



HAL
open science

SYSTEMES D'ABSORPTION DANS LE SPECTRE DES QUASARS: CINEMATIQUE, METALLICITE, EVOLUTION COSMOLOGIQUE

Cédric Ledoux

► **To cite this version:**

Cédric Ledoux. SYSTEMES D'ABSORPTION DANS LE SPECTRE DES QUASARS: CINEMATIQUE, METALLICITE, EVOLUTION COSMOLOGIQUE. Astrophysique [astro-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1999. Français. NNT: . tel-00003228

HAL Id: tel-00003228

<https://theses.hal.science/tel-00003228>

Submitted on 3 Aug 2003

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.

Systemes d'Absorption dans le Spectre des Quasars : Cinématique - Métallicité - Evolution cosmologique

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 15 Décembre 1999

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Claude Bernard – Lyon I

Spécialité :
Astrophysique et Milieux Dilués

par

Cédric LEDOUX

Composition du jury :

Guy	PELLETIER	<i>Président</i>
Roland	BACON	
Jacqueline	BERGERON	<i>Directrice</i>
Patrick	BOISSÉ	<i>Rapporteur</i>
Daniel	EGRET	
Patrick	PETITJEAN	
Max	PETTINI	<i>Rapporteur</i>
David	VALLS-GABAUD	

Systemes d'Absorption dans le Spectre des Quasars : Cinématique - Métallicité - Evolution cosmologique

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 15 Décembre 1999

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Claude Bernard – Lyon I

Spécialité :
Astrophysique et Milieux Dilués

par

Cédric LEDOUX

Composition du jury :

Guy	PELLETIER	<i>Président</i>
Roland	BACON	
Jacqueline	BERGERON	<i>Directrice</i>
Patrick	BOISSÉ	<i>Rapporteur</i>
Daniel	EGRET	
Patrick	PETITJEAN	
Max	PETTINI	<i>Rapporteur</i>
David	VALLS-GABAUD	

Remerciements

Cette thèse doit beaucoup à Patrick Petitjean. Je tiens à le remercier ici de m'avoir toujours encouragé et donné les moyens de m'engager pleinement dans ce domaine de recherche aussi passionnant que compétitif, et ce, depuis notre première rencontre à La Silla en Novembre 1995. Il m'est agréable de rappeler les conditions privilégiées dans lesquelles Patrick m'a permis de travailler avec lui, favorisant sans cesse les interactions malgré l'éloignement de nos instituts respectifs, dans un esprit de confiance mutuelle, laborieux s'il en est, enthousiaste, mais jamais complaisant.

J'aimerais aussi très sincèrement exprimer ma gratitude à Jacqueline Bergeron, qui a dès le début accepté d'être ma directrice de thèse et avec qui j'ai souvent eu la chance de pouvoir travailler et d'interagir lors de visites à l'ESO, l'Observatoire Européen Austral. Mes remerciements vont aussi à David Valls-Gabaud, Alain Blanchard et Daniel Egret pour m'avoir offert la possibilité de travailler dans de très bonnes conditions au sein de l'Observatoire de Strasbourg.

Je suis reconnaissant à Patrick Boissé et Max Pettini pour avoir si gentilement accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire, et à Guy Pelletier et Roland Bacon pour avoir manifesté, comme eux, le plus grand intérêt à participer à mon jury de soutenance.

Durant ces trois années de recherche, j'ai pu développer des liens à la fois scientifiques et amicaux avec Dieter Engels, Henri Reboul et Raghunathan Srianand, mais aussi Frank Tesch, Olivier Moreau et Bertrand Théodore : je les en remercie.

J'ai de plus largement profité des conseils avisés d'Emmanuel Pécontal, d'Eric Emsellem et de l'équipe OASIS à l'Observatoire de Lyon, ainsi que de l'aide de Pierre Martin au Télescope Canada-France-Hawaii. Je remercie chaleureusement l'équipe scientifique et technique de l'Observatoire de Haute-Provence pour l'efficacité de leur support pendant mes trois missions d'observation.

Merci à tous mes amis, Erwan et Christelle, Marian, Patricio, Philippe, Raúl et Lupita, Franz-Josef et Rosie, Sylvie, ainsi que l'Abbé Gouyau, Florence, Florence et Laurent, et Claire, pour avoir ajouté de la bonne humeur au quotidien. Merci à ma famille, à Magdeleine et Joseph, et surtout à Nicole, ma mère, sans les efforts de laquelle je n'aurais jamais eu les moyens de continuer mes études.

Merci enfin à toi, Verónica, qui a accepté de me suivre dans cette folle aventure et qui m'a toujours magnifiquement soutenu : je ne l'oublierai pas.

A Verónica,

Table des matières

1	Introduction	13
1.1	Emergence des structures	13
1.2	Un Univers en absorption	14
1.3	Distribution et identification du gaz baryonique	15
1.4	Lien entre gaz et galaxies	18
1.4.1	Les systèmes OVI	20
1.4.2	Les systèmes CIV	21
1.4.3	Les systèmes MgII forts	22
1.5	La production des métaux	23
1.6	Propos de la thèse	24
2	Propriétés des systèmes lorentziens	29
2.1	Présentation	29
2.1.1	Définition	29
2.1.2	Densité numérique	30
2.1.3	Densité de masse	32
2.1.4	Interprétation standard	35
2.2	Abondance des métaux	37
2.2.1	Principes de mesure	37
2.2.2	Techniques	38
2.2.3	Poussières et molécules	41
2.3	Autres effets de sélection	46

3	Abondances et cinématique à $z_{\text{abs}} \sim 3$	47
3.1	Observations et réduction des données	52
3.2	Commentaires sur les systèmes	53
3.2.1	Q 0347–383, $z_{\text{abs}} = 3.0248$	53
3.2.2	Q 0528–250, $z_{\text{abs}} = 2.1411$	54
3.2.3	Q 0528–250, $z_{\text{abs}} = 2.8112$	54
3.2.4	Q 0913+072, $z_{\text{abs}} = 2.6184$	58
3.2.5	Q 1213+093, $z_{\text{abs}} = 2.5226$	59
3.3	La mesure des métallicités	59
3.4	L'étude des profils de raie	62
3.4.1	Profils de FeII $\lambda\lambda$ 1608,2586 et SiII λ 1808	63
3.4.2	Distribution des largeurs des raies de FeII	65
3.4.3	Propriétés de la phase de haute ionisation	69
3.5	Conclusions de notre étude	69
4	Les abondances chimiques à $z_{\text{abs}} < 1.7$	71
4.1	Introduction	71
4.2	Les données spectroscopiques	72
4.2.1	Spectres visibles	73
4.2.2	Spectres ultraviolets	74
4.3	Les abondances chimiques observées	75
4.3.1	Evolution chimique cosmique	76
4.3.2	Rapports d'abondance	84
4.3.3	Cas particulier du manganèse	86
4.4	Nature des galaxies absorbantes	87
4.5	Rapports d'abondance corrigés	90
4.5.1	Présence de poussières	90
4.5.2	Correction de la déplétion	94
4.6	Conclusions	96
5	Recherche de l'émission Lyα à $z_{\text{em}} > 4$	99

5.1	Introduction	99
5.1.1	Contexte	99
5.1.2	Les galaxies primordiales	100
5.1.3	Recherches de l'émission $\text{Ly}\alpha$	100
5.1.4	Obscurcissement des galaxies	105
5.1.5	Objectifs de ce travail	107
5.2	Spectroscopie intégrale de champ	110
5.2.1	Présentation de OASIS	110
5.2.2	Stratégie d'observation	111
5.2.3	Réduction des données	112
5.2.4	Limites instrumentales	117
5.3	Application	119
5.3.1	APM 08279+5255 : quasar record	119
5.3.2	Contraintes observationnelles	119
5.3.3	Caractéristiques de la lentille	124
5.3.4	Conclusion	126
5.4	Cas des systèmes lorentziens	129
5.4.1	Champ de BRI 1335−0415	131
5.4.2	Champ de PSS 1443+2724	131
5.5	Modélisation de l'émission $\text{Ly}\alpha$	134
5.5.1	L'évolution chimique cosmique	134
5.5.2	Formation hiérarchique de halos	135
5.5.3	Nature des systèmes lorentziens	140
6	Recherche de quasars dans le champ de Coma	147
6.1	Nature de la forêt $\text{Ly}\alpha$ à $z_{\text{abs}} \approx 0.02$	147
6.1.1	Amas de Coma et grandes structures	147
6.1.2	Les résultats du programme-clé	148
6.1.3	Association galaxies-absorbants	150
6.1.4	Les simulations hydrodynamiques	155
6.2	Définition d'un projet à long terme	156

6.2.1	Autres recherches de quasar	156
6.2.2	Stratégie d'observation au TSH	157
6.3	Recherche des quasars à l'arrière-plan de Coma	159
6.3.1	Evolution des quasars en couleur	159
6.3.2	Critère général de la sélection	160
6.3.3	Sources de contamination	161
6.4	La sélection des candidats	162
6.4.1	Le relevé OMHR	163
6.4.2	Le relevé RQH	164
6.5	Suivis spectroscopiques	166
6.6	L'échantillon extragalactique	167
6.6.1	Caractéristiques globales	168
6.6.2	Les décalages spectraux	169
6.6.3	Les paramètres de raies	169
6.7	Efficacité et importance du relevé	171
7	Implications et perspectives de la thèse	177
7.1	Nature des systèmes lorentziens	177
7.2	Cinématique et abondances chimiques	178
7.3	Lien avec les galaxies de Steidel	179
7.4	Forêt Lyman- α et grandes structures	180
	Bibliographie	181
	Annexe	197
A	Liste d'articles scientifiques	197
A.1	Publications dans des revues à comité de lecture	197
A.2	Communications dans des colloques scientifiques	197
B	Grandes structures et NAG	199
B.1	La base de données de Hambourg	203
B.2	Le projet ROSAC	203

B.3 Premiers résultats 205

Chapitre 1

Introduction

1.1 Emergence des structures

La cosmologie du 20^{ème} siècle a fourni un élément de réponse essentiel à nos aspirations philosophiques : l'Univers observable a une Histoire. Il s'agit d'un Univers en expansion, qui évolue d'un état extrêmement chaud et homogène vers un état de structuration croissante de la matière. Les mesures précises du fond diffus cosmologique, émis lors du découplage entre la matière et le rayonnement, ont ainsi révélé la présence de minuscules inhomogénéités (Smoot et al. 1992). Depuis cette époque, à un décalage spectral $z \approx 1000$, la structuration du gaz baryonique augmente régulièrement sous les effets d'instabilités et d'effondrements gravitationnels. Tout d'abord linéaire, ce processus devient très vite non linéaire pour conduire à un Univers fortement inhomogène à $z = 5$. Les étoiles entrent en compétition avec le processus d'effondrement en éjectant de la matière, et en émettant un rayonnement ionisant qui chauffe le gaz.

Un enjeu important de la cosmologie est de comprendre les mécanismes de la formation des structures qui composent notre Univers local et notamment les galaxies, les amas de galaxies et les filaments de la distribution à grande échelle des galaxies. Les images profondes obtenues avec le Télescope Spatial Hubble couplées à des suivis spectroscopiques d'objets très faibles ont récemment permis de construire un échantillon de galaxies à grand décalage spectral, et ainsi, de retracer l'histoire de la formation des étoiles jusqu'à $z_{\text{em}} = 4 - 5$ (Madau et al. 1996, 1998). Il se trouve que les résultats de ces études semblent en accord avec les prédictions des modèles hiérarchiques décrivant la formation des galaxies (Baugh et al. 1998) : des halos de matière noire froide fusionnent progressivement en des halos plus massifs, et le gaz baryonique qu'ils contiennent se refroidit pour former ou non des disques qui seront éventuellement détruits lors de collisions.

Pour vérifier l'exactitude des prédictions des modèles hiérarchiques ou pour qu'une théorie concurrente prenne le pas, il faut obtenir de nouvelles contraintes non seulement

sur la formation des galaxies (Pascarelle et al. 1996, 1998), leur nature et leur évolution, mais aussi sur celles du gaz du milieu intergalactique d'où elles proviennent, et avec lequel elles interagissent étroitement.

1.2 Un Univers en absorption

Contrairement aux étoiles, la majeure partie du gaz baryonique n'est pas détectable par son émission propre. Dans les amas de galaxies, il est possible d'observer dans le domaine des rayons X le gaz du milieu intra-amas chauffé à plus de 10^7 K, mais il n'en va pas de même si la température est nettement plus faible. A grand décalage spectral, $z_{em} > 2$, le rayonnement X (resp. $Ly\alpha$) du gaz baryonique n'offre pas assez de contraste avec le fond diffus X de la Galaxie (resp. le flux ionisant ultraviolet des quasars) pour pouvoir être détectée avec la sensibilité des instruments actuels. Un quelconque nuage de gaz absorbe en revanche la lumière qui le traverse de manière passive, sélective et résonnante. Par conséquent, une méthode extrêmement sensible pour observer le gaz diffus est de rechercher les raies d'absorption qu'il engendre dans le spectre de sources de lumière d'arrière-plan. Les transitions se produisent à des longueurs d'onde caractéristiques des ions contenus dans les nuages absorbants, ce qui permet d'identifier les éléments entrant dans leur composition chimique et de déterminer l'état d'ionisation, les rapports d'abondance et le champ des vitesses dans le gaz.

L'étude des absorbants dans le spectre des quasars est un complément important des relevés des galaxies qui sont aussi des traceurs biaisés de la masse. La combinaison d'observations terrestres et spatiales donne accès aux propriétés des absorbants sur 90 à 95% du temps de Hubble.

L'intérêt de l'étude des absorbants est que la masse baryonique sous forme de gaz diffus est révélée indépendamment de sa luminosité intrinsèque. Il est possible de mesurer des densités de colonne en hydrogène neutre dépassant 10^{21} atomes cm^{-2} et des valeurs aussi faibles que 10^{12} atomes cm^{-2} , soit au total presque dix ordres de grandeur de différence. Le profil des raies d'absorption est fonction de la quantité d'atomes présents sur la ligne de visée et de l'état physique, et notamment de la température, des différents nuages de gaz traversés. Le profil des raies d'absorption ne varie donc pas avec la distance des nuages comme c'est le cas pour le flux en provenance de sources lointaines. Les échantillons de raies d'absorption ne sont pas affectés par les biais inhérents aux échantillons de galaxies, qui sont limités en magnitude ou en brillance de surface et sujets à des effets cosmologiques. Par exemple, la courbe de rotation des galaxies ne peut être obtenue que jusqu'à $z_{em} \sim 1$ par l'observation des raies d'émission, ou d'absorption, détectées dans leur spectre. Il est en revanche possible d'étudier la dynamique du gaz baryonique et de contraindre la masse des baryons et de la matière noire contenue dans les systèmes d'absorption à tout décalage spectral.

Il faut cependant noter que l'observation des systèmes d'absorption dépend de l'existence de sources d'arrière-plan brillantes, et que la luminosité apparente de ces sources peut être influencée par l'interposition de certains absorbants. C'est par exemple le cas des absorbants poussiéreux qui rougissent la lumière qui les traversent (Boissé et al. 1998) et des absorbants les plus massifs qui peuvent l'amplifier en se trouvant près de la ligne de visée (Smette et al. 1997). Les échantillons de raies d'absorption dépendent donc notamment des limitations en magnitude des échantillons de sources d'arrière-plan.

Les quasars et par extension les galaxies sont des cibles d'arrière-plan idéales pour observer en absorption le gaz baryonique en dehors de notre Galaxie. Les plus brillants d'entre eux ont des magnitudes apparentes suffisamment élevées pour qu'il soit possible de les observer à très haute résolution spectrale ($R > 30000$) sur les télescopes optiques de la classe des 4 – 10 m. Distribués uniformément sur la sphère céleste, les quasars sont essentiellement des objets ponctuels car ils sont situés à des distances cosmologiques, et les régions qui émettent sont très petites ($< 1 h_{50}^{-1} \text{kpc}$). Le nombre de quasars brillants par unité de décalage spectral est maximum pour $z_{\text{em}} \sim 2.5$, et diminue rapidement au-delà (Schmidt et al. 1995; Shaver et al. 1996). Le quasar PC 1247+3406 à $z_{\text{em}} = 4.9$ (Schneider et al. 1991) est resté l'objet le plus distant qui soit connu jusqu'à ce que plusieurs galaxies à $5 < z_{\text{em}} < 7$ ne soient récemment découvertes grâce aux propriétés de leur continu (Weymann et al. 1998b; Spinrad et al. 1998b; Fernández-Soto et al. 1999) et/ou leur émission Lyman- α (Dey et al. 1998; Hu et al. 1998; Chen et al. 1999).

