha$  Absorber at  $z = 1.86$  toward QSO 1244+3443 with NICMOS”, *ApJ*, vol. 551, pp. 37–47, 2001.
- LACOUR, S., ANDRÉ, M. K., SONNENTRUCKER, P., LE PETIT, F., WELTY, D. E., DESERT, J.-M., FERLET, R., ROUEFF, E., & YORK, D. G., “Deuterated molecular hydrogen in the Galactic ISM. New observations along seven translucent sightlines”, *A&A*, vol. 430, pp. 967–977, 2005a.
- LACOUR, S., ZISKIN, V., HÉBRARD, G., OLIVEIRA, C., ANDRÉ, M. K., FERLET, R., & VIDAL-MADJAR, A., “Velocity Dispersion of the High Rotational Levels of H $_2$ ”, *ApJ*, vol. 627, pp. 251–262, 2005b.

- LACY, J. H., KNACKE, R., GEBALLE, T. R., & TOKUNAGA, A. T., “Detection of absorption by H<sub>2</sub> in molecular clouds : A direct measurement of the H<sub>2</sub> :CO ratio”, *ApJ*, vol. 428, pp. L69–L72, 1994.
- LAH, P., CHENGALUR, J. N., BRIGGS, F. H., COLLESS, M., DE PROPRIIS, R., PRACY, M. B., DE BLOK, W. J. G., FUJITA, S. S., et al., “The HI content of star-forming galaxies at  $z = 0.24$ ”, *MNRAS*, vol. 376, pp. 1357–1366, 2007.
- LANZETTA, K. M., MCMAHON, R. G., WOLFE, A. M., TURNSHEK, D. A., HAZARD, C., & LU, L., “A new spectroscopic survey for damped Ly-alpha absorption lines from high-redshift galaxies”, *ApJS*, vol. 77, pp. 1–57, 1991.
- LANZETTA, K. M., WOLFE, A. M., & TURNSHEK, D. A., “The IUE Survey for Damped Lyman- alpha and Lyman-Limit Absorption Systems : Evolution of the Gaseous Content of the Universe”, *ApJ*, vol. 440, p. 435, 1995.
- LE BOURLLOT, J., “Ortho to para conversion of H<sub>2</sub> on interstellar grains”, *A&A*, vol. 360, pp. 656–662, 2000.
- LE BOURLLOT, J., PINEAU DES FORÊTS, G., & FLOWER, D. R., “The cooling of astrophysical media by H<sub>2</sub>”, *MNRAS*, vol. 305, pp. 802–810, 1999.
- LE BRUN, V., BERGERON, J., BOISSE, P., & DEHARVENG, J. M., “The nature of intermediate-redshift damped Ly $\alpha$  absorbers.”, *A&A*, vol. 321, pp. 733–748, 1997.
- LE BRUN, V., SMETTE, A., SURDEJ, J., & CLAESKENS, J.-F., “Lensing properties of 7 damped Lyalpha absorbing galaxy-QSO pairs”, *A&A*, vol. 363, pp. 837–842, 2000.
- LE PETIT, F., NEHMÉ, C., LE BOURLLOT, J., & ROUEFF, E., “A Model for Atomic and Molecular Interstellar Gas : The Meudon PDR Code”, *ApJS*, vol. 164, pp. 506–529, 2006.
- LE PETIT, F., ROUEFF, E., & HERBST, E., “H<sub>3</sub><sup>+</sup> and other species in the diffuse cloud towards  $\zeta$  Persei : A new detailed model”, *A&A*, vol. 417, pp. 993–1002, 2004.
- LE PETIT, F., ROUEFF, E., & LE BOURLLOT, J., “D/HD transition in Photon Dominated Regions (PDR)”, *A&A*, vol. 390, pp. 369–381, 2002.
- LEDOUX, C., *Quasar absorption line systems : kinematics, metallicity, cosmic evolution*. PhD thesis, Observatoire de Strasbourg (France), 1999.
- LEDOUX, C., PETITJEAN, P., BERGERON, J., WAMPLER, E. J., & SRINANAND, R., “On the kinematics of damped Lyman-alpha systems”, *A&A*, vol. 337, pp. 51–63, 1998.
- LEDOUX, C., PETITJEAN, P., FYNBO, J. P. U., MØLLER, P., & SRINANAND, R., “Velocity-metallicity correlation for high- $z$  DLA galaxies : evidence of a mass-metallicity relation?”, *A&A*, vol. 457, pp. 71–78, 2006a.
- LEDOUX, C., PETITJEAN, P., & SRINANAND, R., “The Very Large Telescope Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph survey for molecular hydrogen in high-redshift damped Lyman  $\alpha$  systems”, *MNRAS*, vol. 346, pp. 209–228, 2003.



- LEDOUX, C., PETITJEAN, P., & SRIANAND, R., “Molecular Hydrogen in a Damped Ly $\alpha$  System at  $z_{\text{abs}}=4.224$ ”, *ApJ*, vol. 640, pp. L25–L28, 2006b.
- LEDOUX, C., SRIANAND, R., & PETITJEAN, P., “Detection of molecular hydrogen in a near Solar-metallicity damped Lyman-alpha system at  $z_{\text{abs}} \sim 2$  toward Q 0551–366”, *A&A*, vol. 392, pp. 781–789, 2002.
- LEHNER, N., WAKKER, B. P., & SAVAGE, B. D., “C II Radiative Cooling of the Diffuse Gas in the Milky Way”, *ApJ*, vol. 615, pp. 767–793, 2004.
- LEVSHAKOV, S. A., CHAFFEE, F. H., FOLTZ, C. B., & BLACK, J. H., “Molecules at early epochs. VI - A search for the molecular hydrogen in the  $z = 3.391$  damped Lyman alpha system toward Q 0000–263”, *A&A*, vol. 262, pp. 385–394, 1992.
- LEVSHAKOV, S. A., DESSAUGES-ZAVADSKY, M., D’ODORICO, S., & MOLARO, P., “Molecular Hydrogen, Deuterium, and Metal Abundances in the Damped Ly $\alpha$  System at  $z_{\text{abs}}=3.025$  toward Q 0347–3819”, *ApJ*, vol. 565, pp. 696–719, 2002.
- LEVSHAKOV, S. A. & KEGEL, W. H., “New aspects of absorption line formation in intervening turbulent clouds - I. General principles”, *MNRAS*, vol. 288, pp. 787–801, 1997.
- LEVSHAKOV, S. A. & KEGEL, W. H., “The Gunn-Peterson effect and the Lyman alpha forest”, *MNRAS*, vol. 301, pp. 323–327, 1998.
- LEVSHAKOV, S. A., KEGEL, W. H., & MAZETS, I. E., “New aspects of absorption line formation in intervening turbulent clouds - II. Monte Carlo simulation of interstellar H+D Ly $\alpha$  absorption profiles”, *MNRAS*, vol. 288, pp. 802–816, 1997.
- LEVSHAKOV, S. A., KEGEL, W. H., & TAKAHARA, F., “New aspects of absorption-line formation in intervening turbulent clouds - III. The inverse problem in the study of H+D profiles”, *MNRAS*, vol. 302, pp. 707–713, 1999.
- LEVSHAKOV, S. A., MOLARO, P., CENTURIÓN, M., D’ODORICO, S., BONIFACIO, P., & VLADILO, G., “UVES observations of QSO 0000–2620 : molecular hydrogen abundance in the damped Ly $\alpha$  system at  $z_{\text{abs}} = 3.3901$ ”, *A&A*, vol. 361, pp. 803–810, 2000.
- LEVSHAKOV, S. A., MOLARO, P., CENTURIÓN, M., D’ODORICO, S., BONIFACIO, P., & VLADILO, G., “Molecular Hydrogen Abundance in the Dust-Free Damped Ly- $\alpha$  Galaxy at  $z = 3.4$ ”, in *Deep Fields*, eds. S. Cristiani, A. Renzini, & R. E. Williams, p. 334, 2001.
- LEVSHAKOV, S. A. & VARSHALOVICH, D. A., “Molecular hydrogen in the  $z = 2.811$  absorbing material toward the quasar PKS 0528–250”, *MNRAS*, vol. 212, pp. 517–521, 1985.
- LINSKY, J. L., DRAINE, B. T., MOOS, H. W., JENKINS, E. B., WOOD, B. E., OLIVEIRA, C., BLAIR, W. P., FRIEDMAN, S. D., et al., “What Is the Total Deuterium Abundance in the Local Galactic Disk?”, *ApJ*, vol. 647, pp. 1106–1124, 2006.
- LISZT, H. S., “Measuring interstellar gas-phase D/H ratios in the presence of H $_2$ ”, *A&A*, vol. 452, pp. 269–272, 2006.
- LOEB, A. & EISENSTEIN, D. J., “Probing Early Clustering with Ly $\alpha$  Absorption Lines beyond the Quasar Redshift”, *ApJ*, vol. 448, p. 17, 1995.