De grands relevés du ciel sont aujourd'hui en cours de réalisation, tels que les relevés Sloan (Gunn & Weinberg 1995) et 2dF (Boyle et al. 1997), ou vont débiter comme le relevé profond VIRMOS (Le Fèvre et al. 1998). Il faut donc s'attendre à ce que la taille des échantillons de quasars augmente d'un facteur 10 ou 100 dans les années à venir, à tout décalage spectral et en particulier à $z_{\text{em}} > 4.5 - 5$ (voir Fan et al. 1999).

1.3 Distribution et identification du gaz baryonique

Dans le bleu de la raie Lyman- α en émission des quasars, de nombreuses raies d'absorption sont détectées à suffisamment haute résolution spectrale ($R > 5000$; voir Figure 1.1). Ces raies correspondent pour la plupart à la transition $\text{H}\text{I}\lambda 1215$ (Lyman- α) de l'atome d'hydrogène neutre, et elles se produisent chacune à des décalages spectraux différents. Les densités de colonne en hydrogène neutre sont typiquement comprises entre 10^{12} et $\sim 10^{16}$ atomes cm^{-2} . L'ensemble de ces raies est communément appelé forêt Lyman- α , et c'est elle qui domine dans l'ultraviolet la section efficace d'absorption de l'Univers (voir Figure 1.2). L'idée que la forêt Lyman- α soit une population d'absorbants intergalactiques a été suggérée par Lynds (1970) et Young et al. (1979) mais n'a été définitivement acceptée qu'après le travail de Sargent et al. (1980).

L'utilisation de paires ou de groupes de quasars séparés dans le ciel par quelques

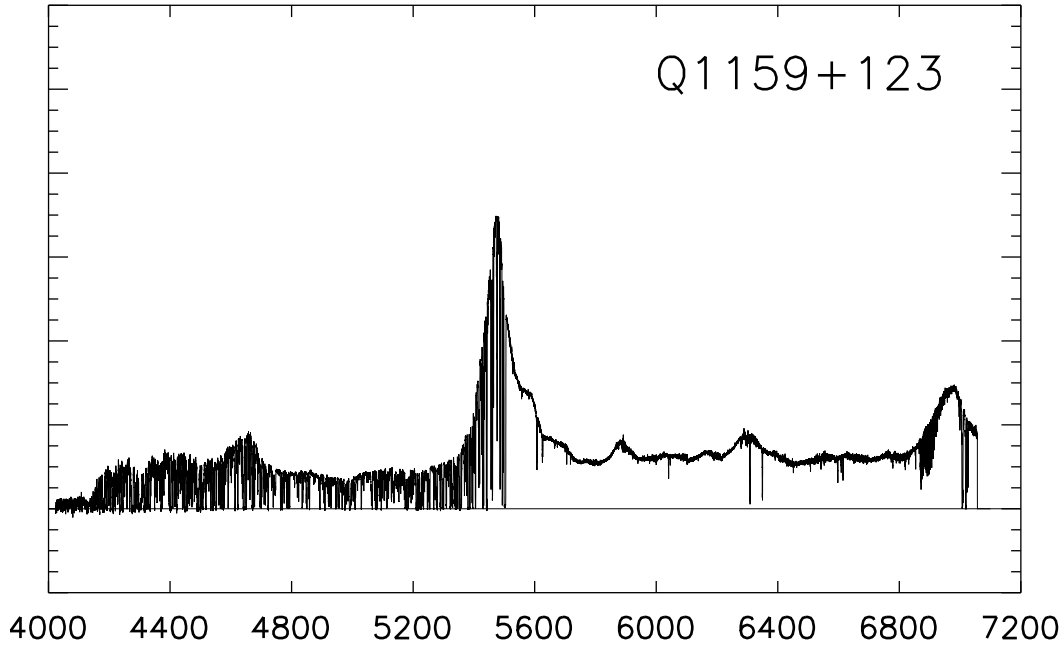


FIG. 1.1: Spectre à haute résolution du quasar Q 1159+123 obtenu avec le télescope Keck I de 10 m (Songaila 1998). Les deux raies d'émission à 5472 Å et 6970 Å sont respectivement Ly α et CIV λ 1549 au décalage spectral du quasar $z_{em} = 3.5$. Dans le bleu de la raie Lyman- α en émission se trouve la forêt Lyman- α en absorption, et un système optiquement épais à la limite de Lyman à ~ 4150 Å. Dans le rouge cette fois, les différentes absorptions sont issues de transitions dans des ions métalliques, exceptée la bande tellurique de la molécule O $_2$ à ~ 6900 Å.

secondes ou quelques minutes d'arc permet de contraindre la dimension physique des nuages absorbants (voir Smette et al. 1995). Il ressort de ces études que le gaz réside à l'intérieur de structures cohérentes de plusieurs centaines de kiloparsecs (Petitjean et al. 1998; D'Odorico et al. 1998). Les simulations numériques montrent que ces structures suivent la distribution des puits de potentiel de la matière noire (Cen et al. 1994; Petitjean et al. 1995) : pour des densités de colonne en hydrogène neutre supérieures à 10^{15} atomes cm^{-2} , les absorbants Lyman- α se distribuent dans les régions externes des objets effondrés, alors qu'en-dessous de 10^{13} atomes cm^{-2} , ils forment une toile de filaments et de feuilles enchevêtrées (Cen & Simcoe 1997).

La forêt Lyman- α est la manifestation d'un gaz hautement photo-ionisé à une température $T \sim 3 \times 10^4$ K (voir Rauch 1998). Pour cette raison, le gaz d'hydrogène neutre responsable des absorptions Lyman- α n'est qu'une partie négligeable de l'ensemble du *gaz neutre* de l'Univers. En revanche, des calculs de photo-ionisation détaillés montrent que ce gaz très ionisé contient à grand décalage spectral la majorité des baryons qui sont prédits par la théorie de la nucléosynthèse primordiale (Petitjean et al. 1993; Shapiro

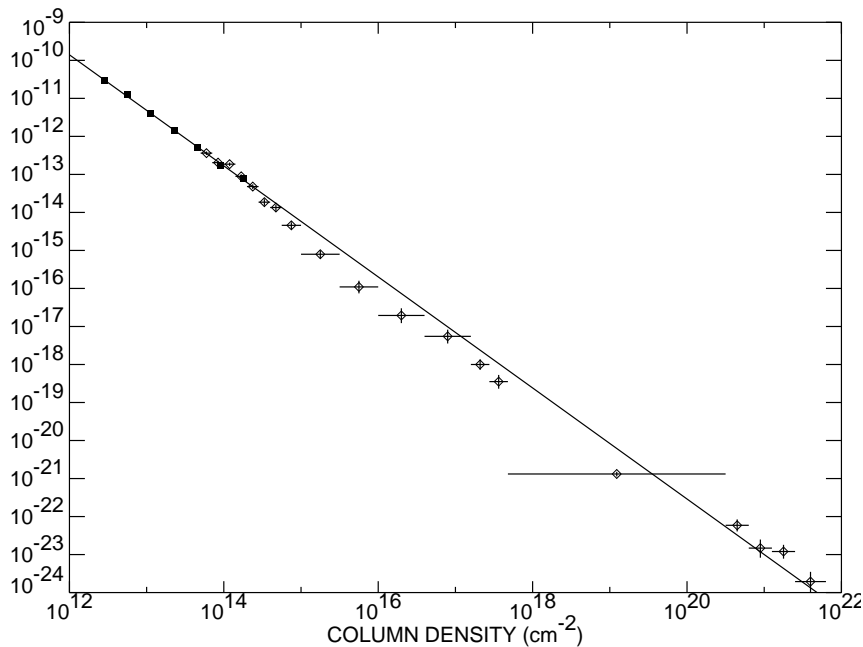


FIG. 1.2: Evolution du logarithme de la fonction de distribution $d^2n/dNdz$ avec le logarithme de la densité de colonne en hydrogène neutre N de tous les absorbants Lyman- α à $z \sim 3$ (Petitjean et al. 1993; Hu et al. 1995). Après ajustement, la pente de la distribution vaut : $\beta \approx 1.5$. La densité numérique de systèmes est dominée par la forêt Lyman- α , tandis que la densité de masse de *gaz neutre* se trouve essentiellement dans les systèmes lorentziens.

et al. 1994). Des analyses récentes de la forêt Lyman- α (Rauch et al. 1997b; Weinberg et al. 1997) donnent à $z_{\text{abs}} \sim 2$ une limite inférieure sur la densité de masse des baryons en unité de la densité critique $\rho_c = 3H_0^2(8\pi G)^{-1}$:

$$\Omega_{\text{forêt}} \geq 0.068h_{50}^{-2} \quad (1.1)$$

Cette limite est comparable à la densité de masse des baryons provenant de la nucléosynthèse primordiale (Burles & Tytler 1998) :

$$\Omega_{\text{baryon}} = 0.076h_{50}^{-2} \quad (1.2)$$

Le gaz de la forêt Lyman- α constitue donc en soi un véritable réservoir qui permet d'alimenter la formation des étoiles dans les galaxies. En contrepartie, le gaz de la forêt Lyman- α pourrait être enrichi par les métaux éjectés dans le vent des supernovae.

A $z_{\text{abs}} \sim 3$, il a été observé que 75% des systèmes Lyman- α de densité de colonne en hydrogène neutre supérieure à 3×10^{14} atomes cm^{-2} sont associés à des doublets d'absorption CIV $\lambda\lambda$ 1548,1550 (Cowie et al. 1995; Songaila & Cowie 1996). Une métallicité

moyenne : $-3 < [C/H] < -2$ est déduite après des corrections d'ionisation qui dépendent essentiellement du spectre ionisant adopté (Songaila 1998). Ce gaz est vraisemblablement enrichi en éléments lourds par la formation d'étoiles dans les filaments de la distribution des galaxies, tandis que le gaz de densité de colonne en hydrogène neutre inférieure à 10^{14} atomes cm^{-2} se trouve dans les vides des grandes structures. La présence de métaux dans ces derniers systèmes Lyman- α est controversée (Cowie & Songaila 1998; Lu et al. 1998b; Ellison et al. 1999a).

Notons enfin que les propriétés de regroupement des nuages Lyman- α dépendent elles aussi de la densité de colonne en hydrogène neutre. Au-dessus de 10^{14} atomes cm^{-2} , une corrélation entre paires de nuages est détectable sur de petites échelles de vitesses $\Delta V < 300 \text{ km s}^{-1}$ (à un niveau cependant moindre qu'entre paires de galaxies); cette corrélation a tendance à augmenter avec le temps (Cristiani et al. 1997). Au-dessous de 10^{14} atomes cm^{-2} , elle est beaucoup plus faible voire même absente des échantillons actuels. Cela suggère qu'il existe une relation continue entre la forêt Lyman- α et les systèmes métalliques, et une association physique entre certains nuages ayant $N(\text{HI}) > 10^{14}$ atomes cm^{-2} et les parties les plus externes des halos galactiques.

1.4 Lien entre gaz et galaxies

Systèmes associés : raies d'absorption très larges

Etant donnée leur proximité, les absorbants à $z_{\text{abs}} \approx z_{\text{em}}$ pourraient tracer l'environnement des quasars, ou bien leur être physiquement associés. Il existe ainsi des raies d'absorption très larges qui s'étendent sur quelques 10000 km s^{-1} dans le bleu des raies en émission de 10 – 15% des quasars non émetteurs radio. Ce sont des raies de haute ionisation et de grande dispersion de vitesses qui correspondent à des vents de matière éjectée par le noyau actif. La métallicité y est typiquement solaire à plusieurs fois solaire jusqu'à des décalages spectraux $z_{\text{abs}} > 4$ (voir Hamann & Ferland 1999). Les propriétés des raies d'émission des quasars à raies d'absorption très larges sont essentiellement les mêmes que celles des quasars n'ayant pas ce type de raies d'absorption. Il est donc possible que la majorité des quasars soit entourés d'un ensemble de régions à même de produire des raies d'absorption très larges, mais que, la couverture de ces nuages étant incomplète, les absorptions ne soient en fait observables que le long de certaines lignes de visée (Turnshek 1988; Weymann et al. 1991).

Systèmes interposés

Les absorbants à $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$ représentent quant à eux le meilleur moyen d'étudier les propriétés du gaz baryonique à tout décalage spectral, $0 < z \lesssim 5$, et ceci en relation directe

avec l'évolution de la formation des étoiles et la production des métaux dans l'Univers (Madau et al. 1998; Pei et al. 1999).

A grand décalage spectral, $z_{\text{abs}} \sim 2.5$, la densité numérique des raies Lyman- α par unité de décalage spectral augmente avec le décalage spectral (Lu et al. 1991; Bechtold 1994) :

$$\frac{dN}{dz} = N_0(1+z)^\gamma \quad (1.3)$$

avec $N_0 \sim 5$, $\gamma \approx 2$ et une largeur équivalente au repos $w_r \gtrsim 0.35 \text{ \AA}$. Pour une population d'absorbants dont le rayon et la densité numérique n'évoluent pas, on aurait (dans le modèle d'univers de Friedmann et Lemaître) :

$$\gamma = \frac{1 + q_0 z - q_0}{1 + 2q_0 z} \quad (1.4)$$

soit encore $\gamma = 1$ (resp. $\gamma = 0.5$) pour $q_0 = 0$ (resp. $q_0 = 0.5$).

En dessous de $z_{\text{abs}} \sim 1.7$, le nombre d'absorbants Lyman- α est beaucoup plus important que celui prévu en extrapolant simplement les valeurs observées à grand décalage spectral : $N_0 \sim 30$ et $\gamma \approx 0.2$ pour $w_r > 0.24 \text{ \AA}$ (Weymann et al. 1998a; voir Figure 1.3). La transition marquée dans le taux d'évolution des raies Lyman- α à $z_{\text{abs}} \sim 1.7$ s'explique naturellement par la compétition entre l'effet de l'expansion cosmologique, qui augmente l'état d'ionisation moyen du gaz, et l'affaiblissement du fond diffus ionisant causé par la diminution du nombre des quasars (Riediger et al. 1998; Theuns et al. 1998). Cette transition pourrait aussi représenter l'émergence d'une population d'absorbants Lyman- α *associée aux galaxies*. Ces absorbants seraient moins nombreux que ceux observés à grand décalage spectral, mais évolueraient moins vite. Il s'agit d'une hypothèse controversée, même si elle est en accord avec les résultats de certaines simulations numériques (Riediger et al. 1998).

L'imagerie et la spectroscopie des galaxies dans le champ des quasars fournit des indications sur le lien existant entre les nuages de gaz de la forêt Lyman- α et les galaxies à $z \lesssim 1$. La situation actuelle n'est pas encore totalement claire cependant. Il a été suggéré d'une part que les galaxies lumineuses soient entourées d'une enveloppe de gaz d'hydrogène neutre de rayon $\approx 320 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ et de taux de couverture $\sim 100\%$, et que ces halos dominent la section efficace d'absorption Lyman- α à bas décalage spectral (Lanzetta et al. 1995a; Chen et al. 1998). D'autre part, Le Brun et al. (1996) et Bowen et al. (1996) ont confirmé l'existence d'un halo de gaz d'hydrogène neutre autour des galaxies, avec un taux de couverture supérieur à 50% pour des paramètres d'impact inférieurs à $200 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$. Ils ont cependant argumenté que les nuages Lyman- α puissent ne pas appartenir strictement aux halos des galaxies, mais se distribuer dans la grande structure filamentaire locale qui contient les régions les plus denses où se forment les galaxies.