- LOWRANCE, J. L., MORTON, D. C., ZUCCHINO, P., OKE, J. B., & SCHMIDT, M., “The Spectrum of the Quasi-Stellar Object PHL 957”, *ApJ*, vol. 171, p. 233, 1972.
- LU, L., SARGENT, W. L. W., BARLOW, T. A., CHURCHILL, C. W., & VOGT, S. S., “Abundances at High Redshifts : The Chemical Enrichment History of Damped Ly alpha Galaxies”, *ApJS*, vol. 107, p. 475, 1996.
- LUNDGREN, B. F., WILHITE, B. C., BRUNNER, R. J., HALL, P. B., SCHNEIDER, D. P., YORK, D. G., VANDEN BERK, D. E., & BRINKMANN, J., “Broad Absorption Line Variability in Repeat Quasar Observations from the Sloan Digital Sky Survey”, *ApJ*, vol. 656, pp. 73–83, 2007.
- LYNDS, R., “The Absorption-Line Spectrum of 4c 05.34”, *ApJ*, vol. 164, pp. L73+, 1971.
- MANDY, M. E. & MARTIN, P. G., “Collisional excitation of H<sub>2</sub> molecules by H atoms”, *ApJS*, vol. 86, pp. 199–210, 1993.
- MANNUCCI, F., THOMPSON, D., BECKWITH, S. V. W., & WILLIGER, G. M., “Infrared Emission-Line Galaxies Associated with Dampened Ly alpha and Strong Metal Absorber Redshifts”, *ApJ*, vol. 501, p. L11, 1998.
- MATHER, J. C., FIXSEN, D. J., SHAFER, R. A., MOSIER, C., & WILKINSON, D. T., “Calibrator Design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS)”, *ApJ*, vol. 512, pp. 511–520, 1999.
- MATHIS, J. S., RUMPL, W., & NORDSIECK, K. H., “The size distribution of interstellar grains”, *ApJ*, vol. 217, pp. 425–433, 1977.
- MATTEUCCI, F., “Some considerations on the origin of nitrogen”, *MNRAS*, vol. 221, pp. 911–921, 1986.
- MATTEUCCI, F., MOLARO, P., & VLADILO, G., “Chemical evolution of damped Ly $\alpha$  systems.”, *A&A*, vol. 321, pp. 45–54, 1997.
- MATTHEWS, T. A. & SANDAGE, A. R., “Optical Identification of 3c 48, 3c 196, and 3c 286 with Stellar Objects.”, *ApJ*, vol. 138, p. 30, 1963.
- MÉNARD, B., NESTOR, D., TURNSHEK, D., QUIDER, A., RICHARDS, G., CHELOUCHE, D., & RAO, S., “Lensing, reddening and extinction effects of Mg II absorbers from  $z = 0.4$  to 2”, *MNRAS*, vol. 385, pp. 1053–1066, 2008.
- MISAWA, T., CHARLTON, J. C., ERACLEOUS, M., GANGULY, R., TYTLER, D., KIRKMAN, D., SUZUKI, N., & LUBIN, D., “A Census of Intrinsic Narrow Absorption Lines in the Spectra of Quasars at  $z = 2-4$ ”, *ApJS*, vol. 171, pp. 1–28, 2007.
- MOLARO, P., BONIFACIO, P., CENTURIÓN, M., D’ODORICO, S., VLADILO, G., SANTIN, P., & DI MARCANTONIO, P., “UVES Observations of QSO 0000–2620 : Oxygen and Zinc Abundances in the Damped Ly $\alpha$  Galaxy at  $z_{\text{abs}}=3.3901$ ”, *ApJ*, vol. 541, pp. 54–60, 2000.
- MOLARO, P., BONIFACIO, P., CENTURION, M., & VLADILO, G., “Low deuterium abundance in the  $z_{\text{abs}} = 3.514$  absorber towards APM 08279+5255”, *A&A*, vol. 349, pp. L13–L16, 1999.

- MOLARO, P., LEVSHAKOV, S. A., DESSAUGES-ZAVADSKY, M., & D'ODORICO, S., "The cosmic microwave background radiation temperature at  $z_{\text{abs}} = 3.025$  toward QSO 0347–3819", *A&A*, vol. 381, pp. L64–L67, 2002.
- MOLARO, P., LEVSHAKOV, S. A., D'ODORICO, S., BONIFACIO, P., & CENTURIÓN, M., "UVES Observations of QSO 0000–2620 : Argon and Phosphorus Abundances in the Dust-free Damped Ly $\alpha$  System at  $z_{\text{abs}} = 3.3901$ ", *ApJ*, vol. 549, pp. 90–99, 2001.
- MOLARO, P., MURPHY, M. T., & LEVSHAKOV, S. A., "Exploring variations in the fundamental constants with ELTs : the CODEX spectrograph on OWL", in *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes*, eds. P. Whitelock, M. Dennefeld, & B. Leibundgut, Vol. 232 of *IAU Symposium*, pp. 198–203, 2006.
- MØLLER, P., FYNBO, J. P. U., & FALL, S. M., "Detection of Lyman- $\alpha$  emission from a DLA galaxy : Possible implications for a luminosity-metallicity relation at  $z = 2-3$ ", *A&A*, vol. 422, pp. L33–L37, 2004.
- MOLLER, P. & WARREN, S. J., "Emission from a damped Ly-alpha absorber at  $z = 2.81$ ", *A&A*, vol. 270, pp. 43–52, 1993.
- MOLLER, P. & WARREN, S. J., "HST images of a galaxy group at  $z=2.81$ , and the sizes of damped Lyalpha galaxies", *MNRAS*, vol. 299, pp. 661–671, 1998.
- MØLLER, P., WARREN, S. J., FALL, S. M., FYNBO, J. U., & JAKOBSEN, P., "Are High-Redshift Damped Ly $\alpha$  Galaxies Lyman Break Galaxies?", *ApJ*, vol. 574, pp. 51–58, 2002.
- MOOS, H. W., CASH, W. C., COWIE, L. L., DAVIDSEN, A. F., DUPREE, A. K., FELDMAN, P. D., FRIEDMAN, S. D., GREEN, J. C., et al., "Overview of the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Mission", *ApJ*, vol. 538, pp. L1–L6, 2000.
- MOOS, H. W., SEMBACH, K. R., VIDAL-MADJAR, A., YORK, D. G., FRIEDMAN, S. D., HÉBRARD, G., KRUK, J. W., LEHNER, N., et al., "Abundances of Deuterium, Nitrogen, and Oxygen in the Local Interstellar Medium : Overview of First Results from the FUSE Mission", *ApJS*, vol. 140, pp. 3–17, 2002.
- MORTON, D. C., "Atomic data for resonance absorption lines. I - Wavelengths longward of the Lyman limit", *ApJS*, vol. 77, pp. 119–202, 1991.
- MORTON, D. C., "Atomic Data for Resonance Absorption Lines. III. Wavelengths Longward of the Lyman Limit for the Elements Hydrogen to Gallium", *ApJS*, vol. 149, pp. 205–238, 2003.
- MURPHY, M. T., CURRAN, S. J., WEBB, J. K., MÉNAGER, H., & ZYCH, B. J., "The connection between metallicity and metal-line kinematics in (sub-)damped Ly $\alpha$  systems", *MNRAS*, vol. 376, pp. 673–681, 2007.
- MURPHY, M. T. & LISKE, J., "Dust-reddening and gravitational lensing of SDSS QSOs due to foreground damped Lyman  $\alpha$  systems", *MNRAS*, vol. 354, pp. L31–L36, 2004.
- NAGAMINE, K., SPRINGEL, V., & HERNQUIST, L., "Abundance of damped Lyman  $\alpha$  absorbers in cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations", *MNRAS*, vol. 348, pp. 421–434, 2004.