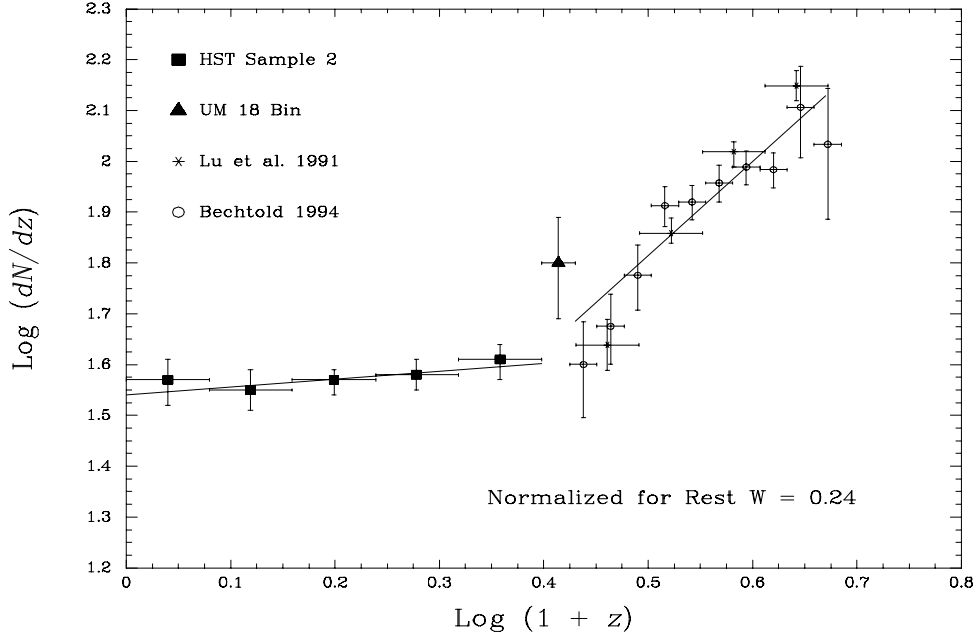


FIG. 1.3: Densité numérique dN/dz des raies d'absorption de la forêt Lyman- α en fonction du décalage spectral z (Weymann et al. 1998a). La combinaison des résultats du programme-clé du télescope spatial Hubble avec les données de différents télescopes terrestres suggère l'existence d'une transition marquée dans le taux d'évolution des raies Lyman- α à un décalage spectral $z \sim 1.7$.

1.4.1 Les systèmes OVI

La détection d'un absorbant métallique à $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$ est parfois associée à celle du doublet OVI $\lambda\lambda$ 1031,1037. Ces deux raies d'absorption se trouvent à la fois dans les forêts Lyman- α et Lyman- β où il est extrêmement difficile de les détecter. Par conséquent, l'utilisation de données spectroscopiques à très haut rapport signal-sur-bruit est nécessaire, ce qui explique qu'il n'y ait eu que très peu d'études à ce sujet. Il semblerait que l'absorption OVI soit une caractéristique des systèmes d'absorption optiquement épais à la limite de Lyman. La densité numérique des systèmes OVI à $\langle z_{\text{abs}} \rangle = 0.9$ vaut $N_0 = 1.0 \pm 0.6$, ce qui est comparable à la densité numérique des absorbants CIV $\lambda\lambda$ 1548,1550 et MgII $\lambda\lambda$ 2796,2803 à ce même décalage spectral (Burles & Tytler 1996).

Il a été montré dans seulement quelques cas que l'absorption OVI provient des parties les plus externes des halos galactiques. L'absorption est alors associée à une région de grande étendue, $r \sim 100 h_{50}^{-1} \text{kpc}$, hautement ionisée et de faible densité, $n_H \sim 10^{-4} \text{cm}^{-3}$ (Bergeron et al. 1994; Lopez et al. 1999). De densité plus importante que celle des nuages Lyman- α , il s'agit aussi d'une phase quasi homogène qui contient les nuages CIV et MgII (voir ci-dessous). Du point de vue des simulations hydrodynamiques, la phase OVI consiste

en du gaz diffus réparti dans les grandes structures de la distribution des galaxies, loin des objets totalement effondrés (Rauch et al. 1997a). Ce gaz intergalactique chaud avec des températures de $10^5 - 10^7$ K pourrait même contenir plus de la moitié des baryons existant à $z = 0$, sous la forme de structures filamentaires (Cen & Ostriker 1999a), ainsi qu'une grande partie des métaux transportés loin de leurs sites de production par le vent des supernovae (Cen & Ostriker 1999b).

L'intérêt de la détection du doublet d'absorption OVI $\lambda\lambda$ 1031,1037 est qu'il s'agit, avec NV $\lambda\lambda$ 1238,1242, d'un moyen d'étudier le gaz chaud et de contraindre le mécanisme d'intense ionisation de ce gaz. Dans le halo de la Galaxie par exemple, la photo-ionisation stellaire n'est pas suffisante pour expliquer l'absorption OVI. Celle-ci requiert en effet des phénomènes très énergétiques, comme la photo-ionisation par les rayons cosmiques, ou les fontaines galactiques induites par des chocs dans le vent des supernovae. A bas décalage spectral, mais aussi à $z_{\text{abs}} \sim 3$, il est possible dans certains cas que le gaz de la région OVI soit ionisé par collision, plutôt que photo-ionisé par le fond diffus ultraviolet. Les rapports $w_r(\text{OVI}\lambda 1032)/w_r(\text{CIV}\lambda 1548)$ et $w_r(\text{OVI}\lambda 1032)/w_r(\text{Ly}\beta)$ y sont en effet supérieurs à l'unité (Lu & Savage 1993; Burles & Tytler 1996). De nouvelles observations à grand décalage spectral (Kirkman & Tytler 1997, 1999) vont dans ce sens en suggérant que la température du gaz, $T \sim 10^5$ K, est entretenue par les ondes de choc de structures qui s'effondrent dans le halo des galaxies ou dans des proto-amas.

1.4.2 Les systèmes CIV

Les systèmes d'absorption CIV $\lambda\lambda$ 1548,1550 tracent une phase ionisée optiquement mince au rayonnement ultraviolet. Cette phase peut être associée, ou non, à une autre phase d'opacité plus forte dans l'ultraviolet et contenant des éléments de basse ionisation.

A grand décalage spectral, $z_{\text{abs}} \sim 2$, la population des absorbants CIV est ainsi composée de deux sous-classes, caractérisées par la présence, ou l'absence, d'ions de basse ionisation tels que CII, MgII et FeII. Il a été montré que l'émergence de ces deux sous-classes provient essentiellement de la grande profondeur optique, ou de la transparence du gaz, au fond ionisant ultraviolet (Bergeron & Stasińska 1986). A bas décalage spectral, $z_{\text{abs}} \sim 0.5$, des phases de basse ionisation *optiquement minces* peuvent aussi exister (Bergeron et al. 1994). Par conséquent, l'état d'ionisation moyen des absorbants métalliques *optiquement minces* diminue avec le temps, ce qui est en accord avec l'hypothèse selon laquelle le gaz est photo-ionisé par le flux ionisant du fond diffus et que, à $z_{\text{abs}} < 2$, l'intensité de ce flux diminue avec le temps.

Pour des largeurs équivalentes $w_r > 0.3 \text{ \AA}$, la densité numérique des systèmes CIV par unité de décalage spectral est compatible avec des halos de rayon supérieur à $140 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$. Environ 75% d'entre eux ne possèdent pas d'absorption MgII associée (Steidel & Sargent 1992). Le nombre de systèmes CIV tels que $w_r > 0.3 \text{ \AA}$ augmente avec le

temps pour $1.3 < z_{\text{abs}} < 3.4$: $N_0 \sim 1.5$ et $\gamma = -1.56 \pm 0.79$ (Sargent et al. 1988a), mais n'évolue vraisemblablement pas pour $0.3 < z_{\text{abs}} < 1.5$ (Bergeron et al. 1994). L'évolution du nombre de systèmes CIV à grand décalage spectral peut être interprétée comme un effet d'évolution chimique.

Nous remarquerons enfin pour être exhaustif que les propriétés de regroupement des *certaines* absorbants CIV à $z_{\text{abs}} \sim 2$, sur plusieurs dizaines de megaparsecs, suggèrent que ces systèmes révèlent des structures aussi étendues que des filaments ou des super-amas de galaxies à grand décalage spectral (voir notamment Quashnock et al. 1996; Quashnock & Vanden Berk 1998).

1.4.3 Les systèmes MgII forts

Il existe un lien très étroit entre les galaxies normales et les absorbants métalliques dont la densité de colonne en hydrogène neutre est supérieure à 2×10^{17} atomes cm^{-2} (Bergeron & Stasińska 1986). Ces absorbants peuvent être identifiés par leur doublet $\text{MgII}\lambda\lambda 2796, 2803$. D'une façon générale, la phase qui contient les ions de basse ionisation est optiquement épaisse à la limite de Lyman, et la profondeur optique croît avec le rapport des largeurs équivalentes au repos $w_r(\text{FeII}\lambda 2382)/w_r(\text{MgII}\lambda 2796)$. Les modèles de photo-ionisation indiquent des abondances en éléments lourds qui augmentent avec le temps, étant donné que $-2.5 < \log Z/Z_\odot < -1.0$ à $z_{\text{abs}} \sim 3$ (Steidel 1990a; Petitjean et al. 1992) et $-0.5 < \log Z/Z_\odot < -0.3$ à $z_{\text{abs}} \sim 0.5$ (Bergeron et al. 1994). En ce qui concerne le nombre de systèmes MgII tels que $w_r > 0.6 \text{ \AA}$, il diminue avec le temps pour $0.2 < z_{\text{abs}} < 2.1$: $N_0 \sim 0.25$ et $\gamma = 1.45 \pm 0.63$ (Sargent et al. 1988b).

Pour un décalage spectral $0.4 < z_{\text{abs}} < 0.8$, Bergeron & Boissé (1991) ont montré que les absorptions MgII de largeur équivalente $w_r(\text{MgII}\lambda 2803) > 0.3 \text{ \AA}$ se produisent dans les halos de galaxies lumineuses, et que le rayon de ces halos est seulement faiblement corrélé à la luminosité visible de la galaxie hôte (voir aussi Guillemin & Bergeron 1997) :

$$R(h_{50}^{-1} \text{kpc}) = 75 \left(\frac{L}{L_\star} \right)^{0.3} \quad (1.5)$$

Les galaxies absorbantes ont des morphologies variées avec toutefois une prédominance de types spiraux Sbc et Scd. Leur caractéristique commune est de posséder une luminosité $L_K > 0.1 L_K^\star$, alors que des galaxies moins lumineuses ne produisent aucune absorption MgII détectable (Steidel 1993; Steidel et al. 1994a, 1997).

Le critère de sélection des galaxies absorbantes est donc la masse plutôt que le taux de formation d'étoiles de ces objets, même si l'activité stellaire est elle aussi clairement associée à la présence de grands halos gazeux (Guillemin & Bergeron 1997). Ces halos agissent comme un réservoir de gaz qui interagit étroitement avec la galaxie centrale où se forment les étoiles. Il apparaît aussi que la structure de ces halos est fortement perturbée.

En particulier, la cinématique des systèmes d'absorption n'est pas corrélée au paramètre d'impact, et des modèles simples de disques ou de halos sont rejetés (Churchill et al. 1996; Charlton & Churchill 1998).

1.5 La production des métaux

Dans l'Univers lointain, la recherche des sites de formation d'étoiles a récemment conduit à la découverte de plusieurs centaines de galaxies à $z_{\text{em}} \sim 3$ et $z_{\text{em}} \sim 4$ (Steidel et al. 1996b, 1999). Ces objets, que nous appellerons *par commodité* les galaxies de Steidel dans la suite, ont été sélectionnés par leur discontinuité à la limite de Lyman et par leur puissante émission ultraviolette. Ce sont en fait des traceurs biaisés de la masse qui se regroupent dans des structures à grande échelle à $z_{\text{em}} \sim 3$, voire même à $z_{\text{em}} \sim 4$ (Steidel et al. 1998). Ces galaxies sont le siège d'une intense activité de formation d'étoiles, avec des valeurs non corrigées de l'extinction qui sont typiquement de $40 - 530 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ($q_0 = 0.1$), et de vents stellaires de plus de $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$, qui sont vraisemblablement causés par le fort taux de supernovae accompagnant cette activité (Pettini et al. 1998).

Les systèmes lorentziens

Les galaxies normales de champ, quant à elles, peuvent être identifiées à grand décalage spectral par les raies d'absorption métalliques qu'elles engendrent dans le spectre des quasars. En particulier, les systèmes lorentziens Lyman- α (SLLA), dont les densités de colonne en hydrogène neutre sont supérieures à 2×10^{20} atomes cm^{-2} , doivent être associés à des régions de formation d'étoiles (Wolfe et al. 1995). La profondeur optique à la limite de Lyman est suffisante pour que le gaz d'hydrogène soit principalement sous la forme d'une couche neutre auto-écrantée au flux ionisant du fond diffus. De nombreux ions d'éléments lourds sont détectés tels que C, O, Mg, Al, Si et Fe. Les valeurs de la métallicité sont en moyenne de l'ordre de $\log Z/Z_{\odot} \sim 0.1$ mais avec toutefois une grande dispersion (Pettini et al. 1997b). L'imagerie proche infrarouge en bande étroite a suggéré qu'il existe un excès de galaxies lumineuses au décalage spectral des systèmes lorentziens (Mannucci et al. 1998; Teplitz et al. 1998). Si des observations spectroscopiques viennent confirmer ces résultats, cela soutiendrait l'idée que les systèmes lorentziens sont, à tout décalage spectral, les traceurs de structures étendues. Il faut remarquer que ce n'est pas forcément le cas des quasars à $z_{\text{em}} > 2$ (Thompson et al. 1996; voir aussi Pahre & Djorgovski 1995), alors qu'à $z_{\text{em}} < 1$ les quasars émetteurs radio semblent être associés à des amas de galaxies.

De tous les absorbants Lyman- α , les systèmes lorentziens ayant les densités de colonne les plus fortes sont ceux qui dominent la densité de masse du *gaz neutre* dans l'Univers (voir Figure 1.2). Leur densité numérique par unité de décalage spectral augmente avec le décalage spectral pour $0 < z_{\text{abs}} < 3.5$: $N_0 = 0.06 \pm 0.01$ et $\gamma = 1.15 \pm 0.55$, et cela peut être

interprété comme une conséquence de la formation d'étoiles dans ces objets (Wolfe et al. 1986; Lanzetta et al. 1995b). Il a ainsi été constaté que la densité de masse du gaz neutre contenue dans les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \sim 3$ est comparable à la densité de masse des étoiles se trouvant dans les disques de galaxie à $z = 0$ (Wolfe et al. 1995; Storrie-Lombardi et al. 1996a). D'autre part, les relevés de l'émission à 21 cm pour $N(\text{HI}) > 2 \times 10^{20}$ atomes cm^{-2} montrent que ce sont apparemment les galaxies spirales à $z = 0$ qui dominent la section efficace d'absorption de l'hydrogène neutre (Rao & Briggs 1993; Zwaan et al. 1999). Ces deux constatations suggèrent qu'à grand décalage spectral les systèmes lorentziens constituent les progéniteurs des galaxies massives de notre environnement local. Leur étude fournit donc en principe un moyen de contraindre l'évolution des galaxies normales de champ depuis l'époque de leur formation.

L'intérêt cosmologique des systèmes lorentziens réside dans la richesse des profils de raies d'absorption de leurs ions métalliques. Ces raies permettent d'obtenir une information précise sur la cinématique des différents nuages de gaz, ainsi que sur les abondances chimiques et la présence de poussières. Il est donc possible de recenser le gaz neutre et les métaux à divers décalages spectraux dans le cadre d'un scénario d'évolution cosmique (Lanzetta et al. 1995b; Pei & Fall 1995; Pei et al. 1999), et d'étudier les conditions physiques dans le milieu interstellaire des galaxies lointaines.

1.6 Propos de la thèse

A quelle époque les galaxies se sont formées et comment elles évoluent sont des questions centrales en cosmologie observationnelle. Tandis que le contenu baryonique des galaxies est aujourd'hui concentré dans les étoiles, il doit exister une époque où l'essentiel de leur masse était encore sous forme gazeuse. Or, les systèmes d'absorption Lyman- α lorentziens observés dans le spectre des quasars dominent la densité cosmique de masse du gaz neutre, et les densités de colonne mises en jeu sont aussi grandes que dans le milieu interstellaire de notre Galaxie. Ces absorbants pourraient donc être associés à des étapes importantes de l'évolution des galaxies.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce mémoire de thèse. Il présente les résultats d'un travail essentiellement basé sur des études des systèmes lorentziens afin de déterminer leurs propriétés physiques et de mieux contraindre leur nature à différents décalages spectraux. Il décrit les analyses que nous avons menées sur la cinématique, les abondances chimiques et l'émission Lyman- α des systèmes lorentziens et, plus généralement, sur le contenu baryonique de l'Univers des galaxies à la forêt Lyman- α tel qu'il est révélé par la spectroscopie haute, moyenne ou basse résolution des noyaux actifs de galaxie. La Figure 1.4 montre la relation qui existe entre, d'une part le décalage spectral des principaux objets concernés par ce mémoire depuis les quasars et leurs absorbants jusqu'aux grandes structures et aux amas de galaxies, et d'autre part le temps écoulé depuis ce décalage

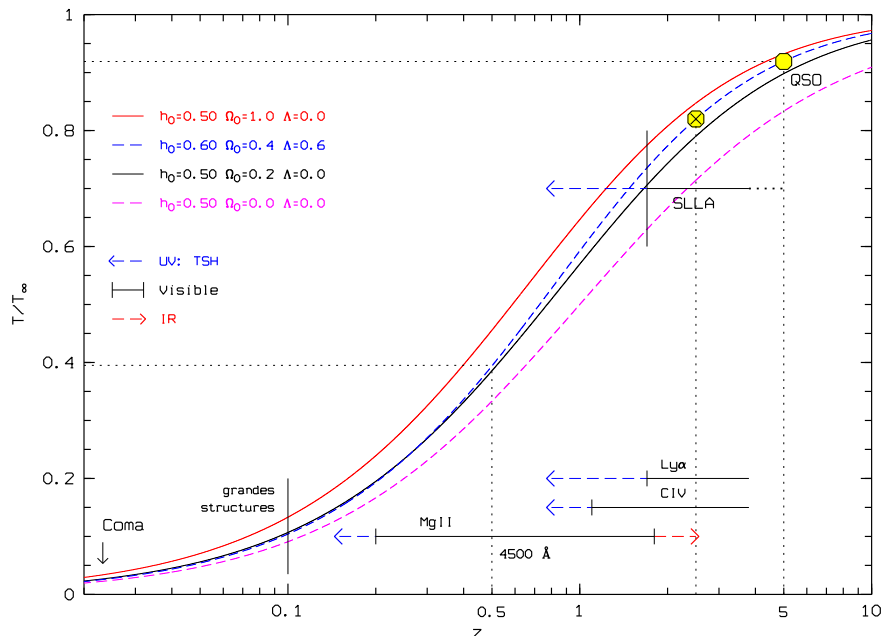


FIG. 1.4: Temps T/T_∞ écoulé depuis le décalage spectral z des objets étudiés dans ce mémoire. Parmi les modèles d'univers, celui avec une constante cosmologique Λ semble être le plus favorisé par l'observation des supernovae lointaines (Schmidt et al. 1998; Perlmutter et al. 1999) : essentiellement dominée par la matière à $z \gg 1$, l'expansion est accélérée par l'effet de cette constante à $z < 1$. Pour différents types d'absorbant, le décalage spectral observable depuis le sol (domaine du visible) ou depuis l'espace (domaine ultraviolet) est indiqué, en comparaison avec le maximum de la densité numérique des quasars à $z \sim 2.5$. Le nombre de quasars connus est extrêmement limité à $z > 4$.

spectral.

Dans le **Chapitre** suivant (2), nous présentons une revue détaillée sur les systèmes lorentziens, leurs densités numérique et de masse, leurs propriétés physiques et leur évolution cosmique. Les arguments en faveur de l'interprétation standard de ces objets comme les progéniteurs des galaxies spirales de notre environnement local, et les problèmes soulevés par les observations du télescope spatial les plus récentes, sont discutés. Nous traitons aussi des aspects plus techniques en abordant les méthodes de détermination des abondances chimiques en spectroscopie : courbe de croissance et décomposition des raies d'absorption en profils de Voigt. Cela nous permet de faire l'état de nos connaissances pour ce qui est de l'existence d'éléments lourds et de molécules dans les systèmes lorentziens, et de grains de poussière qui viennent compliquer l'interprétation des rapports d'abondance observés.

Le **Chapitre 3** concerne l'étude des abondances chimiques et de la cinématique du gaz par l'analyse des profils de raies d'absorption des systèmes lorentziens à grand décalage

spectral, $z_{\text{abs}} = 2 - 4$. Nous mettons d'abord en évidence que l'azote est déficient par rapport au silicium dans une fraction significative de systèmes. Les mesures peuvent s'expliquer si les étoiles massives polluent fortement le milieu interstellaire étant donné que l'azote est produit dans les étoiles de masse intermédiaire. L'un des systèmes lorentziens étudiés se trouve être le plus déficient en éléments lourds parmi tous les systèmes connus. Nous montrons ensuite par des études statistiques que la contribution des mouvements de rotation dans le gaz a été largement surestimée et que certains systèmes lorentziens possèdent des mouvements internes globalement aléatoires. Ces résultats remettent en cause l'hypothèse selon laquelle les systèmes lorentziens seraient à grand décalage spectral les progéniteurs des disques de galaxies observés localement.

Le **Chapitre 4** donne les résultats *préliminaires* d'un travail sur l'enrichissement chimique et le contenu en poussières des systèmes lorentziens à décalage spectral intermédiaire, $z_{\text{abs}} = 0.4 - 1.7$, faisant ainsi le lien avec les absorbants à grand décalage spectral. Nous examinons l'importante question de l'abondance relative du manganèse et du fer qui est un bon indicateur de l'histoire nucléosynthétique du milieu interstellaire d'une galaxie. Nous montrons que les rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens sont généralement la signature d'un certain niveau de déplétion par les grains de poussière, dont nous corrigeons les effets. Bien qu'il y ait une similitude avec le halo de la Galaxie pour certains systèmes, les rapports d'abondance corrigés pourraient ne pas indiquer de forte contribution des supernovae de type II à l'enrichissement chimique global de ces objets. Au cours de ce travail, nous étudions aussi l'évolution cosmologique des abondances pour $0.4 < z_{\text{abs}} \lesssim 3$, et nous insistons sur le fait qu'il n'y a pas de relation entre abondance et déplétion.

Le **Chapitre 5** porte sur la recherche de l'émission Lyman- α des régions de formation d'étoiles associées aux systèmes lorentziens de décalages spectraux les plus grands. Les faibles métallicités moyennes observées permettent l'étude des galaxies jeunes, ou en voie de formation. Nous avons utilisé le nouveau spectrographe intégral de champ OASIS pour contraindre leur taux de formation d'étoiles. L'extinction et la diffusion résonnante des photons Lyman- α ainsi que la géométrie du milieu interstellaire compliquent l'interprétation des limites de détection en flux obtenues. Nous nous plaçons dans le cadre de deux modèles des systèmes lorentziens et montrons que les données favorisent des objets de petites dimensions, des galaxies naines ou bien des structures protogalactiques. D'autre part, l'un des quasars sélectionnés est l'une des sources de luminosité la plus grande connue à ce jour, et nous mettons en évidence la nature double et l'amplification de son image par un effet de lentille gravitationnelle, dont nous déterminons les caractéristiques.

Le **Chapitre 6** est axé sur le projet de l'étude de l'association de la forêt Lyman- α avec les grandes structures et les halos galactiques à bas décalage spectral. Notre approche consiste à utiliser un ensemble de lignes de visée concentrées dans une même région du ciel. Nous avons effectué une recherche de cibles brillantes pour permettre un suivi

spectroscopique en ultraviolet avec le Télescope Spatial Hubble. Les candidats quasars et noyaux actifs de galaxies sont situés à l'arrière-plan de l'amas de galaxies de Coma, dans un rayon projeté de $9 h_{50}^{-1}$ Mpc du centre de l'amas. Nous décrivons les méthodes employées dans ce relevé et notamment les résultats de la combinaison de deux ensembles de critères de sélection de candidats, l'un dans le domaine visible et l'autre dans les rayons X. Nous présentons les suivis spectroscopiques à basse résolution dans le visible, la classification et les caractéristiques des objets de l'échantillon extragalactique obtenu, et l'efficacité globale de notre relevé.

Une conclusion générale présente finalement les perspectives des travaux exposés dans ce mémoire ainsi que plusieurs voies de recherche pour les années à venir.

Chapitre 2

Propriétés des systèmes lorentziens

2.1 Présentation

2.1.1 Définition

Les systèmes lorentziens Lyman- α (SLLA) sont le groupe des absorbants dans le spectre des quasars qui possèdent les densités de colonne en hydrogène neutre les plus fortes : $N(\text{HI}) > 10^{19}$ atomes cm^{-2} . Cette limite inférieure correspond typiquement au début d'un régime saturé de la courbe de croissance où le profil d'absorption de la raie Lyman- α est de nature lorentzienne (voir Figure 2.1). Les ailes de la raie Lyman- α sont très larges et contribuent de façon non négligeable à la largeur équivalente de l'ensemble du profil. Dans ces conditions, la largeur équivalente $w_r(\text{Ly}\alpha)$ ne dépend pas de la distribution des vitesses des atomes sur la ligne de visée, et par conséquent, de l'élargissement Doppler : $b = \sqrt{2}v_{\text{rms}}$ où v_{rms} est la dispersion des vitesses de ces atomes. La largeur équivalente est en fait simplement reliée à la densité de colonne des atomes d'hydrogène neutre, $N(\text{HI})$, par la relation suivante :

$$N(\text{HI}) (\text{cm}^{-2}) = 1.88 \times 10^{18} w_r^2(\text{Ly}\alpha) (\text{\AA}) \quad (2.1)$$

Les *ailes* du profil de la raie Lyman- α permettent de déterminer la densité de colonne à mieux qu'un facteur deux près, notamment lorsque $N(\text{HI}) > 2 \times 10^{20}$ atomes cm^{-2} . De plus, la couche d'hydrogène des systèmes lorentziens est suffisamment dense pour que la profondeur optique à la limite de Lyman : $\lambda_r = 912 \text{ \AA}$ soit très importante. En effet :

$$\tau_{912\text{\AA}} = \sigma N(\text{HI}) \gtrsim 100 \quad (2.2)$$

avec σ la section efficace de photo-ionisation de l'hydrogène neutre :

$$\sigma (\text{cm}^2) = 6.3 \times 10^{-18} \left(\frac{\lambda_r}{912 \text{ \AA}} \right)^3 \quad (2.3)$$

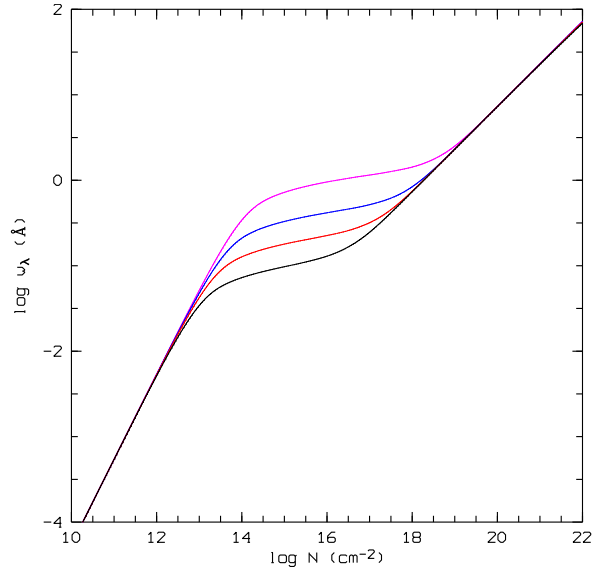


FIG. 2.1: Courbe de croissance de la raie d'absorption Lyman- α . Entre le régime optiquement mince, $\log N(\text{HI}) \lesssim 14$, et le régime lorentzien, $\log N(\text{HI}) \gtrsim 19$, la courbe de croissance est dégénérée : la largeur équivalente de la raie dépend de l'élargissement Doppler b et la raie est dite saturée. En noir (resp. rouge, bleu et magenta), $b = 5$ (resp. 10, 20 et 50) km s^{-1} .

Auto-écranté, le milieu est donc essentiellement neutre et la correction d'ionisation est très faible. Cela signifie que l'on a une bonne détermination du contenu total en hydrogène de l'objet absorbant via la mesure de la densité de colonne en hydrogène neutre : $N(\text{H}) \approx N(\text{HI})$. Il est donc possible d'étudier les abondances absolues de nombreux éléments lourds moyennant une mesure des densités de colonne de différents ions. La détermination de ces dernières est exposée en détail dans la Sous-section 2.2.1.

2.1.2 Densité numérique

Les premiers systèmes lorentziens, à grand décalage spectral, ont initialement été découverts en absorption dans le spectre de quasars d'arrière-plan au cours des années soixante-dix. Pendant cette décennie, seuls quatre cas de quasars étaient connus (Beaver et al. 1972; Carswell et al. 1975; Wright et al. 1979; Smith et al. 1979). Ce n'est qu'au milieu des années quatre-vingt qu'ont été présentés les résultats d'une recherche systématique de candidats systèmes lorentziens. Wolfe et al. (1986) ont obtenu les spectres basse résolution de 68 quasars brillants : $V \leq 18.5$ à grand décalage spectral : $z_{\text{em}} \geq 2.25$ avec le télescope de 3 m de l'Observatoire de Lick. Ils ont trouvé 47 raies d'absorption potentiellement lorentziennes ayant un décalage spectral $\langle z_{\text{abs}} \rangle = 2.2$ et une largeur équivalente $w_r > 5$

Å. Wolfe et al. (1986) se sont restreints à des absorbants de densité de colonne en hydrogène neutre supérieure ou égale à 2×10^{20} atomes cm^{-2} . Cette définition artificielle était à l'époque le reflet d'une contrainte observationnelle, puisqu'elle a été introduite pour chercher des systèmes lorentziens dans des données de basse résolution spectrale (10 Å FWHM). Or une densité de colonne $\log N(\text{HI}) > 20.3$ correspond à une raie d'absorption Lyman- α de largeur équivalente $w_{\text{obs}} > 30$ Å à $z_{\text{abs}} \sim 2$. Pour des largeurs équivalentes plus faibles, il est difficile de faire la distinction entre un profil d'absorption lorentzien avec des ailes très larges, et un ensemble de raies de la forêt Lyman- α qui se chevauchent.

Une deuxième raison, essentielle, pour considérer un seuil de 2×10^{20} atomes cm^{-2} est que cela correspond typiquement aux densités de colonne en hydrogène neutre caractéristiques des disques des grandes galaxies spirales de notre environnement local (Bosma 1981). L'idée de Wolfe et al. (1986) était de localiser les disques de galaxies, ou de proto-galaxies, à grand décalage spectral par le biais de l'absorption Lyman- α des systèmes lorentziens. Les candidats de leur premier relevé, le relevé de Lick, ont donc été confirmés à résolution spectrale intermédiaire par Turnshek et al. (1989) et Wolfe et al. (1993), tandis qu'un autre relevé, le relevé de Las Campanas/Palomar (Lanzetta et al. 1991), est venu enrichir l'échantillon des systèmes lorentziens déjà connus (Lu et al. 1993; Lu & Wolfe 1994; Pettini et al. 1994; Saucedo & Bechtold 1994). Wolfe et al. (1995) ont depuis compilé les résultats de ces études avec le grand relevé de quasars brillants qu'ils ont effectué : ils ont ainsi analysé un ensemble statistique de 62 systèmes lorentziens à $\langle z_{\text{abs}} \rangle = 2.5$, et répartis sur un intervalle de décalage spectral $\Delta z = 324$. En accord avec leurs premiers résultats (Wolfe et al. 1986), ils ont trouvé que la densité numérique des systèmes lorentziens par unité de décalage spectral est plus élevée d'un facteur ~ 2 que celle des galaxies spirales proches. Plus précisément, $(dN/dz)_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} = 2) = 0.20 \pm 0.03$, ce qui représente environ un objet pour cinq quasars à $z_{\text{em}} \simeq 3$. Par conséquent, si les systèmes lorentziens de grand décalage spectral se produisent effectivement dans des disques, cela veut dire qu'il y a soit une évolution du rayon des absorbants (qui pourrait être liée à une phase d'effondrement), soit une diminution de leur nombre avec le temps (qui pourrait être le résultat de fusions).