- NILSSON, K. K., FYNBO, J. P. U., MØLLER, P., SOMMER-LARSEN, J., & LEDOUX, C., “A Lyman- $\alpha$  blob in the GOODS South field : evidence for cold accretion onto a dark matter halo”, *A&A*, vol. 452, pp. L23–L26, 2006.
- NISSEN, P. E., CHEN, Y. Q., ASPLUND, M., & PETTINI, M., “Sulphur and zinc abundances in Galactic stars and damped Ly $\alpha$  systems”, *A&A*, vol. 415, pp. 993–1007, 2004.
- NOTERDAEME, P., LEDOUX, C., PETITJEAN, P., LE PETIT, F., SRINANAND, R., & SMETTE, A., “Excitation mechanisms in newly discovered H<sub>2</sub>-bearing damped Lyman- $\alpha$  clouds : systems with low molecular fractions”, *A&A*, vol. 474, pp. 393–407, 2007a.
- NOTERDAEME, P., LEDOUX, C., PETITJEAN, P., & SRINANAND, R., “Molecular hydrogen in high-redshift damped Lyman- $\alpha$  systems : the VLT/UVES database”, *A&A*, vol. 481, pp. 327–336, 2008a.
- NOTERDAEME, P., PETITJEAN, P., LEDOUX, C., & SRINANAND, R., “High metallicity and molecular hydrogen in Damped Lyman-alpha systems”, in *SF2A-2006 : Semaine de l’Astrophysique Francaise*, eds. D. Barret, F. Casoli, G. Lagache, A. Lecavelier, & L. Pagani, p. 291, 2006.
- NOTERDAEME, P., PETITJEAN, P., LEDOUX, C., SRINANAND, R., & IVANCHIK, A., “HD molecules at high redshift. A low astration factor of deuterium in a solar-metallicity DLA system at  $z = 2.418$ ”, *A&A*, vol. 491, pp. 397–400, 2008b.
- NOTERDAEME, P., PETITJEAN, P., SRINANAND, R., LEDOUX, C., & LE PETIT, F., “Physical conditions in the neutral interstellar medium at  $z = 2.43$  toward Q 2348–011”, *A&A*, vol. 469, pp. 425–436, 2007b.
- OEMLER, JR., A. & LYND, C. R., “The absorption spectrum of 4C 25.05”, *ApJ*, vol. 199, pp. 558–564, 1975.
- O’MEARA, J. M., BURLES, S., PROCHASKA, J. X., PROCHTER, G. E., BERNSTEIN, R. A., & BURGESS, K. M., “The Deuterium-to-Hydrogen Abundance Ratio toward the QSO SDSS J155810.16-003120.0”, *ApJ*, vol. 649, pp. L61–L65, 2006.
- O’MEARA, J. M., TYTLER, D., KIRKMAN, D., SUZUKI, N., PROCHASKA, J. X., LUBIN, D., & WOLFE, A. M., “The Deuterium to Hydrogen Abundance Ratio toward a Fourth QSO : HS 0105+1619”, *ApJ*, vol. 552, pp. 718–730, 2001.
- OMONT, A., “Molecules in galaxies”, *Reports of Progress in Physics*, vol. 70, pp. 1099–1176, 2007.
- OSTRIKER, J. P. & HEISLER, J., “Are cosmologically distant objects obscured by dust ? - A test using quasars”, *ApJ*, vol. 278, pp. 1–10, 1984.
- PEI, Y. C., FALL, S. M., & BECHTOLD, J., “Confirmation of dust in damped Lyman-alpha systems”, *ApJ*, vol. 378, pp. 6–16, 1991.
- PENTON, S. V., STOCKE, J. T., & SHULL, J. M., “The Local Ly $\alpha$  Forest. III. Relationship between Ly $\alpha$  Absorbers and Galaxies, Voids, and Superclusters”, *ApJ*, vol. 565, pp. 720–742, 2002.

- PERCIVAL, W. J., COLE, S., EISENSTEIN, D. J., NICHOL, R. C., PEACOCK, J. A., POPE, A. C., & SZALAY, A. S., “Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the Sloan Digital Sky Survey and 2dF Galaxy Redshift Survey”, *MNRAS*, vol. 381, pp. 1053–1066, 2007.
- PEROUX, C., *Properties of Lyman-alpha Absorbers at High-Redshift*. PhD thesis, Institute of Astronomy, University of Cambridge, UK, 2001.
- PÉROUX, C., DEHARVENG, J.-M., LE BRUN, V., & CRISTIANI, S., “Classical and MgII-selected damped Lyman  $\alpha$  absorbers : impact on  $\Omega_{HI}$  at  $z < 1.7$ ”, *MNRAS*, vol. 352, pp. 1291–1301, 2004.
- PÉROUX, C., DESSAUGES-ZAVADSKY, M., D’ODORICO, S., KIM, T.-S., & MCMAHON, R. G., “A homogeneous sample of sub-damped Lyman systems - IV. Global metallicity evolution”, *MNRAS*, vol. 382, pp. 177–193, 2007.
- PÉROUX, C., MCMAHON, R. G., STORRIE-LOMBARDI, L. J., & IRWIN, M. J., “The evolution of  $\Omega_{HI}$  and the epoch of formation of damped Lyman  $\alpha$  absorbers”, *MNRAS*, vol. 346, pp. 1103–1115, 2003.
- PÉROUX, C., STORRIE-LOMBARDI, L. J., MCMAHON, R. G., IRWIN, M., & HOOK, I. M., “Absorption Systems in the Spectra of 66  $z > 4$  Quasars”, *AJ*, vol. 121, pp. 1799–1820, 2001.
- PETITJEAN, P., BERGERON, J., & PUGET, J. L., “Truncated photoionized autogravitating clouds at high redshift”, *A&A*, vol. 265, pp. 375–395, 1992.
- PETITJEAN, P., LEDOUX, C., **NOTERDAEME, P.**, & SRIANAND, R., “Metallicity as a criterion to select  $H_2$  bearing Damped Lyman-alpha systems”, *A&A*, vol. 456, pp. L9–L12, 2006.
- PETITJEAN, P., LEDOUX, C., & SRIANAND, R., “The nitrogen and oxygen abundances in the neutral gas at high redshift”, *A&A*, vol. 480, pp. 349–357, 2008a.
- PETITJEAN, P., LEDOUX, C., SRIANAND, R., **NOTERDAEME, P.**, & IVANCHIK, A., “Molecular Hydrogen at High Redshift and the Variation with Time of the Electron-to-proton Mass Ratio,  $\mu = m_e/m_p$ ”, in *Precision Spectroscopy in Astrophysics*, eds. N. C. Santos, L. Pasquini, A. C. M. Correia, & M. Romaniello, pp. 73–76, 2008b.
- PETITJEAN, P., MUEKET, J. P., & KATES, R. E., “The Ly $\alpha$  forest at low redshift : Tracing the dark matter filaments”, *A&A*, vol. 295, pp. L9–L12, 1995.
- PETITJEAN, P., SRIANAND, R., & LEDOUX, C., “Molecular hydrogen and the nature of damped Lyman-alpha systems”, *A&A*, vol. 364, pp. L26–L30, 2000.
- PETITJEAN, P., SRIANAND, R., & LEDOUX, C., “Molecular hydrogen at  $z_{\text{abs}} = 1.973$  toward Q0013–004 : dust depletion pattern in damped Lyman  $\alpha$  systems”, *MNRAS*, vol. 332, pp. 383–391, 2002.
- PETITJEAN, P., WEBB, J. K., RAUCH, M., CARSWELL, R. F., & LANZETTA, K., “Evidence for structure in the H I column density distribution of QSO absorbers”, *MNRAS*, vol. 262, pp. 499–505, 1993.