Un élément de réponse à cette question a tout d'abord été fourni par Lanzetta et al. (1995b). Ces auteurs ont utilisé les spectres ultraviolets du satellite IUE pour étudier l'évolution cosmologique des systèmes lorentziens à $0.008 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 3.5$: ils ont constaté que la densité numérique par unité de décalage spectral n'évolue pas fortement avec le décalage spectral :

$$\frac{dN}{dz} = (0.059 \pm 0.009)(1 + z)^{1.15 \pm 0.55} \quad (2.4)$$

résultat qui est aussi cohérent avec une population d'objets qui n'évoluent pas du tout. Le nombre de systèmes lorentziens à bas décalage spectral, $z_{\text{abs}} < 1$, est en fait crucial, car il est associé à un grand intervalle de temps écoulé. Ce nombre est cependant basé sur une faible statistique étant donné que seulement quatre candidats ont été découverts

dans le relevé IUE. Or, depuis la publication de Lanzetta et al. (1995b), la plupart des objets à $z_{\text{abs}} < 1$ ont été réobservés avec le Télescope Spatial Hubble, ce qui a conduit Jannuzi et al. (1998) à diminuer de moitié l'estimation initiale de la densité numérique : $(dN/dz)_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} = 0.8) \approx 0.041$. Il pourrait donc bien y avoir une évolution des systèmes lorentziens en nombre, même s'il est encore nécessaire d'augmenter la taille des échantillons disponibles à bas décalage spectral. Ce ne sera pas une tâche facile car le nombre d'objets attendus est limité. Ainsi, le programme-clé du télescope spatial sur les raies d'absorption n'aura permis d'identifier qu'un seul système lorentzien sur 83 quasars de bas décalage spectral, ce qui se traduit par $(dN/dz)_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} = 0.58) \approx 0.02$ (Jannuzi et al. 1998).

Une méthode efficace pour trouver des systèmes lorentziens à bas décalage spectral est de rechercher l'absorption Lyman- α associée à un doublet MgII $\lambda\lambda 2796, 2803$ qui a été préalablement identifié dans le domaine du visible (Rao et al. 1995). En effet, tous les systèmes lorentziens connus à grand décalage spectral possèdent des raies métalliques de basse ionisation, et le doublet MgII en particulier est détectable à moyenne résolution spectrale. En outre, la densité numérique de systèmes MgII par unité de décalage spectral est très bien connue (Steidel & Sargent 1992). Le relevé initial de Rao et al. (1995) était basé sur les spectres ultraviolets disponibles dans l'archive du télescope spatial ; il a depuis été considérablement étendu par de nouvelles observations avec le spectrographe FOS (Turnshek 1997; Rao & Turnshek 1999). Sur 87 absorbants MgII à $z_{\text{abs}} < 1.65$ 12 nouveaux systèmes lorentziens ont été découverts, ainsi que deux autres pour lesquels le doublet MgII se trouve dans une région spectrale qui n'avait pas été préalablement observée. Cela implique que : $(dN/dz)_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} = 0.8) = 0.10 \pm 0.04$. Une telle valeur est sensiblement plus grande que celle obtenue par Jannuzi et al. (1998). Les conséquences pour la densité de masse du gaz neutre sont examinées dans les Sections 2.1.3 et 2.1.4.

2.1.3 Densité de masse

Les systèmes lorentziens contiennent l'essentiel de la masse du *gaz neutre* à grand décalage spectral. La fonction de distribution des densités de colonne en hydrogène neutre de tous les absorbants Lyman- α peut en effet s'écrire en première approximation sous la forme d'une loi de puissance (Tytler 1987; Petitjean et al. 1993) :

$$f(N, z) = \frac{d^2n}{dNdz} = \alpha(z)N^{-\beta} \quad (2.5)$$

avec $\beta \simeq 1.5$. Pour calculer la masse totale du gaz neutre dans l'Univers, le produit $Nf(N, z)$ doit être intégré par rapport à N . L'exposant de N résultant : $(-\beta + 2)$ étant positif, cela signifie que la majeure partie de la masse du gaz neutre se trouve, non pas dans les absorbants de la forêt Lyman- α pourtant nombreux, mais dans les rares absorbants que sont les systèmes lorentziens et, en particulier, *ceux dont la densité de colonne en*

hydrogène neutre est la plus forte. Par ailleurs, il a été montré que la densité de masse du gaz neutre contenu dans les systèmes lorentziens représente au moins 10% de tous les baryons prédits par la théorie de la nucléosynthèse primordiale (Wolfe et al. 1995). Une bonne compréhension de la nature de ces objets doit donc apporter des contraintes sur les modèles cosmologiques décrivant la formation des structures baryoniques dans l'Univers (voir Klypin et al. 1995).

L'évolution cosmologique de la densité de masse du gaz neutre de $z_{\text{abs}} \sim 3$ à bas décalage spectral a pour la première fois été étudiée par Lanzetta et al. (1995b) dans le cadre du relevé IUE pour les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} < 1.5$. La densité de masse du gaz neutre est proportionnelle au produit de la densité volumique d'absorbants : n_{voI} et de leur masse, soit : $\Omega_{\text{HI}} \propto dn/dz \cdot N\mu m_{\text{H}}$ où $dn/dz \propto n_{\text{voI}}\sigma$ est la densité numérique d'absorbants par unité de décalage spectral, μ le poids atomique moyen, et m_{H} la masse de l'atome d'hydrogène. La fonction de distribution des densités de colonne en hydrogène neutre étant définie par l'Equation 2.5, on peut réécrire la densité de masse du gaz neutre en unité de la densité de masse critique de l'Univers, ρ_c :

$$\Omega_{\text{HI}}(z) = \frac{H_0}{c} \frac{\mu m_{\text{H}}}{\rho_c} \int_{N^{\text{min}}}^{N^{\text{max}}} N f(N, z) dN \quad (2.6)$$

Lanzetta et al. (1995b) ont constaté que, si la densité numérique de systèmes lorentziens par unité de décalage spectral ne change pas radicalement de $z_{\text{abs}} \approx 3.5$ à $z_{\text{abs}} \approx 0.008$, la densité de masse du gaz neutre Ω_{HI} pourrait en revanche décroître de façon exponentielle. L'évolution observée provient de la diminution du nombre des systèmes dont la densité de colonne en hydrogène neutre est la plus forte : $N(\text{HI}) \geq 10^{21}$ atomes cm^{-2} . L'échantillon de ces systèmes est particulièrement réduit et très certainement aussi biaisé (voir Sous-section 2.2.3 et Section 2.3). La possibilité qu'une telle évolution soit réelle doit donc être considérée avec de prudence. L'apparente disparition des nuages les plus denses a été interprétée comme le résultat de la consommation du gaz par la formation d'étoiles (voir aussi Wolfe et al. 1995).

Les travaux de Lanzetta et al. (1995b) et Wolfe et al. (1995) ont été repris par Storrie-Lombardi et al. (1996a). Ces derniers ont augmenté l'échantillon de systèmes lorentziens connus de 11 objets à $2.8 < z_{\text{abs}} < 4.4$ grâce au relevé APM pour les quasars à $z_{\text{em}} > 4$. Il s'avère que la densité de masse du gaz neutre possède un plateau à $z_{\text{abs}} \sim 3$, et diminue avec le décalage spectral pour $z_{\text{abs}} > 3.5$ (voir Figure 2.2). C'est une claire indication que les systèmes lorentziens de densité de colonne $N(\text{HI}) \geq 10^{21}$ atomes cm^{-2} sont encore à cette époque en train de se condenser par effondrement gravitationnel. Storrie-Lombardi et al. (1996a) montrent aussi que la densité de masse du gaz neutre à $z_{\text{abs}} \simeq 3$ est comparable à la densité de masse de l'ensemble des étoiles jeunes actuelles, c'est-à-dire les étoiles appartenant aux disques des galaxies spirales de notre environnement local :

$$\Omega_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} \simeq 3) \lesssim \Omega_{\star}^{\text{disque}}(z_{\text{em}} = 0) \quad (2.7)$$

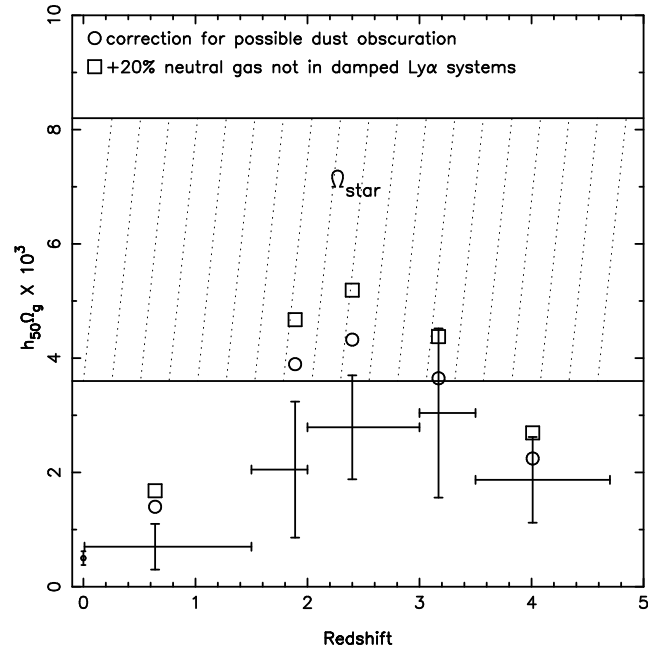


FIG. 2.2: Densité de masse du gaz neutre contenue dans les systèmes lorentziens à $0.008 \leq z_{\text{abs}} \leq 4.7$ (Storrie-Lombardi et al. 1996a). La mesure à $z = 0$ provient de l'émission à 21 cm des galaxies de notre environnement local (Rao & Briggs 1993). La région hachurée correspond à l'intervalle (à $\pm 1\sigma$) autour de la densité de masse des étoiles des galaxies proches (Gnedin & Ostriker 1992).

Cette coïncidence renforce l'idée que les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} < 3$ disparaissent par le biais d'une formation d'étoiles qui s'est généralisée entre $z_{\text{em}} = 3.5$ et $z_{\text{em}} = 0$. Il faut cependant noter qu'il n'y a pas de correspondance univoque et bijective entre les deux quantités de l'Equation 2.7, car chacune d'entre elles ne représentent qu'une toute petite fraction de l'ensemble des baryons disponibles ($\approx 5\%$).

2.1.4 Interprétation standard

Depuis le travail de (Wolfe et al. 1986), il est généralement admis comme une hypothèse de travail que les systèmes lorentziens représentent à grand décalage spectral les progéniteurs des galaxies spirales de notre environnement local. Ces progéniteurs seraient observés à une époque où l'essentiel de leur masse était encore sous une forme gazeuse. Deux faits observationnels vont ainsi dans le sens d'une consommation du gaz par la formation d'étoiles dans des disques ou des proto-disques de galaxies. Tout d'abord, la densité de masse du gaz HI augmente avec le décalage spectral, et la densité de masse dans les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \simeq 3$ est comparable à la densité de masse dans les disques d'étoiles des galaxies spirales proches (Wolfe et al. 1995). Ensuite, la densité de masse dans les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \simeq 0.64$ correspond typiquement à la densité de masse du gaz HI des galaxies de notre environnement local détectées par leur émission à 21 cm (Natarajan & Pettini 1997) :

$$\Omega_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} \simeq 0.64) \approx \Omega_{21\text{cm}}(z_{\text{em}} = 0) \quad (2.8)$$

Rao & Briggs (1993) ont de plus établi que 89% de la masse du gaz d'hydrogène neutre se trouve dans les galaxies *spirales*. Le reste du gaz HI est contenu dans les galaxies lenticulaires, elliptiques et irrégulières, et la contribution du milieu intergalactique est complètement négligeable. A $z = 0$, les galaxies à forte brillance de surface sont donc les principales responsables de la section efficace de l'hydrogène neutre (voir aussi Zwaan et al. 1999).

Morphologie des galaxies candidates

Cette hypothèse d'après laquelle les systèmes lorentziens à grand décalage spectral sont les progéniteurs des galaxies spirales n'a en fait pas été étayée par les plus récentes observations du télescope spatial. Le Brun et al. (1997) ont imagé les champs de 7 quasars dont les spectres possèdent une raie d'absorption Lyman- α lorentzienne, une raie d'absorption à 21 cm, ou un système métallique tel que : $\text{MgII}/\text{FeII} \gtrsim 0.6$ à $0.4 \leq z_{\text{abs}} \leq 1$. Les objets détectés à un paramètre d'impact compatible avec la dimension d'un disque sont a priori considérés comme des candidats absorbants ($\rho_{\text{gal}} < 50 h_{50}^{-1} \text{kpc}$). Ces objets doivent aussi être recherchés très près de la ligne de visée ($< 0''3$, soit $< 2 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ à $z_{\text{abs}} = 0.6$). Le Brun et al. (1997) ont ainsi obtenu un échantillon des candidats absorbants composé de galaxies

riches en gaz avec des morphologies extrêmement variées : il y a trois galaxies spirales de différentes tailles et luminosités, trois objets compacts et deux galaxies amorphes à faible brillance de surface.

De nouvelles observations sont depuis venues confirmer ces résultats. Par exemples, Lanzetta et al. (1997) ont trouvé que le système lorentzien sur la ligne de visée du quasar Q 0850+4400 est produit par une galaxie de type lenticulaire, et Rao & Turnshek (1998) ont montré qu'aucune galaxie spirale n'est présente dans le champ du quasar OI 363 (0738+313) aux décalages spectraux de deux systèmes lorentziens de pourtant fortes densités de colonne en hydrogène neutre. Steidel et al. (1997) ont par ailleurs obtenu une image très profonde du champ du quasar 3C 336 : le seul absorbant non identifié est un système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 0.656$ et la luminosité de la galaxie associée à cet absorbant doit être extrêmement faible : $L < 0.1L_K^*$. Bien que des galaxies spirales (Miller et al. 1999) ou des objets brillants (Vladilo et al. 1997a) aient aussi été observés, les résultats de la recherche de la contrepartie visible des systèmes lorentziens contrastent beaucoup avec ceux qui ont été obtenus pour les systèmes d'absorption MgII (Bergeron & Boissé 1991). Pour ces derniers en effet, une galaxie lumineuse : $L > 0.3L_*$ est toujours détectée à moins de $75 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ de la ligne de visée.

Dimension des nuages absorbants

La population des systèmes lorentziens n'est pas dominée par un type morphologique de galaxies en particulier, et les galaxies spirales ne constituent qu'une fraction de l'échantillon des candidats identifiés à $0.4 \leq z_{\text{abs}} \leq 1$. Apparemment, un tel résultat est en désaccord avec les prédictions basées sur le contenu HI des galaxies de notre environnement local (Rao & Briggs 1993). Cela pourrait être la conséquence d'effets de sélection (voir Sous-section 2.2.3 et Section 2.3). Il faut cependant se rappeler que l'extension spatiale et donc aussi la masse des systèmes lorentziens sont deux quantités particulièrement mal connues. En d'autres termes, le gaz d'hydrogène neutre de forte densité de colonne pourrait se trouver à l'intérieur de nuages de faible masse, non détectés dans les relevés de l'émission à 21 cm dont la limite de sensibilité est actuellement $M_{\text{HI}} \lesssim 10^7 M_{\odot}$ (Zwaan et al. 1999). En supposant que les nuages absorbants ait une symétrie sphérique et une densité de colonne $N(\text{HI}) = 10^{20} \text{ atomes cm}^{-2}$, il est possible de déduire une limite supérieure sur leur dimension caractéristique :

$$R \approx 20 \text{ kpc} \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{20} \text{ cm}^{-2}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\text{HI}}}{10^9 M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \lesssim 2 \text{ kpc} \quad (2.9)$$

Ω_{SLLA} : absence d'évolution cosmologique ?

Dans la Sous-section 2.1.3, nous avons décrit les études de la densité de masse du gaz neutre contenue dans les systèmes lorentziens. Si ces derniers étaient bien les progéniteurs

des galaxies spirales observées localement, le gaz HI devrait être consommé lors de la formation d'étoiles dans des disques. Or, Turnshek (1997) et ses collaborateurs ont observé la raie d'absorption Lyman- α d'un échantillon d'absorbants MgII tels que $w_r(\text{MgII}\lambda 2796) \geq 0.3 \text{ \AA}$ et découvert un total de 14 systèmes lorentziens à bas décalage spectral. La densité de masse du gaz HI correspondant à cet ensemble de systèmes est comparable à celle qui a été observée à grand décalage spectral :

$$\Omega_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} < 1) \approx \Omega_{\text{SLLA}}(z_{\text{abs}} > 2) \quad (2.10)$$

En particulier, il n'y a pas de tendance qui indiquerait que Ω_{SLLA} se rapproche à bas décalage spectral de la densité de masse de gaz HI existant dans les galaxies spirales proches. Cette dernière est typiquement un facteur 6 inférieure à Ω_{SLLA} (Rao & Turnshek 1999). Les systèmes lorentziens pourraient donc être les progéniteurs de *toutes les galaxies*, indépendamment de leur type morphologique.

Plusieurs faits observationnels vont de toute façon dans le sens d'une association aux galaxies. Les densités de colonne en hydrogène neutre des systèmes lorentziens sont typiques de celles rencontrées dans le milieu interstellaire composant le disque de la Galaxie. La spectroscopie à haute résolution des quasars en arrière-plan révèlent de très nombreuses raies d'absorption métalliques de basse ionisation, qui sont aussi observées dans les régions HI de la Galaxie. De plus, la dispersion des vitesses mesurée dans les profils de ces raies est celle de galaxies riches en gaz. Par conséquent, les objets responsables de l'absorption Lyman- α lorentzienne doivent être associés de près ou de loin à des régions de formation d'étoiles.

2.2 Abondance des métaux

2.2.1 Principes de mesure

Les densités de colonne en hydrogène neutre des systèmes lorentziens sont assez élevées pour que le gaz soit optiquement épais à tout rayonnement ionisant d'énergie supérieure à 13.6 eV. Le milieu est donc essentiellement neutre et la plupart des éléments lourds, dont le premier potentiel d'ionisation est inférieur, et le deuxième supérieur, au seuil d'ionisation de l'atome d'hydrogène, se trouvent sous la forme de l'ion une fois ionisé. L'oxygène¹ fait exception en restant neutre, car il est lié à l'hydrogène par une réaction d'échange de charge extrêmement favorable. Pour d'autres éléments tels que Mg, Al et Cl, la recombinaison diélectronique peut affecter l'équilibre d'ionisation de ces éléments (Jura 1974; York & Kinahan 1979).

L'ion OI et ceux qui ne sont présents que dans la région HI : FeII, ZnII... (contrairement à CII, SiII...) donnent directement les abondances gazeuses de l'élément considéré,

¹Et, à un degré moindre, l'azote.

via les rapports $N(\text{OI})/N(\text{HI})$ et $N(\text{XII})/N(\text{HI})$. Le fait que la mesure des abondances ne soit pas sujette à une correction d'ionisation a été confirmé par des calculs de photo-ionisation détaillés (Lu et al. 1995; Viegas 1995). Cependant, même pour des métallicités de l'ordre du centième de la métallicité solaire, les densités de colonne des ions habituellement considérés sont telles que les raies sont fortement saturées, et correspondent à la partie logarithmique, dégénérée, de la courbe de croissance. Il n'est donc pas possible de déterminer les abondances des éléments les plus communs, en particulier C, N et O. Des raies d'éléments moins abondants, tels que Zn et Cr, doivent être observées, en dehors de la forêt des absorptions Lyman- α , dans des spectres de hauts rapports signal-sur-bruit.

La grande limitation des mesures d'abondance réside dans la détermination de la fraction de chaque élément se trouvant non pas dans la phase gazeuse mais dans les grains de poussière. Cette dernière phase, solide, ne produit en effet pas d'absorption, et les abondances directement observées dans la phase gazeuse ne représentent généralement que des limites inférieures de la composition chimique totale du nuage absorbant. C'est ce qui se passe dans le milieu interstellaire de la Galaxie où la proportion d'atomes dans la phase solide varie énormément d'un élément à l'autre (Jenkins 1987; Savage & Sembach 1996). Dans les systèmes lorentziens, les abondances relatives d'éléments aux tendances opposées à se trouver plutôt sous forme gazeuse (Zn, Si...) ou plutôt sous forme solide (Cr, Fe...) suggèrent l'existence de poussières, bien qu'à des degrés moins élevés que dans la Galaxie : $Z \approx 1/13Z_{\odot}$ à $z_{\text{abs}} \simeq 2 - 3$ (Pettini et al. 1994, 1997b). Une manifestation directe des effets de la poussière a été relevée dans l'étude comparative du rougissement du spectre de quasars avec ou sans absorption Lyman- α lorentzienne (Pei et al. 1991).

2.2.2 Techniques

Pour déterminer avec précision les densités de colonne des ions détectés dans le gaz des systèmes d'absorption, nous avons vu qu'il faut observer ou bien des raies faibles, non saturées, ou bien des raies si fortes qu'elles possèdent les ailes caractéristiques du régime lorentzien comme c'est parfois le cas pour la transition Lyman- α .

La courbe de croissance peut être définie comme la relation entre $\log(w_{\lambda}/\lambda)$ et $\log(Nf\lambda)$, avec N la densité de colonne de l'ion absorbant, w_{λ} la largeur équivalente de la raie, λ la longueur d'onde au repos et f la force d'oscillateur de la transition. La largeur équivalente s'écrit en fonction de la profondeur optique, τ_{λ} (Spitzer 1978) :

$$w_{\text{obs}} = \int (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) d\lambda \quad (2.11)$$

$$\tau_{\lambda} = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \lambda^2 N \quad (2.12)$$

Dans l'équation 2.11, w_{obs} mesure la quantité d'énergie retirée par l'absorption et est indépendant de la résolution instrumentale.

Dans la limite optiquement mince où $\tau_\lambda \ll 1$, la raie est dite sur la partie linéaire de la courbe de croissance. En effet :

$$N \text{ (cm}^{-2}\text{)} = \frac{1.13 \times 10^{20}}{\lambda^2(\text{\AA})f} \cdot \frac{w_{\text{obs}}(\text{\AA})}{1 + z_{\text{abs}}} \quad (2.13)$$

Si la raie d'absorption, optiquement mince, n'est pas détectée à $n\sigma$ dans le spectre étudié, la largeur équivalente se calcule de la manière suivante :

$$w_{\text{obs}}^{n\sigma}(\text{\AA}) = \frac{n\text{FWHM}(\text{\AA})}{S/N} \quad (2.14)$$

S/N est le rapport signal-sur-bruit dans le spectre normalisé. L'inverse de S/N est par conséquent le bruit rms dans le continuum adjacent à la raie.

Dans la vaste majorité des cas, la profondeur optique des raies d'absorption métalliques est telle que les raies se trouvent entre la limite optiquement mince et le régime lorentzien. Les densités de colonne des ions sont alors déterminées :

- soit par une analyse de la courbe de croissance dans laquelle les largeurs équivalentes totales de plusieurs raies du même ion sont observées et leur distribution dans le plan $\log(w_\lambda/\lambda) - \log(Nf\lambda)$ est comparée avec la courbe de croissance théorique d'une seule composante (voir Figure 2.3). En supposant que les vitesses d'agitation des ions sont décrites par une distribution thermique de Maxwell-Boltzmann, cela permet d'obtenir une valeur de la densité de colonne de ces ions (N), ainsi que le paramètre d'élargissement Doppler associé (b).
- soit par l'ajustement simultané des sous-composantes des profils de raie des transitions ioniques (λ_0 , f et Γ) se produisant dans *la même phase* (par exemple la phase neutre). Un tel ajustement peut être réalisé avec le logiciel FITLYMAN (Fontana & Ballester 1995) implémenté sous MIDAS, le système d'analyse et de traitement des données astronomiques conçu à l'Observatoire Européen Austral. Il faut alors veiller à minimiser le nombre des sous-composantes. Chacune d'elles est déterminée par la connaissance de sa longueur d'onde centrale (λ ; ou de façon équivalente son décalage spectral z_{abs}), sa densité de colonne (N) et son élargissement Doppler (b).

L'élargissement Doppler d'une raie est la racine carrée de la somme quadratique d'un élargissement thermique intrinsèque $b_k = (2kT/m)^{1/2}$ et d'un élargissement lié à un mouvement de turbulence macroscopique $b_t = \sqrt{2}\sigma_t$. L'élargissement thermique varie d'un élément chimique à l'autre pour une même température T , alors que l'élargissement d'origine turbulente est le même pour tous les ions du nuage considéré. L'observation de transitions dans différents ions permet en principe d'estimer la contribution de chacun des deux types d'élargissement. Des différences liées à la masse des ions n'ont en pratique pas été observées et, par conséquent, la contribution des mouvements de turbulence macroscopique domine. L'élargissement Doppler peut très généralement s'écrire :

$$b \text{ (km s}^{-1}\text{)} = \frac{\text{FWHM}_0^{\text{corr}} \text{ (km s}^{-1}\text{)}}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (2.15)$$

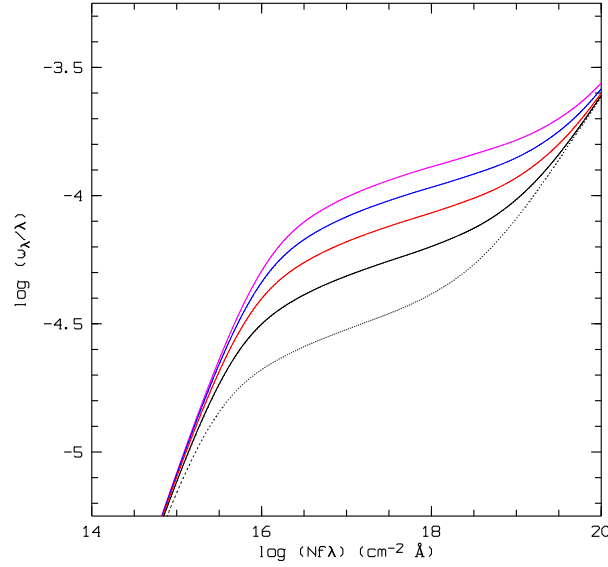


FIG. 2.3: Courbe de croissance des ions métalliques pour différentes valeurs de l'élargissement Doppler b (de bas en haut : $b = 2, 3.5, 5, 6.5$ et 8 km s^{-1}).

avec :

$$\text{FWHM}_0^{\text{corr}} (\text{km s}^{-1}) = \frac{c (\text{km s}^{-1})}{\lambda_{\text{obs}}(1 + z_{\text{abs}})} \left(\text{FWHM}_{\text{obs}}^2 - \text{FWHM}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

$\text{FWHM}_0^{\text{corr}}$ est la largeur à mi-hauteur du profil d'une sous-composante donnée, FWHM_{obs} sa valeur observée, et FWHM la largeur à mi-hauteur du profil instrumental. Notons que pour $T \gtrsim 10^4 \text{ K}$, l'élargissement Doppler thermique vaudrait typiquement $b_k \gtrsim 13 \text{ km s}^{-1}$ pour l'atome d'hydrogène, et $b_k \gtrsim 1 - 5 \text{ km s}^{-1}$ pour les ions métalliques.

Forces d'oscillateur

La précision avec laquelle les forces d'oscillateur atomiques sont connues limite souvent la précision des mesures d'abondance des éléments dans le gaz. Une attention particulière doit donc être portée sur l'utilisation des plus récentes déterminations de la valeur des forces d'oscillateur, en gardant toujours à l'esprit les incertitudes qui leur sont typiquement associées. Ces déterminations récentes proviennent de mesures expérimentales (Bergeson & Lawler 1993a,b; Bergeson et al. 1994), d'autres de calculs théoriques (projet "Opacity": Seaton et al. 1992), et quelques-unes enfin sont basées sur les observations du milieu interstellaire de la Galaxie (Spitzer & Fitzpatrick 1993; Sofia et al. 1994; Cardelli & Savage 1995). Dans la Table 2.1, nous donnons une liste des paramètres atomiques des principales transitions actuellement observables dans l'intervalle $972 < \lambda_r \lesssim 6000 \text{ Å}$. Les valeurs de ces paramètres sont tirées de la compilation de Morton (1991), avec toutefois

des modifications concernant des transitions importantes pour les ions MgII, SiII, ArI, CrII, FeII et ZnII (voir Savage & Sembach 1996).

2.2.3 Poussières et molécules

Un nombre important de déterminations d'abondance a été collecté depuis qu'il est possible d'observer le spectre des quasars à suffisamment haute résolution spectrale. Les résultats de la mesure des métallicités et des rapports d'abondance dans les systèmes lorentziens sont étudiés, discutés et comparés dans les Chapitres 3 et 4. Les rapports d'abondance mesurés dans les étoiles du disque et du halo de la Galaxie servent pour cela de référence. Ainsi, contrairement à la plupart des étoiles du disque, les étoiles du halo de la Galaxie ont tendance à présenter une sur-abondance des éléments α (entre autres O, Mg, Si, S, Ca et Ti) par rapport aux éléments du pic du fer (Fe) (Cr, Mn, Co, Ni, Cu, Zn...). Cette différence est supposée être la conséquence des produits de la nucléosynthèse par les supernovae de type II (explosions par effondrement sur le noyau central) engendrées par les étoiles massives, dans le halo et durant les premières phases de l'évolution chimique de la Galaxie.

La sur-abondance des éléments α par rapport aux éléments du pic du fer est souvent considérée comme indiquant l'âge des populations stellaires de la Galaxie, car il existe une relation entre âge et métallicité dans l'environnement solaire. Une telle relation a récemment été mise en doute par de nouvelles mesures d'abondance à la fois dans le halo et dans le disque épais de la Galaxie (Nissen & Schuster 1997; Fuhrmann 1998). La sur-abondance des éléments α représente donc avant tout une mesure de la vitesse d'enrichissement chimique du milieu interstellaire et, par conséquent, de l'activité de formation d'étoiles passée.

Les étoiles de masse intermédiaire ($1 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 10$) qui évoluent sur des échelles de temps, $\tau > 10^8 - 10^9$ ans, sont responsables des supernovae de type Ia (explosions thermonucléaires des étoiles naines blanches accrétant la matière d'un compagnon massif proche) tandis que les étoiles massives ($M \gtrsim 10 M_{\odot}$) ont des durées de vie beaucoup plus courtes ($\tau \lesssim 2 \times 10^7$ ans). Dans le cas où l'activité de formation d'étoiles est constante et modérée, ou bien suffisamment longtemps après un sursaut de formation d'étoiles, les supernovae de type Ia enrichissent le milieu interstellaire en éléments du pic du fer, jusqu'à donner lieu à des rapports d'abondance solaires. D'autre part, les abondances des éléments du pic du fer suivent celle de Fe dans les étoiles de la Galaxie jusqu'à des métallicités aussi basses que $1/100Z_{\odot}$. Mn est (avec Cu) une exception notable : la *sous-abondance* relative à Fe de cet élément rappelle en effet la *sur-abondance* des éléments α observées par rapport à Fe. Cela pourrait être lié à une dépendance, vis-à-vis de la métallicité, des quantités de Mn sur-produites par les supernovae de type II lorsque, notamment, la métallicité est supérieure à $1/10Z_{\odot}$ (voir Timmes et al. 1995).

TAB. 2.1: Principales raies d'absorption dans l'ultraviolet et le visible.