- PETTINI, M., “Element abundances through the cosmic ages”, in *Cosmochemistry. The melting pot of the elements*, eds. C. Esteban, R. García López, A. Herrero, & F. Sánchez, pp. 257–298, 2004.
- PETTINI, M., BOKSENBURG, A., & HUNSTEAD, R. W., “Metal enrichment, dust, and star formation in galaxies at high redshifts. I - The  $z = 2.3091$  absorber toward PHL 957”, *ApJ*, vol. 348, pp. 48–56, 1990.
- PETTINI, M. & BOWEN, D. V., “A New Measurement of the Primordial Abundance of Deuterium : Toward Convergence with the Baryon Density from the Cosmic Microwave Background?”, *ApJ*, vol. 560, pp. 41–48, 2001.
- PETTINI, M., ELLISON, S. L., STEIDEL, C. C., & BOWEN, D. V., “Metal Abundances at  $z < 1.5$  : Fresh Clues to the Chemical Enrichment History of Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 510, pp. 576–589, 1999.
- PETTINI, M., SMITH, L. J., HUNSTEAD, R. W., & KING, D. L., “Metal enrichment, dust, and star formation in galaxies at high redshifts. 3 : Zn and CR abundances for 17 damped Lyman-alpha systems”, *ApJ*, vol. 426, pp. 79–96, 1994.
- PETTINI, M., SMITH, L. J., KING, D. L., & HUNSTEAD, R. W., “The Metallicity of High-Redshift Galaxies : The Abundance of Zinc in 34 Damped Ly alpha Systems from  $z = 0.7$  to 3.4”, *ApJ*, vol. 486, p. 665, 1997.
- PETTINI, M., ZYCH, B. J., MURPHY, M. T., LEWIS, A., & STEIDEL, C. C., “Deuterium Abundance in the Most Metal-Poor Damped Lyman alpha System : Converging on  $\Omega_{\text{baryons}}$ ”, *ArXiv e-prints*, vol. 805, 2008a.
- PETTINI, M., ZYCH, B. J., STEIDEL, C. C., & CHAFFEE, F. H., “C, N, O abundances in the most metal-poor damped Lyman alpha systems”, *MNRAS*, vol. 385, pp. 2011–2024, 2008b.
- PICHON, C., VERGELY, J. L., ROLLINDE, E., COLOMBI, S., & PETITJEAN, P., “Inversion of the Lyman  $\alpha$  forest : three-dimensional investigation of the intergalactic medium”, *MNRAS*, vol. 326, pp. 597–620, 2001.
- PIERLEONI, M., BRANCHINI, E., & VIEL, M., “The relation between Lyman  $\alpha$  absorbers and gas-rich galaxies in the local Universe”, *MNRAS*, vol. 388, pp. 282–292, 2008.
- PONTZEN, A., GOVERNATO, F., PETTINI, M., BOOTH, C. M., STINSON, G., WADSLEY, J., BROOKS, A., QUINN, T., & HAEHNELT, M., “Damped Lyman Alpha Systems in Galaxy Formation Simulations”, *ArXiv e-prints*, vol. 804, 2008.
- POTTASCH, S. R., WESSELIUS, P. R., & VAN DUINEN, R. J., “Determination of cooling rates in the interstellar medium”, *A&A*, vol. 74, pp. L15–L17, 1979.
- PRANTZOS, N. & BOISSIER, S., “Metallicity in damped Lyman- $\alpha$  systems : evolution or bias?”, *MNRAS*, vol. 315, pp. 82–88, 2000.
- PROCHASKA, J. X., “The Physical Nature of the Lyman-Limit Systems”, *ApJ*, vol. 511, pp. L71–L74, 1999.



- PROCHASKA, J. X., CHEN, H.-W., WOLFE, A. M., DESSAUGES-ZAVADSKY, M., & BLOOM, J. S., “On the Nature of Velocity Fields in High- $z$  Galaxies”, *ApJ*, vol. 672, pp. 59–71, 2008.
- PROCHASKA, J. X., GAWISER, E., WOLFE, A. M., CASTRO, S., & DJORGOVSKI, S. G., “The Age-Metallicity Relation of the Universe in Neutral Gas : The First 100 Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 595, pp. L9–L12, 2003a.
- PROCHASKA, J. X., GAWISER, E., WOLFE, A. M., COOKE, J., & GELINO, D., “The ESI/Keck II Damped Ly $\alpha$  Abundance Database”, *ApJS*, vol. 147, pp. 227–264, 2003b.
- PROCHASKA, J. X. & HERBERT-FORT, S., “The Sloan Digital Sky Survey Damped Ly $\alpha$  Survey : Data Release 1”, *PASP*, vol. 116, pp. 622–633, 2004.
- PROCHASKA, J. X., HERBERT-FORT, S., & WOLFE, A. M., “The SDSS Damped Ly $\alpha$  Survey : Data Release 3”, *ApJ*, vol. 635, pp. 123–142, 2005a.
- PROCHASKA, J. X., TRIPP, T. M., & HOWK, J. C., “Evidence of Correlated Titanium and Deuterium Depletion in the Galactic Interstellar Medium”, *ApJ*, vol. 620, pp. L39–L42, 2005b.
- PROCHASKA, J. X. & WOLFE, A. M., “On the Kinematics of the Damped Lyman- $\alpha$  Protogalaxies”, *ApJ*, vol. 487, p. 73, 1997.
- PROCHASKA, J. X. & WOLFE, A. M., “Are Simulations of Cold Dark Matter Consistent with Galactic-Scale Observations at High Redshift?”, *ApJ*, vol. 560, pp. L33–L36, 2001.
- PROCHASKA, J. X. & WOLFE, A. M., “The UCSD HIRES/Keck I Damped Ly $\alpha$  Abundance Database. II. The Implications”, *ApJ*, vol. 566, pp. 68–92, 2002.
- PROCHASKA, J. X., WOLFE, A. M., HOWK, J. C., GAWISER, E., BURLES, S. M., & COOKE, J., “The UCSD/Keck Damped Ly $\alpha$  Abundance Database : A Decade of High-Resolution Spectroscopy”, *ApJS*, vol. 171, pp. 29–60, 2007.
- PRODANOVIĆ, T. & FIELDS, B. D., “FUSE deuterium observations : a strong case for galactic infall”, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, vol. 9, p. 3, 2008.
- RACHFORD, B. L., SNOW, T. P., TUMLINSON, J., SHULL, J. M., BLAIR, W. P., FERLET, R., FRIEDMAN, S. D., GRY, C., et al., “A Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Survey of Interstellar Molecular Hydrogen in Translucent Clouds”, *ApJ*, vol. 577, pp. 221–244, 2002.
- RAICH, J. C. & GOOD, JR., R. H., “Ortho-Para Transition in Molecular Hydrogen.”, *ApJ*, vol. 139, p. 1004, 1964.
- RAO, S. M., *The evolution of gas in galaxies*. PhD thesis, Pittsburgh Univ., 1994.
- RAO, S. M., NESTOR, D. B., TURNSHEK, D. A., LANE, W. M., MONIER, E. M., & BERGERON, J., “Low-Redshift Damped Ly $\alpha$  Galaxies toward the Quasars B2 0827+243, PKS 0952+179, PKS 1127-145, and PKS 1629+120”, *ApJ*, vol. 595, pp. 94–108, 2003.
- RAO, S. M., PROCHASKA, J. X., HOWK, J. C., & WOLFE, A. M., “Elemental Abundances in Two High Column Density Damped Ly $\alpha$  Systems at  $z < 1.5$ ”, *AJ*, vol. 129, pp. 9–19, 2005.

- RAO, S. M. & TURNSHEK, D. A., “Discovery of Damped Ly $\alpha$  Systems at Redshifts Less than 1.65 and Results on Their Incidence and Cosmological Mass Density”, *ApJS*, vol. 130, pp. 1–35, 2000.
- RAO, S. M., TURNSHEK, D. A., & BRIGGS, F. H., “The Incidence of Damped Ly- $\alpha$  Systems in the Redshift Interval  $0 < z < 4$ ”, *ApJ*, vol. 449, p. 488, 1995.
- RAO, S. M., TURNSHEK, D. A., & NESTOR, D. B., “Damped Ly $\alpha$  Systems at  $z < 1.65$  : The Expanded Sloan Digital Sky Survey Hubble Space Telescope Sample”, *ApJ*, vol. 636, pp. 610–630, 2006.
- RAUCH, M., “The Lyman Alpha Forest in the Spectra of QSOs”, *ARA&A*, vol. 36, pp. 267–316, 1998.
- RAUCH, M., HAEHNELT, M., BUNKER, A., BECKER, G., MARLEAU, F., GRAHAM, J., CRISTIANI, S., JARVIS, M. J., et al., “A Population of Faint Extended Line Emitters and the Host Galaxies of Optically Thick QSO Absorption Systems”, *ArXiv e-prints*, vol. 711, 2007.
- RAUCH, M., MIRALDA-ESCUDE, J., SARGENT, W. L. W., BARLOW, T. A., WEINBERG, D. H., HERNQUIST, L., KATZ, N., CEN, R., & OSTRIKER, J. P., “The Opacity of the Ly alpha Forest and Implications for Omega B and the Ionizing Background”, *ApJ*, vol. 489, p. 7, 1997.
- RAZOUMOV, A. O., NORMAN, M. L., PROCHASKA, J. X., SOMMER-LARSEN, J., WOLFE, A. M., & YANG, Y.-J., “Can gravitational infall energy lead to the observed velocity dispersion in DLAs?”, *ArXiv e-prints*, vol. 710, 2007.
- REIMERS, D., BAADE, R., QUAST, R., & LEVSHAKOV, S. A., “Detection of molecular hydrogen at  $z = 1.15$  toward HE 0515–4414”, *A&A*, vol. 410, pp. 785–793, 2003.
- REINHOLD, E., BUNING, R., HOLLENSTEIN, U., IVANCHIK, A., PETITJEAN, P., & UBACHS, W., “Indication of a Cosmological Variation of the Proton-Electron Mass Ratio Based on Laboratory Measurement and Reanalysis of H<sub>2</sub> Spectra”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 151101, 2006.
- RICHARDS, G. T., “Intrinsic Absorption in Radio-Selected Quasars”, *ApJS*, vol. 133, pp. 53–75, 2001.
- RICHTER, P., “ORFEUS II echelle spectra : H<sub>2</sub> measurements in the Magellanic Clouds”, *A&A*, vol. 359, pp. 1111–1116, 2000.
- RICHTER, P., DE BOER, K. S., BOMANS, D. J., CHIN, Y.-N., HEITHAUSEN, A., & KOORNNEEF, J., “ORFEUS II echelle spectra : On the H<sub>2</sub>/CO ratio in LMC gas towards LH 10”, *A&A*, vol. 351, pp. 323–329, 1999a.
- RICHTER, P., DE BOER, K. S., WIDMANN, H., KAPPELMANN, N., GRINGEL, W., GREWING, M., & BARNSTEDT, J., “Discovery of molecular hydrogen in a high-velocity cloud of the Galactic halo”, *Nature*, vol. 402, pp. 386–387, 1999b.
- RICHTER, P., WAKKER, B. P., SAVAGE, B. D., & SEMBACH, K. R., “A Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Survey of Molecular Hydrogen in Intermediate-Velocity Clouds in the Milky Way Halo”, *ApJ*, vol. 586, pp. 230–248, 2003.



- RICHTER, P., WIDMANN, H., DE BOER, K. S., APPENZELLER, I., BARNSTEDT, J., GOLZ, M., GREWING, M., GRINGEL, W., et al., “ORFEUS II echelle spectra : Detection of H<sub>2</sub> absorption in SMC gas”, *A&A*, vol. 338, pp. L9–L12, 1998.
- RIESS, A. G., STROLGER, L.-G., CASERTANO, S., FERGUSON, H. C., MOBASHER, B., GOLD, B., CHALLIS, P. J., FILIPPENKO, A. V., et al., “New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at  $z \geq 1$  : Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy”, *ApJ*, vol. 659, pp. 98–121, 2007.
- RODRÍGUEZ, E., PETITJEAN, P., ARACIL, B., LEDOUX, C., & SRINANAND, R., “Relative abundance pattern along the profile of high redshift Damped Lyman- $\alpha$  systems”, *A&A*, vol. 446, pp. 791–804, 2006.
- ROLLINDE, E., PETITJEAN, P., & PICHON, C., “Physical properties and small-scale structure of the Lyman-alpha forest : Inversion of the HE 1122-1628 UVES spectrum”, *A&A*, vol. 376, pp. 28–42, 2001.
- ROMANO, D., TOSI, M., CHIAPPINI, C., & MATTEUCCI, F., “Deuterium astration in the local disc and beyond”, *MNRAS*, vol. 369, pp. 295–304, 2006.
- ROY, N., CHENGALUR, J. N., & SRINANAND, R., “A multiwavelength investigation of the temperature of the cold neutral medium”, *MNRAS*, vol. 365, pp. L1–L5, 2006.
- RUGERS, M. & HOGAN, C. J., “Confirmation of High Deuterium Abundance in Quasar Absorbers”, *ApJ*, vol. 459, pp. L1+, 1996a.
- RUGERS, M. & HOGAN, C. J., “High Deuterium Abundance in a New Quasar Absorber”, *AJ*, vol. 111, p. 2135, 1996b.
- SARGENT, W. L. W., BOKSENBERG, A., & STEIDEL, C. C., “C IV absorption in a new sample of 55 QSOs - Evolution and clustering of the heavy-element absorption redshifts”, *ApJS*, vol. 68, pp. 539–641, 1988.
- SARGENT, W. L. W., STEIDEL, C. C., & BOKSENBERG, A., “A survey of Lyman-limit absorption in the spectra of 59 high-redshift QSOs”, *ApJS*, vol. 69, pp. 703–761, 1989.
- SARGENT, W. L. W., YOUNG, P. J., BOKSENBERG, A., & TYTLER, D., “The distribution of Lyman-alpha absorption lines in the spectra of six QSOs - Evidence for an intergalactic origin”, *ApJS*, vol. 42, pp. 41–81, 1980.
- SASLAW, W. C. & ZIPOY, D., “Molecular Hydrogen in Pre-galactic Gas Clouds”, *Nature*, vol. 216, p. 976, 1967.
- SAVAGE, B. D., BOHLIN, R. C., DRAKE, J. F., & BUDICH, W., “A survey of interstellar molecular hydrogen. I”, *ApJ*, vol. 216, pp. 291–307, 1977.
- SAVAGE, B. D., LEHNER, N., FOX, A., WAKKER, B., & SEMBACH, K., “The Abundance of Deuterium in the Warm Neutral Medium of the Lower Galactic Halo”, *ApJ*, vol. 659, pp. 1222–1240, 2007.
- SAVAGE, B. D. & SEMBACH, K. R., “Interstellar Gas-Phase Abundances and Physical Conditions toward Two Distant High-Latitude Halo Stars”, *ApJ*, vol. 470, p. 893, 1996.

- SCHAYE, J., “A Physical Upper Limit on the H I Column Density of Gas Clouds”, *ApJ*, vol. 562, pp. L95–L98, 2001.
- SCHAYE, J., AGUIRRE, A., KIM, T.-S., THEUNS, T., RAUCH, M., & SARGENT, W. L. W., “Metallicity of the Intergalactic Medium Using Pixel Statistics. II. The Distribution of Metals as Traced by C IV”, *ApJ*, vol. 596, pp. 768–796, 2003.
- SCHMIDT, M., “3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift”, *Nature*, vol. 197, p. 1040, 1963.
- SEMBACH, K. R. & SAVAGE, B. D., “The Gas and Dust Abundances of Diffuse Halo Clouds in the Milky Way”, *ApJ*, vol. 457, p. 211, 1996.
- SHAW, G., FERLAND, G. J., ABEL, N. P., STANCIL, P. C., & VAN HOOF, P. A. M., “Molecular Hydrogen in Star-forming Regions : Implementation of its Microphysics in CLOUDY”, *ApJ*, vol. 624, pp. 794–807, 2005.
- SHEFFER, Y., ROGERS, M., FEDERMAN, S. R., ABEL, N. P., GREDEL, R., LAMBERT, D. L., & SHAW, G., “Ultraviolet Survey of CO and H<sub>2</sub> in Diffuse Molecular Clouds : The Reflection of Two Photochemistry Regimes in Abundance Relationships”, *ArXiv e-prints*, vol. 807, 2008.
- SHELKOVNIKOV, A., BUTCHER, R. J., CHARDONNET, C., & AMY-KLEIN, A., “Stability of the proton-to-electron mass ratio”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 150801, 2008.
- SHETRONE, M., VENN, K. A., TOLSTOY, E., PRIMAS, F., HILL, V., & KAUFER, A., “VLT/UVES Abundances in Four Nearby Dwarf Spheroidal Galaxies. I. Nucleosynthesis and Abundance Ratios”, *AJ*, vol. 125, pp. 684–706, 2003.
- SHULL, J. M. & BECKWITH, S., “Interstellar molecular hydrogen”, *ARA&A*, vol. 20, pp. 163–190, 1982.
- SHULL, J. M., TUMLINSON, J., JENKINS, E. B., MOOS, H. W., RACHFORD, B. L., SAVAGE, B. D., SEMBACH, K. R., SNOW, T. P., et al., “Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations of Diffuse Interstellar Molecular Hydrogen”, *ApJ*, vol. 538, pp. L73–L76, 2000.
- SILVA, A. I. & VIEGAS, S. M., “PopRatio : a program to calculate atomic level populations in astrophysical plasmas”, *Computer Physics Communications*, vol. 136, pp. 319–333, 2001.
- SMETTE, A., CLAESKENS, J.-F., & SURDEJ, J., “Gravitational lensing by damped Ly-alpha absorbers”, *New Astronomy*, vol. 2, pp. 53–76, 1997.
- SMETTE, A., HEAP, S. R., WILLIGER, G. M., TRIPP, T. M., JENKINS, E. B., & SONGAILA, A., “Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging System Observations of the He II Gunn-Peterson Effect toward HE 2347-4342”, *ApJ*, vol. 564, pp. 542–558, 2002.
- SMETTE, A., WISOTZKI, L., LEDOUX, C., GARCET, O., LOPEZ, S., & REIMERS, D., “Evidence for a magnitude-dependent bias in the Hamburg/ESO survey for damped Lyman- $\alpha$  systems”, in *IAU Colloq. 199 : Probing Galaxies through Quasar Absorption Lines*, eds. P. Williams, C.-G. Shu, & B. Menard, pp. 475–477, 2005.