	Transition	λ_0 (Å)	f	γ (s ⁻¹)	$\log(\lambda_0 f)$	$\log(\lambda_0^2 f)$
*	HI, $\lambda 972$	972.5368	0.02900	8.1260e+07	1.450	4.438
*	CIII, $\lambda 977$	977.0200	0.76200	1.7750e+09	2.872	5.862
*	OI, $\lambda 988$	988.7734	0.04318	2.3940e+08	1.630	4.625
*	NIII, $\lambda 989$	989.7990	0.10660	4.3520e+08	2.023	5.019
	SiII, $\lambda 989$	989.8731	0.13300	6.6730e+08	2.119	5.115
	SiII, $\lambda 1012$	1012.5020	0.03550	2.2810e+08	1.556	4.561
	SiII, $\lambda 1020$	1020.6989	0.02828	6.6800e+08	1.460	4.469
*	HI, $\lambda 1025$	1025.7223	0.07912	1.8970e+08	1.909	4.920
*	OVI, $\lambda 1031$	1031.9261	0.13290	4.1630e+08	2.137	5.151
*	CII, $\lambda 1036$	1036.3367	0.12310	2.2900e+09	2.106	5.121
*	OVI, $\lambda 1037$	1037.6167	0.06609	4.0950e+08	1.836	4.852
	OI, $\lambda 1039$	1039.2304	0.00920	1.8880e+08	0.980	3.997
	ArI, $\lambda 1048$	1048.2199	0.25700 ^a	4.9400e+08	2.430	5.451
	SiV, $\lambda 1062$	1062.6620	0.03999	1.4100e+08	1.628	4.655
	ArI, $\lambda 1066$	1066.6599	0.06400 ^a	1.3000e+08	1.834	4.862
*	NII, $\lambda 1083$	1083.9900	0.10310	3.5080e+08	2.048	5.083
	Pv, $\lambda 1117$	1117.9770	0.47320	1.2630e+09	2.723	5.772
	FeII, $\lambda 1122$	1122.5260	0.07884	5.3660e+08 ^b	1.947	4.997
	Pv, $\lambda 1128$	1128.0080	0.23450	1.2290e+09	2.422	5.475
	NI, $\lambda 1134a$	1134.1653	0.01342	1.3920e+08	1.182	4.237
	NI, $\lambda 1134b$	1134.4149	0.02683	1.3910e+08	1.483	4.538
	NI, $\lambda 1134c$	1134.9803	0.04023	1.3890e+08	1.660	4.715
	FeII, $\lambda 1144$	1144.9379	0.10500	4.4500e+08 ^b	2.080	5.139
	SiII, $\lambda 1190$	1190.2080	0.02217	6.2320e+07	1.421	4.497
*	SiII, $\lambda 1190$	1190.4158	0.25020	3.5030e+09	2.474	5.550
*	SiII, $\lambda 1193$	1193.2897	0.49910	3.4950e+09	2.775	5.852
*	NI, $\lambda 1200a$	1199.5496	0.13280	4.1040e+08	2.202	5.281
	NI, $\lambda 1200b$	1200.2233	0.08849	4.0970e+08	2.026	5.105
	NI, $\lambda 1200c$	1200.7098	0.04423	4.0930e+08	1.725	4.805
*	SiII, $\lambda 1206$	1206.5000	1.66900	2.5500e+09	3.304	6.386
*	HI, $\lambda 1215$	1215.6701	0.41640	6.2650e+08	2.704	5.789
*	Nv, $\lambda 1238$	1238.8210	0.15700	3.4110e+08	2.289	5.382
	MgII, $\lambda 1239$	1239.9253	0.00125 ^a	5.8020e+05 ^b	0.190	3.284
	MgII, $\lambda 1240$	1240.3947	0.00062 ^a	5.7960e+05 ^b	-0.114	2.980
*	Nv, $\lambda 1242$	1242.8040	0.07823	3.3780e+08	1.988	5.082
	SiII, $\lambda 1250$	1250.5840	0.00545	5.2600e+07	0.834	3.931
	SiII, $\lambda 1253$	1253.8110	0.01088	4.6200e+07	1.135	4.233
	SiII, $\lambda 1259$	1259.5190	0.01624	4.5600e+07	1.311	4.411
*	SiII, $\lambda 1260$	1260.4221	1.00700	2.5330e+09	3.104	6.204
*	OI, $\lambda 1302$	1302.1685	0.04887	5.7500e+08	1.804	4.918
*	SiII, $\lambda 1304$	1304.3702	0.08600 ^a	1.7200e+09	2.050	5.165
	NIII, $\lambda 1317$	1317.2170	0.14580	4.2050e+08 ^b	2.283	5.403

TAB. 2.1: *Suite.*

Transition	λ_0 (Å)	f	γ (s ⁻¹)	$\log(\lambda_0 f)$	$\log(\lambda_0^2 f)$
* CII,λ1334	1334.5323	0.12780	2.8700e+08	2.232	5.357
NIII,λ1370	1370.1320	0.13090	6.9750e+08 ^b	2.254	5.390
* SIV,λ1393	1393.7550	0.51400	8.8250e+08	2.855	5.999
* SIV,λ1402	1402.7700	0.25530	8.6560e+08	2.554	5.701
SI,λ1425	1425.0299	0.19180	4.5000e+08 ^b	2.437	5.590
NIII,λ1454	1454.8420	0.05954	1.8770e+08 ^b	1.938	5.100
* SIII,λ1526	1526.7066	0.11000 ^a	1.9600e+09	2.225	5.409
* CIV,λ1548	1548.1950	0.19080	2.6540e+08	2.470	5.660
* CIV,λ1550	1550.7700	0.09522	2.6410e+08	2.169	5.360
* FEII,λ1608	1608.4511	0.06190 ^a	1.9960e+08 ^b	1.998	5.205
FEII,λ1611	1611.2005	0.00102 ^a	7.1410e+05 ^b	0.216	3.423
CI,λ1656	1656.9283	0.14050	3.4100e+08	2.367	5.586
* ALII,λ1670	1670.7874	1.83300	1.4600e+09	3.486	6.709
NIII,λ1709	1709.6000	0.06884	1.5710e+08 ^b	2.071	5.304
NIII,λ1741	1741.5490	0.10350	2.2760e+08 ^b	2.256	5.497
NIII,λ1751	1751.9100	0.06380	1.0400e+08 ^b	2.048	5.292
SIII,λ1808	1808.0126	0.00218 ^a	6.7490e+06	0.596	3.853
* ALIII,λ1854	1854.7164	0.56020	5.4320e+08	3.017	6.285
* ALIII,λ1862	1862.7895	0.27890	5.3610e+08	2.716	5.986
ZNII,λ2026	2026.1360	0.48900 ^a	4.1840e+08	2.996	6.303
CRII,λ2056	2056.2540	0.10500 ^a	1.6600e+08 ^b	2.334	5.647
CRII,λ2062	2062.2340	0.07800 ^a	1.6460e+08 ^b	2.206	5.521
ZNII,λ2062	2062.6640	0.25600 ^a	3.9650e+08	2.723	6.037
CRII,λ2066	2066.1610	0.05150 ^a	1.6360e+08 ^b	2.027	5.342
FEII,λ2249	2249.8768	0.00182 ^a	4.1380e+06 ^b	0.612	3.964
FEII,λ2260	2260.7805	0.00244 ^a	4.8490e+06 ^b	0.742	4.096
* FEII,λ2344	2344.2140	0.10970	2.6800e+08	2.410	5.780
FEII,λ2367	2367.5905	0.00016	2.3790e+05 ^b	-0.422	2.953
* FEII,λ2374	2374.4612	0.03260 ^a	2.9900e+08	1.889	5.264
* FEII,λ2382	2382.7650	0.30060	3.1000e+08	2.855	6.232
MNII,λ2576	2576.8770	0.35080	2.7410e+08 ^b	2.956	6.367
* FEII,λ2586	2586.6500	0.06840 ^a	2.7200e+08	2.248	5.661
MNII,λ2594	2594.4990	0.27100	2.6850e+08 ^b	2.847	6.261
* FEII,λ2600	2600.1729	0.22390	2.7000e+08	2.765	6.180
MNII,λ2606	2606.4620	0.19270	2.6480e+08 ^b	2.701	6.117
* MGII,λ2796	2796.3520	0.61230	2.6120e+08	3.234	6.680
* MGII,λ2803	2803.5310	0.30540	2.5920e+08	2.933	6.380
MGII,λ2852	2852.9642	1.83000	5.0000e+08	3.718	7.173
CAII,λ3934	3934.7770	0.63460	1.4560e+08	3.397	6.992
CAII,λ3969	3969.5910	0.31450	1.4140e+08	3.096	6.695
NAI,λ5891	5891.5833	0.63110	6.0640e+07	3.570	7.341
NAI,λ5897	5897.5581	0.31800	6.0980e+07	3.273	7.044

* Raie forte, et par conséquent adéquate pour une recherche initiale.

^a Force d'oscillateur révisée par Savage & Sembach (1996).

^b Limite inférieure seulement pour le coefficient d'amortissement.

En ce qui concerne le gaz des systèmes lorentziens, les différentes tentatives pour interpréter les abondances relatives mesurées dans ces absorbants ont abouti à des conclusions parfois divergentes. D'un côté, il a été revendiqué que les abondances relatives s'apparentent à celles des étoiles du halo de la Galaxie, en montrant un excès d'éléments α et une déficience relative à Fe de Mn (Lu et al. 1996a; Prochaska & Wolfe 1996, 1997a). D'un autre côté, il a été mis en avant la possibilité que les rapports d'abondance soient typiquement solaires malgré les faibles niveaux de métallicité rencontrés dans ces absorbants (Molaro et al. 1996, 1998; Vladilo 1998). Ces différentes conclusions sont probablement la conséquence d'une mauvaise prise en compte de la présence des poussières dans les systèmes lorentziens (voir Chapitre 4). En effet, l'une des difficultés majeures est que les propriétés de cette poussière, si elle existe, sont inconnues, et pourraient varier fortement d'un système à l'autre (Boissé & Bergeron 1988).

Phénomène d'obscurcissement

Les possibles effets de l'extinction des quasars par de la poussière dans les systèmes lorentziens ont pour la première fois été étudiés par Pei et al. (1991). Boissé et al. (1998) ont depuis montré que les systèmes dont la métallicité est la plus haute *et* la densité de colonne en hydrogène neutre la plus grande obscurcissent vraisemblablement la lumière des quasars et, de ce fait, n'ont pas encore été observés dans le domaine du visible. Un tel biais dans les échantillons de systèmes lorentziens est clairement illustré dans la Figure 2.4 où nous avons regroupé les mesures actuellement disponibles pour 69 systèmes (voir Chapitre 4). Dans la Figure 2.4 (à gauche), la limite supérieure indiquée pour $[Zn/H]$ (la métallicité, définie dans la Section 4.3) peut être interprétée comme une limite supérieure sur l'extinction² A_V . Dans le milieu interstellaire de la Galaxie, le rapport de la quantité de gaz à celle de poussières est $N(HI)/E(B - V) = 4.8 \times 10^{21}$ atomes cm^{-2} mag⁻¹. En normalisant cette expression au rapport de la quantité de gaz à celle de poussières dans les systèmes lorentziens, on obtient :

$$[Zn/H] = \frac{4.8 \times 10^{21}}{2} \frac{E(B - V)}{N(HI) \text{ (cm}^{-2}\text{)}} \quad (2.17)$$

(le facteur un-demi prend en compte le rapport typique de la quantité de poussières à celle de métaux).

Le nombre de détections, dans le domaine du visible, de la molécule H_2 dans les systèmes lorentziens est encore très limité (Levshakov et al. 1992; Ge & Bechtold 1997; Srianand & Petitjean 1998) et cela peut être interprété comme étant la conséquence d'un effet d'obscurcissement des quasars d'arrière-plan. C'est en tout cas ce à quoi l'on s'attend si l'on suppose que les molécules se forment de préférence dans un environnement

²L'excès de couleur $E(B - V) = A_B - A_V$ est relié à l'extinction A_V par la relation $E(B - V) = A_V/3.2$ (Johnson 1977; Seaton 1979a).

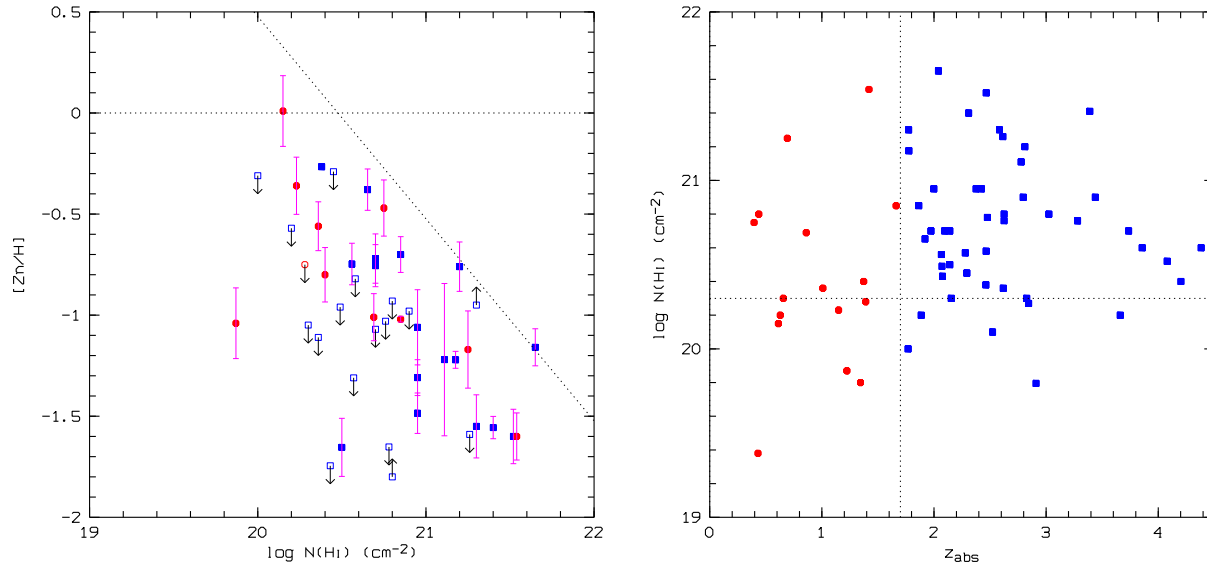


FIG. 2.4: **A gauche** : réalité du biais d’obscurcissement des quasars. La droite oblique correspond à une extinction $A_V = 0.4$ mag produite par de la poussière de type galactique. **A droite** : densités de colonne en hydrogène neutre des systèmes lorentziens.

riche en poussières. Les observations, dans le domaine radio, de plusieurs quasars *optiquement faibles* (Wiklind & Combes 1995, 1996a,b, 1997) sont en accord avec une telle hypothèse. En effet, une quinzaine de molécules différentes, parmi lesquelles CO, N₂H⁺, HCN, HCO⁺, H₂CO... ont été détectées en absorption, à $z_{\text{abs}} \lesssim 1$. Cette catégorie d’absorbants moléculaires représente la continuation de la distribution des densités de colonne en hydrogène neutre des systèmes d’absorption ($10^{22} \lesssim N(\text{HI}) \lesssim 10^{24}$ atomes cm⁻²), au-delà même des densités de colonne des systèmes lorentziens connus (voir Figure 2.4, à droite).

Carilli et al. (1998) ont recherché des absorptions HI à 21 cm sur la ligne de visée de cinq quasars “rouges” appartenant à l’échantillon complet de quasars optiquement faibles de Stickel et al. (1996). Ils ont ainsi détecté des absorptions de forte densité de colonne en hydrogène neutre dans 80% des cas ($z_{\text{abs}} < 1$). Carilli et al. (1998) ont examiné en détail le problème des biais liés à l’extinction par les poussières dans les échantillons de quasars sélectionnés dans le domaine du visible. Ils ont trouvé que la fraction des quasars manquants de ces échantillons devait être comprise entre seulement 6 et 20%, tandis que la fraction des systèmes de forte densité de colonne manquants devait être typiquement comprise entre 40 et 70%. Les modèles décrivant l’effet d’extinction des quasars par des poussières dans les systèmes lorentziens (Fall & Pei 1993) sont raisonnablement en accord avec ces résultats.

2.3 Autres effets de sélection

Il faut garder à l'esprit que d'autres effets de sélection que l'obscurcissement des quasars par les grains de poussière peuvent influencer l'observation de certains types, ou même régions, de galaxies.

Pour les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \sim 0.5$, Smette et al. (1997) ont montré que des effets de *lentille gravitationnelle* pouvaient être du même ordre de grandeur que ceux de l'extinction par les poussières (mais opposés). Les effets de lentille gravitationnelle sont une déviation de la lumière, si bien que la ligne de visée a tendance à éviter les régions centrales de la galaxie interposée, et une amplification de l'intensité apparente du quasar, ce qui augmente la proportion de quasars ayant une galaxie d'avant-plan dans les échantillons de quasars limités en magnitude.