- SMITH, H. E., MARGON, B., & JURA, M., “On the abundances in the  $z = 2.81$  absorbing material toward the quasi-stellar object PKS 0528-250”, *ApJ*, vol. 228, pp. 369–374, 1979.
- SNOW, T. P. & MCCALL, B. J., “Diffuse Atomic and Molecular Clouds”, *ARA&A*, vol. 44, pp. 367–414, 2006.
- SNOW, T. P., RACHFORD, B. L., & FIGOSKI, L., “Gas-Phase Iron Abundances and Depletions in Translucent Interstellar Lines of Sight from Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations of Fe II Lines”, *ApJ*, vol. 573, pp. 662–669, 2002.
- SNOW, T. P., RACHFORD, B. L., TUMLINSON, J., SHULL, J. M., WELTY, D. E., BLAIR, W. P., FERLET, R., FRIEDMAN, S. D., et al., “Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Observations of Molecular Hydrogen in Translucent Interstellar Clouds : The Line of Sight toward HD 73882”, *ApJ*, vol. 538, pp. L65–L68, 2000.
- SNOW, T. P., ROSS, T. L., DESTREE, J. D., DROSBACK, M. M., JENSEN, A. G., RACHFORD, B. L., SONNENTRUCKER, P., & FERLET, R., “A New FUSE Survey of Interstellar HD”, *ArXiv e-prints*, vol. 808, 2008.
- SOLOMON, P. M., “Interstellar Molecular Hydrogen”, in *Ultraviolet Stellar Spectra and Related Ground-Based Observations*, eds. L. Houziaux & H. E. Butler, Vol. 36 of *IAU Symposium*, p. 320, 1970.
- SOMERVILLE, R. S., PRIMACK, J. R., & FABER, S. M., “The nature of high-redshift galaxies”, *MNRAS*, vol. 320, pp. 504–528, 2001.
- SONGAILA, A., COWIE, L. L., HOGAN, C. J., & RUGERS, M., “Deuterium Abundance and Background Radiation Temperature in High Redshift Primordial Clouds”, *Nature*, vol. 368, p. 599, 1994.
- SONGAILA, A., HU, E. M., COWIE, L. L., & MCMAHON, R. G., “Limits on the Gunn-Peterson Effect at  $Z = 5$ ”, *ApJ*, vol. 525, pp. L5–L8, 1999.
- SONNENTRUCKER, P., FRIEDMAN, S. D., WELTY, D. E., YORK, D. G., & SNOW, T. P., “Abundances and Physical Conditions in the Interstellar Gas toward HD 192639”, *ApJ*, vol. 576, pp. 241–254, 2002.
- SONNENTRUCKER, P., FRIEDMAN, S. D., & YORK, D. G., “Chlorine in the Galactic Interstellar Medium : Revised f-Values with the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer and the Space Telescope Imaging Spectrograph”, *ApJ*, vol. 650, pp. L115–L118, 2006.
- SONNENTRUCKER, P., WELTY, D. E., THORBURN, J. A., & YORK, D. G., “Abundances and Behavior of  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ , and  $\text{C}_2$  in Translucent Sight Lines”, *ApJS*, vol. 168, pp. 58–99, 2007.
- SPITZER, L., *Physical processes in the interstellar medium*, 1978.
- SPITZER, JR., L., COCHRAN, W. D., & HIRSHFELD, A., “Column densities of interstellar molecular hydrogen”, *ApJS*, vol. 28, pp. 373–389, 1974.
- SPITZER, JR., L. & JENKINS, E. B., “Ultraviolet studies of the interstellar gas”, *ARA&A*, vol. 13, pp. 133–164, 1975.

- SPITZER, L. J. & COCHRAN, W. D., “Rotational Excitation of Interstellar H<sub>2</sub>”, *ApJ*, vol. 186, pp. L23+, 1973.
- SRIANAND, R., GUPTA, N., PETITJEAN, P., **NOTERDAEME, P.**, & SAIKIA, D. J., “Detection of the 2175 Å extinction feature and 21-cm absorption in two MgII systems at  $z \sim 1.3$ ”, *MNRAS*, vol. 391, pp. L69–L73, 2008a.
- SRIANAND, R., **NOTERDAEME, P.**, LEDOUX, C., & PETITJEAN, P., “First detection of CO in a high-redshift damped Lyman- $\alpha$  system”, *A&A*, vol. 482, pp. L39–L42, 2008b.
- SRIANAND, R. & PETITJEAN, P., “Molecules in the  $z_{\text{abs}} = 2.8112$  damped system toward PKS 0528–250”, *A&A*, vol. 335, pp. 33–40, 1998.
- SRIANAND, R. & PETITJEAN, P., “A near-solar metallicity damped Lyman-alpha system toward the BAL quasar Tol 1037–2703”, *A&A*, vol. 373, pp. 816–826, 2001.
- SRIANAND, R., PETITJEAN, P., & LEDOUX, C., “The cosmic microwave background radiation temperature at a redshift of 2.34”, *Nature*, vol. 408, pp. 931–935, 2000.
- SRIANAND, R., PETITJEAN, P., LEDOUX, C., FERLAND, G., & SHAW, G., “The VLT-UVES survey for molecular hydrogen in high-redshift damped Lyman  $\alpha$  systems : physical conditions in the neutral gas”, *MNRAS*, vol. 362, pp. 549–568, 2005.
- STANCIL, P. C., SCHULTZ, D. R., KIMURA, M., GU, J.-P., HIRSCH, G., & BUENKER, R. J., “Charge transfer in collisions of O<sup>+</sup> with H and H<sup>+</sup> with O”, *A&AS*, vol. 140, pp. 225–234, 1999.
- STEIDEL, C. C., ADELBERGER, K. L., SHAPLEY, A. E., PETTINI, M., DICKINSON, M., & GIAVALISCO, M., “Lyman Break Galaxies at Redshift  $z \sim 3$  : Survey Description and Full Data Set”, *ApJ*, vol. 592, pp. 728–754, 2003.
- STEIGMAN, G., ROMANO, D., & TOSI, M., “Connecting the primordial and Galactic deuterium abundances”, *MNRAS*, vol. 378, pp. 576–580, 2007.
- STOCKTON, A. N. & LYNDS, C. R., “The Remarkable Absorption Spectrum of 3c 191”, *ApJ*, vol. 144, p. 451, 1966.
- STORRIE-LOMBARDI, L. J., IRWIN, M. J., & MCMAHON, R. G., “APM  $z > 4$  survey : distribution and evolution of high column density HI absorbers”, *MNRAS*, vol. 282, pp. 1330–1342, 1996a.
- STORRIE-LOMBARDI, L. J., MCMAHON, R. G., & IRWIN, M. J., “Evolution of neutral gas at high redshift : implications for the epoch of galaxy formation”, *MNRAS*, vol. 283, pp. L79–L83, 1996b.
- STORRIE-LOMBARDI, L. J. & WOLFE, A. M., “Surveys for  $z > 3$  Damped Ly $\alpha$  Absorption Systems : The Evolution of Neutral Gas”, *ApJ*, vol. 543, pp. 552–576, 2000.
- STOUGHTON, C., LUPTON, R. H., BERNARDI, M., BLANTON, M. R., BURLES, S., CASTANDER, F. J., CONNOLLY, A. J., EISENSTEIN, D. J., et al., “Sloan Digital Sky Survey : Early Data Release”, *AJ*, vol. 123, pp. 485–548, 2002.

- STRÖMGREN, B., “The Physical State of Interstellar Hydrogen.”, *ApJ*, vol. 89, p. 526, 1939.
- TALBOT, JR., R. J. & ARNETT, D. W., “Some Recent Results from Galactic and Stellar Evolution Theory”, *ApJ*, vol. 190, pp. 605–608, 1974.
- TAUTVAIŠIENĖ, G., GEISLER, D., WALLERSTEIN, G., BORISSOVA, J., BIZYAEV, D., PAGEL, B. E. J., CHARBONNEL, C., & SMITH, V., “First Stellar Abundances in the Dwarf Irregular Galaxy IC 1613”, *AJ*, vol. 134, pp. 2318–2327, 2007.
- THUAN, T. X., IZOTOV, Y. I., & LIPOVETSKY, V. A., “Heavy element abundances in a new sample of low-metallicity blue compact galaxies”, *ApJ*, vol. 445, pp. 108–123, 1995.
- TRENTI, M. & STIAVELLI, M., “Neutral Gas Density in Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 651, pp. 51–60, 2006.
- TRIMBLE, V., “The Gunn-Peterson Effect”, *ApJ*, vol. 525, pp. C1073+, 1999.
- TRUMP, J. R., HALL, P. B., REICHARD, T. A., RICHARDS, G. T., SCHNEIDER, D. P., VANDEN BERK, D. E., KNAPP, G. R., ANDERSON, S. F., et al., “A Catalog of Broad Absorption Line Quasars from the Sloan Digital Sky Survey Third Data Release”, *ApJS*, vol. 165, pp. 1–18, 2006.
- TUMLINSON, J., SHULL, J. M., RACHFORD, B. L., BROWNING, M. K., SNOW, T. P., FULLERTON, A. W., JENKINS, E. B., SAVAGE, B. D., et al., “A Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Survey of Interstellar Molecular Hydrogen in the Small and Large Magellanic Clouds”, *ApJ*, vol. 566, pp. 857–879, 2002.
- URNSHEK, D. A., WOLFE, A. M., LANZETTA, K. M., BRIGGS, F. H., COHEN, R. D., FOLTZ, C. B., SMITH, H. E., & WILKES, B. J., “Damped Lyman-alpha absorption by disk galaxies with large redshifts. III - Intermediate-resolution spectroscopy”, *ApJ*, vol. 344, pp. 567–596, 1989.
- TYTLER, D., “The distribution of QSO absorption system column densities - Evidence for a single population”, *ApJ*, vol. 321, pp. 49–68, 1987.
- TYTLER, D., FAN, X.-M., & BURLES, S., “Cosmological baryon density derived from the deuterium abundance at redshift  $z = 3.57$ ”, *Nature*, vol. 381, pp. 207–209, 1996.
- VAN HOOF, P. A. M., WEINGARTNER, J. C., MARTIN, P. G., VOLK, K., & FERLAND, G. J., “Grain size distributions and photoelectric heating in ionized media”, *MNRAS*, vol. 350, pp. 1330–1341, 2004.
- VAN PARADIJS, J., GROOT, P. J., GALAMA, T., KOUVELIOTOU, C., STROM, R. G., TELTING, J., RUTTEN, R. G. M., FISHMAN, G. J., et al., “Transient optical emission from the error box of the  $\gamma$ -ray burst of 28 February 1997”, *Nature*, vol. 386, pp. 686–689, 1997.
- VARSHALOVICH, D. A., IVANCHIK, A. V., PETITJEAN, P., SRIANAND, R., & LEDOUX, C., “HD Molecular Lines in an Absorption System at Redshift  $z = 2.3377$ ”, *Astronomy Letters*, vol. 27, pp. 683–685, 2001.

- VARSHALOVICH, D. A. & LEVSHAKOV, S. A., “Quasar PKS0237-233 - High Redshift Absorption Systems of the CO Molecular Lines”, *Pis ma Astronomicheskii Zhurnal*, vol. 7, p. 204, 1981.
- VIEGAS, S. M., “Abundances at high redshift : ionization correction factors”, *MNRAS*, vol. 276, pp. 268–272, 1995.
- VLADILO, G., “Dust and Elemental Abundances in Damped Ly alpha Absorbers”, *ApJ*, vol. 493, p. 583, 1998.
- VLADILO, G., “A Scaling Law for Interstellar Depletions”, *ApJ*, vol. 569, pp. 295–303, 2002a.
- VLADILO, G., “Chemical abundances of damped Ly alpha systems : A new method for estimating dust depletion effects”, *A&A*, vol. 391, pp. 407–415, 2002b.
- VLADILO, G., BONIFACIO, P., CENTURIÓN, M., & MOLARO, P., “Zinc as a Tracer of Metallicity Evolution of Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 543, pp. 24–27, 2000.
- VLADILO, G., CENTURIÓN, M., BONIFACIO, P., & HOWK, J. C., “Ionization Properties and Elemental Abundances in Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 557, pp. 1007–1020, 2001.
- VLADILO, G., CENTURIÓN, M., D’ODORICO, V., & PÉROUX, C., “Ar I as a tracer of ionization evolution”, *A&A*, vol. 402, pp. 487–497, 2003.
- VLADILO, G., CENTURIÓN, M., LEVSHAKOV, S. A., PÉROUX, C., KHARE, P., KULKARNI, V. P., & YORK, D. G., “Extinction and metal column density of HI regions up to redshift  $z \simeq 2$ ”, *A&A*, vol. 454, pp. 151–164, 2006.
- VLADILO, G. & PÉROUX, C., “The dust obscuration bias in damped Lyman  $\alpha$  systems”, *A&A*, vol. 444, pp. 461–479, 2005.
- VLADILO, G., PROCHASKA, J. X., & WOLFE, A. M., “The color excess of quasars with intervening DLA systems. Analysis of the SDSS data release five”, *A&A*, vol. 478, pp. 701–715, 2008.
- VREESWIJK, P. M., LEDOUX, C., SMETTE, A., ELLISON, S. L., JAUNSEN, A. O., ANDERSEN, M. I., FRUCHTER, A. S., FYNBO, J. P. U., et al., “Rapid-response mode VLT/UVES spectroscopy of GRB 060418. Conclusive evidence for UV pumping from the time evolution of Fe II and Ni II excited- and metastable-level populations”, *A&A*, vol. 468, pp. 83–96, 2007.
- WAGENBLAST, R., “Interpretation of the level population distribution of highly rotationally excited H<sub>2</sub> molecules in diffuse clouds”, *MNRAS*, vol. 259, pp. 155–165, 1992.
- WAGONER, R. V., “Big-Bang Nucleosynthesis Revisited”, *ApJ*, vol. 179, pp. 343–360, 1973.
- WAKKER, B. P., “A FUSE Survey of High-Latitude Galactic Molecular Hydrogen”, *ApJS*, vol. 163, pp. 282–305, 2006.
- WARREN, S. J., MØLLER, P., FALL, S. M., & JAKOBSEN, P., “NICMOS imaging search for high-redshift damped Ly $\alpha$  galaxies”, *MNRAS*, vol. 326, pp. 759–773, 2001.



- WEBB, J. K., CARSWELL, R. F., LANZETTA, K. M., FERLET, R., LEMOINE, M., VIDAL-MADJAR, A., & BOWEN, D. V., “A high deuterium abundance at redshift  $z = 0.7$ ”, *Nature*, vol. 388, pp. 250–252, 1997.
- WEIDINGER, M., MØLLER, P., FYNBO, J. P. U., & THOMSEN, B., “The extended Lyman- $\alpha$  emission surrounding the  $z = 3.04$  radio-quiet QSO1205-30 : Primordial infalling gas illuminated by the quasar?”, *A&A*, vol. 436, pp. 825–835, 2005.
- WEINGARTNER, J. C. & DRAINE, B. T., “Photoelectric Emission from Interstellar Dust : Grain Charging and Gas Heating”, *ApJS*, vol. 134, pp. 263–281, 2001.
- WEISHEIT, J. C., “On the use of line shapes in the analysis of QSO absorption spectra”, *ApJ*, vol. 219, pp. 829–835, 1978.
- WELTY, D. E., FRISCH, P. C., SONNEBORN, G., & YORK, D. G., “Interstellar Abundances in the Magellanic Clouds. II. The Line of Sight to SN 1987A in the Large Magellanic Cloud”, *ApJ*, vol. 512, pp. 636–671, 1999.
- WELTY, D. E., LAUROESCH, J. T., BLADES, J. C., HOBBS, L. M., & YORK, D. G., “Unusual Depletions toward the SMC Star SK 155 - Differences in Dust Composition in the SMC Interstellar Medium?”, *ApJ*, vol. 554, pp. L75–L79, 2001.
- WEYMANN, R. J., CARSWELL, R. F., & SMITH, M. G., “Absorption lines in the spectra of quasistellar objects”, *ARA&A*, vol. 19, pp. 41–76, 1981.
- WEYMANN, R. J., WILLIAMS, R. E., PETERSON, B. M., & TURNSHEK, D. A., “Results of a homogeneous survey of absorption lines in QSOs of small and intermediate emission redshift”, *ApJ*, vol. 234, pp. 33–46, 1979.
- WIKLIND, T. & COMBES, F., “CO, HCO<sup>+</sup> and HCN absorption in the gravitational lens candidate B0218+357 at  $z = 0.685$ .”, *A&A*, vol. 299, p. 382, 1995.
- WIKLIND, T. & COMBES, F., “The redshift of the gravitational lens of PKS1830-211 determined from molecular absorption lines”, *Nature*, vol. 379, pp. 139–141, 1996.
- WILD, V., KAUFFMANN, G., WHITE, S., YORK, D., LEHNERT, M., HECKMAN, T., HALL, P. B., KHARE, P., et al., “Narrow associated QSO absorbers : clustering, outflows and the line-of-sight proximity effect”, *ArXiv e-prints*, vol. 802, 2008.
- WILLOTT, C. J., DELORME, P., OMONT, A., BERGERON, J., DELFOSSE, X., FORVEILLE, T., ALBERT, L., REYLÉ, C., et al., “Four Quasars above Redshift 6 Discovered by the Canada-France High- $z$  Quasar Survey”, *AJ*, vol. 134, pp. 2435–2450, 2007.
- WOLFE, A. M., FAN, X.-M., TYTLER, D., VOGT, S. S., KEANE, M. J., & LANZETTA, K. M., “Metal abundances and kinematics of a high-redshift galaxy obtained with the Keck telescope”, *ApJ*, vol. 435, pp. L101–L104, 1994.
- WOLFE, A. M., GAWISER, E., & PROCHASKA, J. X., “Damped Ly  $\alpha$  Systems”, *ARA&A*, vol. 43, pp. 861–918, 2005.
- WOLFE, A. M., HOWK, J. C., GAWISER, E., PROCHASKA, J. X., & LOPEZ, S., “On the Nature of the Heat Source for Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 615, pp. 625–644, 2004.

- WOLFE, A. M., LANZETTA, K. M., FOLTZ, C. B., & CHAFFEE, F. H., “The Large Bright QSO Survey for Damped Ly $\alpha$  Absorption Systems”, *ApJ*, vol. 454, p. 698, 1995.
- WOLFE, A. M. & PROCHASKA, J. X., “Ionized Gas in Damped Ly $\alpha$  Protogalaxies. I. Model-independent Inferences from Kinematic Data”, *ApJ*, vol. 545, pp. 591–602, 2000.
- WOLFE, A. M., PROCHASKA, J. X., & GAWISER, E., “C II\* Absorption in Damped Ly $\alpha$  Systems. I. Star Formation Rates in a Two-Phase Medium”, *ApJ*, vol. 593, pp. 215–234, 2003.
- WOLFE, A. M., TURNSHEK, D. A., LANZETTA, K. M., & LU, L., “Damped Lyman-alpha absorption by disk galaxies with large redshifts. IV - More intermediate-resolution spectroscopy”, *ApJ*, vol. 404, pp. 480–510, 1993.
- WOLFE, A. M., TURNSHEK, D. A., SMITH, H. E., & COHEN, R. D., “Damped Lyman-alpha absorption by disk galaxies with large redshifts. I - The Lick survey”, *ApJS*, vol. 61, pp. 249–304, 1986.
- WRIGHT, A. E., MORTON, D. C., PETERSON, B. A., & JAUNCEY, D. L., “Spectroscopy of PKS 1157+014 - A QSO with no Lyman alpha emission”, *MNRAS*, vol. 189, pp. 611–620, 1979.
- ZHENG, Z. & MIRALDA-ESCUDE, J., “Self-shielding Effects on the Column Density Distribution of Damped Ly $\alpha$  Systems”, *ApJ*, vol. 568, pp. L71–L74, 2002.
- ZWAAN, M. A. & PROCHASKA, J. X., “Where Is the Molecular Hydrogen in Damped Ly $\alpha$  Absorbers?”, *ApJ*, vol. 643, pp. 675–679, 2006.
- ZWAAN, M. A., VAN DER HULST, J. M., BRIGGS, F. H., VERHEIJEN, M. A. W., & RYAN-WEBER, E. V., “Reconciling the local galaxy population with damped Lyman  $\alpha$  cross-sections and metal abundances”, *MNRAS*, vol. 364, pp. 1467–1487, 2005a.
- ZWAAN, M. A., VAN DER HULST, J. M., BRIGGS, F. H., VERHEIJEN, M. A. W., & RYAN-WEBER, E. V., “Reconciling the local galaxy population with damped Lyman  $\alpha$  cross-sections and metal abundances”, *MNRAS*, vol. 364, pp. 1467–1487, 2005b.



## **Titre : Systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$ à grand décalage spectral : Étude de l'hydrogène moléculaire**

### **Résumé :**

Les systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  à grand décalage spectral, observés en absorption sur la ligne de visée de quasars, sont les signatures spectrales du milieu interstellaire dans l'Univers lointain. Peu d'outils sont cependant à notre disposition pour comprendre les propriétés physiques des objets associés. Une technique qui se base sur de la physique bien comprise et qui a été largement appliquée au milieu interstellaire local est l'étude de l'hydrogène moléculaire. Les propriétés radiatives et collisionnelles spécifiques de cette molécule en font une sonde très sensible aux conditions physiques du gaz.

Dans cette thèse, j'étudie la présence d'hydrogène moléculaire dans le milieu interstellaire à grand décalage spectral en m'appuyant sur un échantillon unique de systèmes Lorentziens Lyman- $\alpha$  observés à grand rapport signal-à-bruit et haute résolution spectrale. Je présente des travaux dont l'objectif est de comprendre les propriétés et les conditions physiques du gaz neutre associé à ces systèmes (température, densité, composition chimique, fraction moléculaire, contenu en poussières, intensité du champ de radiation incident).

J'effectue en parallèle une recherche systématique et une étude statistique des systèmes Lorentziens afin de mesurer le contenu en gaz neutre de l'Univers, caractériser sa distribution et son évolution au cours du temps et contraindre ainsi la formation des galaxies.

Je montre enfin la possibilité de détecter et d'étudier d'autres molécules telles que l'hydrogène moléculaire deutéré et le monoxyde de carbone dans le milieu interstellaire à grand décalage spectral. Les outils d'analyse automatique de spectres développés dans cette thèse ont conduit à la première détection de CO dans un tel milieu, ouvrant la voie à l'astrochimie du milieu interstellaire dans l'Univers lointain.

## **Title : High redshift Damped Lyman- $\alpha$ systems : Study of molecular hydrogen**

### **Abstract :**

High redshift Damped Lyman- $\alpha$  systems, observed in absorption on the line of sight to background quasars, are the spectral signatures of the interstellar medium in the distant Universe. However, few tools are available to understand the physical properties of the associated objects. A technique that relies on well-understood physics and has been widely applied to the local interstellar medium is the study of molecular hydrogen. The specific radiative and collisional properties of this molecule make it a very sensitive probe of the physical conditions in the gas.

In this thesis, I study the presence of molecular hydrogen in the interstellar medium at high redshift, from a unique sample of Damped Lyman- $\alpha$  systems observed at high signal-to-noise ratio and high spectral resolution. Subsequent work aim to investigate the properties of and physical conditions in the neutral gas associated to these systems (temperature, density, chemical composition, molecular fraction, dust content, intensity of the radiation field).

In parallel, I perform a systematic search for and a statistical study of Damped Lyman- $\alpha$  systems in order to measure the neutral gas content of the Universe, characterize its distribution and its evolution with cosmic time and therefore constrain galaxy formation.

Finally, I show the possibility of detecting and studying other molecules like deuterated molecular hydrogen and carbon monoxide in the interstellar medium at high redshift. The tools developed in this thesis for automatic analysis of spectra lead to the first detection of CO in such a medium, opening the way to interstellar astrochemistry in the distant Universe.