La section efficace d'absorption des galaxies est par ailleurs dominée par les spirales et, tout particulièrement, les objets étendus, à fort moment angulaire et *faible brillance de surface* (Mo & Mao 1999), par opposition aux objets à forte brillance de surface qui dominent le taux de formation d'étoiles et de métaux. Les régions des galaxies les plus externes ont aussi une probabilité d'être détectées plus grande que les régions internes, car ces dernières correspondent à une moindre surface. Il en résulte que l'étude des propriétés des systèmes lorentziens pourrait être biaisée en faveur des systèmes les moins évolués chimiquement.

Chapitre 3

Abondances et cinématique à $z_{\text{abs}} \sim 3$

On the kinematics of damped Lyman- α systems¹

Cédric Ledoux¹, Patrick Petitjean^{2,3}, Jacqueline Bergeron^{2,4},
E. Joseph Wampler⁵ and R. Srianand⁶

Astronomy and Astrophysics 337, 51, 1998

¹ Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 Rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France

² Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis Boulevard Arago, F-75014 Paris, France

³ D.A.E.C, Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

⁴ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Straße 2, D-85748 Garching bei München, Germany

⁵ 418 Walnut Ave., Santa Cruz, CA 95060, USA

⁶ I.U.C.A.A., Post Bag 4, Ganesh Khind, Pune 411 007, India

¹Partly based on observations carried out at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

Abstract

We report on high spectral resolution observations of five damped Lyman- α absorbers : $z_{\text{abs}} = 3.0248$ toward Q 0347–383, $z_{\text{abs}} = 2.1411$ and 2.8112 toward Q 0528–250, $z_{\text{abs}} = 2.6184$ toward Q 0913+072, and $z_{\text{abs}} = 2.5226$ toward Q 1213+093. Line velocity profiles and heavy element abundances are discussed.

Nitrogen is found to have abundances less than silicon in the systems toward Q 0347–383, Q 0913+072, and Q 1213+093. The absorber toward Q 0913+072 is the most metal-deficient damped system known, with $[\text{Fe}/\text{H}] < -3.2$. The simple kinematical structure of the metal absorptions makes this system ideal to discuss the $[\text{O}/\text{Si}]$ and $[\text{N}/\text{O}]$ ratios. We find $[\text{O}/\text{H}] \approx -2.7$ and $-2.7 < [\text{Si}/\text{H}] < -2.2$.

By combining these data with information gathered in the literature, we study the kinematics of the low and high-ionization phases in a sample of 26 damped Lyman- α systems in the redshift range 1.17–4.38. We note a strong correlation between the velocity broadenings of the SiII λ 1808 and FeII λ 1608 lines whatever the line optical depth, implying that the physical conditions are quite homogeneous in the sample. Statistically this shows that large variations of abundance ratios and thus large variations of depletion into dust grains are unlikely. The velocity broadening of the absorption lines, ΔV , is correlated with the asymmetry of the lines for $\Delta V < 150 \text{ km s}^{-1}$. The broader the line the more asymmetric it is, as expected in case rotation dominates the line broadening. However this correlation does not hold for larger ΔV suggesting that evidence for rotational motions is restricted to velocity broadenings $\Delta V < 150 \text{ km s}^{-1}$. The systems with $\Delta V > 200 \text{ km s}^{-1}$ are peculiar with kinematics consistent with random motions. They show sub-systems as those expected if the objects are in the process of merging.

Although the sample is not large enough to draw firm conclusions, there is a trend for the mean velocity broadening to decrease with redshift from 80 km s^{-1} at $z_{\text{abs}} < 2.2$ to 50 km s^{-1} at $z_{\text{abs}} > 2.2$.

The kinematics of the low and high-ionization species are found to be statistically correlated, though the high-ionization phase has a much more disturbed kinematical field than the low-ionization phase. This should be taken into account in any model of high-redshift damped Lyman- α systems.

Introduction

Damped Lyman- α (hereafter DLA) systems are characterized by a hydrogen column density $N(\text{H I}) > 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. The optical depth at the Lyman limit is large enough so that hydrogen is neutral. The gas is either cold ($T < 1000 \text{ K}$) or warm ($T \sim 10^4 \text{ K}$) for the highest or lowest column densities respectively (Petitjean et al. 1992). As a consequence

of the shape of the column density distribution, $d^2n/dNdz \propto N^{-\beta}$ with $\beta \sim 1.5$, most of the mass is in the systems of highest column densities. The number density of the latter decreases with time presumably as a consequence of star-formation (Wolfe et al. 1986; Lanzetta et al. 1995b). Indeed, the cosmic density of neutral hydrogen in DLA absorbers at $z_{\text{abs}} \sim 3$ is similar to that of stars at the present time (e.g. Wolfe et al. 1995; Storrie-Lombardi et al. 1996a; see also Turnshek 1997).

Metallicities and dust content have been derived from zinc and chromium observations (Meyer et al. 1989; Pettini et al. 1994, 1997a; Lu et al. 1996a). The [Zn/Cr] ratio can be considered as an indicator of the presence of dust if it is assumed, that, as in our Galaxy, zinc traces the gaseous abundances whereas chromium is heavily depleted into dust-grains. Although these assumptions have been questioned by Lu et al. (1996a) and Prochaska & Wolfe (1997a), counterarguments have been given by Pettini et al. (1997b). The typical dust-to-gas ratio determined this way is of the order of 1/30 of the Milky Way value (Pettini et al. 1997a; see also Vladilo 1998). The corresponding amount of dust could bias the observed number density of DLA systems (Fall & Pei 1993) and solve the G-dwarf problem (Lanzetta et al. 1995b). Metallicities are of the order of a tenth solar with a tendency for decreasing metallicity from $z_{\text{abs}} \sim 2$ to $z_{\text{abs}} \gtrsim 3$ (Pettini et al. 1997b; see Boissé et al. 1998 for lower redshift). At any redshift however, the scatter is large and it may be hazardous to draw premature conclusions from the small sample available.

Recently, Prochaska & Wolfe (1997b) have used Keck spectra of 17 DLA absorbers to investigate the kinematics of the neutral gas using unsaturated low-excitation transitions such as SiII λ 1808. They show that the absorption profiles are inconsistent with models of galactic haloes with random motions, spherically infalling gas and slowly rotating hot disks. The CDM model (Kauffmann 1996) is rejected as it produces disks with rotation velocities too small to account for the large observed velocity broadening of the absorption lines. Models of thick disks ($h \sim 0.3R$, where h is the vertical scale and R the radius) with large rotational velocity ($v \sim 225 \text{ km s}^{-1}$) can reproduce the data (see also Prochaska & Wolfe 1998). In a subsequent paper however, Haehnelt et al. (1998) use hydrodynamic simulations in the framework of a standard CDM cosmogony to demonstrate that the absorption profiles can be reproduced by a mixture of rotational and random motions in merging protogalactic clumps. The typical virial velocity of the haloes is about 100 km s^{-1} .

The fact that damped systems originate in thick disks has been questioned previously. In particular, the metallicity distribution of DLA systems is inconsistent with that of stars in the thick disk of our Galaxy (Pettini et al. 1997b; see however Wolfe & Prochaska 1998). Arguments in favor of DLA systems being associated with dwarf galaxies have also been reviewed by Vladilo (1998). However, it has been shown recently that DLA systems at intermediate redshift are associated with galaxies of very different morphologies (Le Brun et al. 1997). This strongly suggests that the objects associated with high-redshift DLA absorbers are progenitors of present-day galaxies *of all kinds*.

The discussion of whether high-redshift DLA absorption systems are produced in large, fast rotating disks or in building blocks of galaxies is important since it is related to how present-day galaxies form, either through initial formation of large disks and subsequent accretion of gas or as a result of merging of pregalactic clumps. In this paper, we add observations of five DLA systems to information gathered in the literature to further address this problem. We present the observations in Sect. 3.1, and analyse the velocity profiles and the abundances in Sect. 3.2 and 3.3. In Section 3.4, we construct an homogeneous sample of 26 high-redshift DLA systems, and discuss the kinematics of the low and high-ionization species. We draw our conclusions in Sect. 3.5.

3.1 Observations and data reduction

The data were collected at the F/8 Cassegrain focus of the 3.6 m telescope, and at the Nasmyth focus of the 3.5 m NTT telescope at the La Silla observatory, ESO Chile. Blue spectra were obtained with the ESO echelle spectrograph (CASPEC). A 300 line mm^{-1} cross disperser was used in combination with a 31.6 line mm^{-1} echelle grating. For Q 0347–387 and Q 0913+072, the detector was a RCA CCD with 640x1024 pxl of 15 μm square and a read-out noise of 25 electrons rms. The resolution was $R = 13000$. Additional data were obtained on Q 0528–250, Q 0913+072 and Q 1213+093 with higher spectral resolution ($R = 20000$; $R = 35000$ for Q 0528–250 as well). In this case, a Tektronix CCD with 568×512 pxl of 27 μm square and a read-out noise of 10 electrons was used. Three spectra were obtained through the red arm of the ESO multi-mode instrument (EMMI) in the echelle spectroscopic mode. A standard grism was used as cross disperser in combination with the echelle grating #10 and a slit width of 2", resulting in a resolution of $R = 33000$. The detector was a Thomson THX31156 with 1024×1024 pxl of 19 μm square and a read-out noise of 5 electrons rms. For each exposure on the object, flat-field images and a wavelength comparison thorium-argon spectrum were recorded. The accuracy in the wavelength calibration measured on the calibrated thorium-argon spectra is about a tenth the resolution quoted above.

The observation log is given in Table 3.1. The magnitudes and quasar redshifts are taken from Junkkarinen et al. (1991). The mean signal-to-noise ratio over the wavelength range considered has been computed from the photon statistics after subtraction of the spectral lines. It is indicated in the last column together with its maximum value (inside brackets). The data were reduced using the ECHELLE package implemented within MIDAS, the image processing system developed at ESO. The cosmic-ray events have been removed in the regions between object spectra before extraction of the object. The exposures were co-added to increase the signal-to-noise ratio. During this merging procedure, the cosmic-ray events affecting the object pixels were recognized and eliminated. The background sky spectrum was difficult to extract separately due to the small spacing between the orders

TAB. 3.1: Journal of observations.

Object	V	z_{em}	Date	Instrument	Resolution	Wavelength range (Å)	S/N
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Q 0347–383	17.30	3.230	20/08/90	CASPEC	13000	4250–6100	12 (25)
			16/12/92	EMMI-R	33000	6100–9900	12 (19)
Q 0528–250	17.24	2.779	16/01/89	CASPEC	13000	3650–5100	10 (18)
			16/12/92	EMMI-R	33000	5795–9900	13 (25)
			26/02/95	CASPEC	20000	3650–5095	13 (26)
			19/11/95	CASPEC	35000	3750–4875	14 (20)
Q 0913+072	17.10	2.785	16/01/91	CASPEC	13000	4150–5600	15 (37)
			16/12/92	EMMI-R	33000	5800–9900	13 (23)
			26/02/95	CASPEC	20000	3900–5095	12 (20)
Q 1213+093	17.20	2.719	26/02/95	CASPEC	20000	3900–5120	12 (38)

in the blue. Instead, we have carefully fitted the zero level to the bottom of the numerous saturated lines in the Lyman- α forest. The uncertainty on the determination is estimated to be 5%.

We have identified all the absorption features with equivalent widths larger than $5 \times \text{FWHM} \times \sigma$ where σ is the noise rms in the adjacent continuum. Metal line profiles were fitted consistently assuming a pure turbulent broadening. Ionic column densities were derived with a least-squares technique using Voigt profiles convolved with the instrumental spread function, available in MIDAS (FITLYMAN program; Fontana & Ballester 1995). The oscillator strengths are taken from the compilation of Morton (1991) and the updated values of Savage & Sembach (1996). The column densities and the metallicities measured in the five DLA systems described in the next section are summarized in Table 3.2. We give the total column densities obtained by summation over all the sub-components derived from the fit. Metallicities were estimated assuming that neutral and singly ionized species were associated with the neutral phase from which the HI column density originates. Upper limits of detection are computed under the optically thin case approximation. When the lines are saturated, we indicate a lower limit obtained by assuming a mean turbulent broadening $b = 18 \text{ km s}^{-1}$. Turbulent b values are given in the text for lines suspected to lie at the low column density end of the logarithmic part of the curve of growth; otherwise stated, the line is optically thin and the resulting column density depends weakly on the Doppler parameter.

3.2 Comments on individual systems

3.2.1 Q 0347–383, $z_{abs} = 3.0248$

The damped nature of this Lyman- α absorber has been first recognized by Williger et al. (1989) with a hydrogen column density $\log N(\text{HI}) = 20.8 \pm 0.1$. Pettini et al. (1994)

give $\log N(\text{HI}) = 20.7 \pm 0.1$. The strongest part of the absorption produced by most of the low-ionization species is spread over less than 60 km s^{-1} consistently centred at $z_{\text{abs}} = 3.02483$ (see Figure 3.1). As noted by Junkkarinen et al. (1991), the existence of a strong CIV doublet at $z_{\text{abs}} = 2.3852$ accounting for the $\lambda\lambda 5241.0, 5249.7$ features (Steidel 1990b) is doubtful. As shown in Figure 3.1, these features can be identified with OI λ 1302 and SiII λ 1304 respectively, arising from the DLA system. Moreover neither CII λ 1334 nor SiII λ 1260 lines at $z_{\text{abs}} \sim 2.3852$ are detected down to $w_{\text{obs}} = 0.14 \text{ \AA}$ (5σ). There is also no Lyman- α associated absorption (Pierre et al. 1990; Williger et al. 1989).

The ZnII λ 2026 and CrII λ 2056 absorptions associated with the DLA system have equivalent widths smaller than our detection limit, $w_{\text{obs}} \lesssim 0.10$ and 0.12 \AA respectively at the 5σ confidence level (see also Pettini et al. 1994). We marginally detect CIV λ 1548 with $w_{\text{obs}} = 0.24 \text{ \AA}$, while the SiIV $\lambda\lambda$ 1393,1402 doublet is stronger though moderately weak. NV λ 1242 (NV λ 1238 is blended) and AlIII λ 1854 are undetected at the 5σ upper limits $w_{\text{obs}} = 0.10$ and 0.08 \AA respectively. We do confirm the presence of NI (Figure 3.1) but with a column density smaller than previously derived by Vladilo et al. (1997b). By fitting the two NI triplets together, we derive $\log N(\text{NI}) = 14.16 \pm 0.09 \text{ cm}^{-2}$ assuming a Doppler parameter $b = 19 \text{ km s}^{-1}$.

3.2.2 Q 0528–250, $z_{\text{abs}} = 2.1411$

This DLA system has been previously studied by Lu et al. (1996a). We confirm the hydrogen column density derived by Morton et al. (1980), $\log N(\text{HI}) = 20.75 \pm 0.15$. The FeII column density is mostly constrained by the FeII λ 2374 line which, together with the other iron lines available, has been adjusted with a Doppler parameter $b = 20 \text{ km s}^{-1}$ (see Table 3.2). The strongest part of the FeII absorptions has a width of approximately 65 km s^{-1} (Figure 3.2) whereas the OI λ 1302 and CII λ 1334 lines are spread over 160 km s^{-1} . The FeII absorption lies at the red end of the CIV absorption. There is a strong SiIV component centred at $+100 \text{ km s}^{-1}$ and spread over 105 km s^{-1} that is barely seen in CIV (Figure 3.2). For this component only, we derive column densities in excess of 14.55 cm^{-2} and equal to $13.78 \pm 0.18 \text{ cm}^{-2}$ for SiIV and CIV respectively.

3.2.3 Q 0528–250, $z_{\text{abs}} = 2.8112$

Most of the metal lines have been observed by Lu et al. (1996a). Our spectrum goes further into the blue however and we show in Figure 3.3 the lines not observed previously at equivalent resolution together with a few others for comparison.

This system has drawn much attention because of the high HI column density, $\log N(\text{HI}) = 21.35$ (Møller & Warren 1993) and the detection of H₂ molecules, $\log N(\text{H}_2) = 16.8$ at $z_{\text{abs}} = 2.8112$ (Levshakov & Varshalovich 1985; Srianand & Petitjean 1998; see also

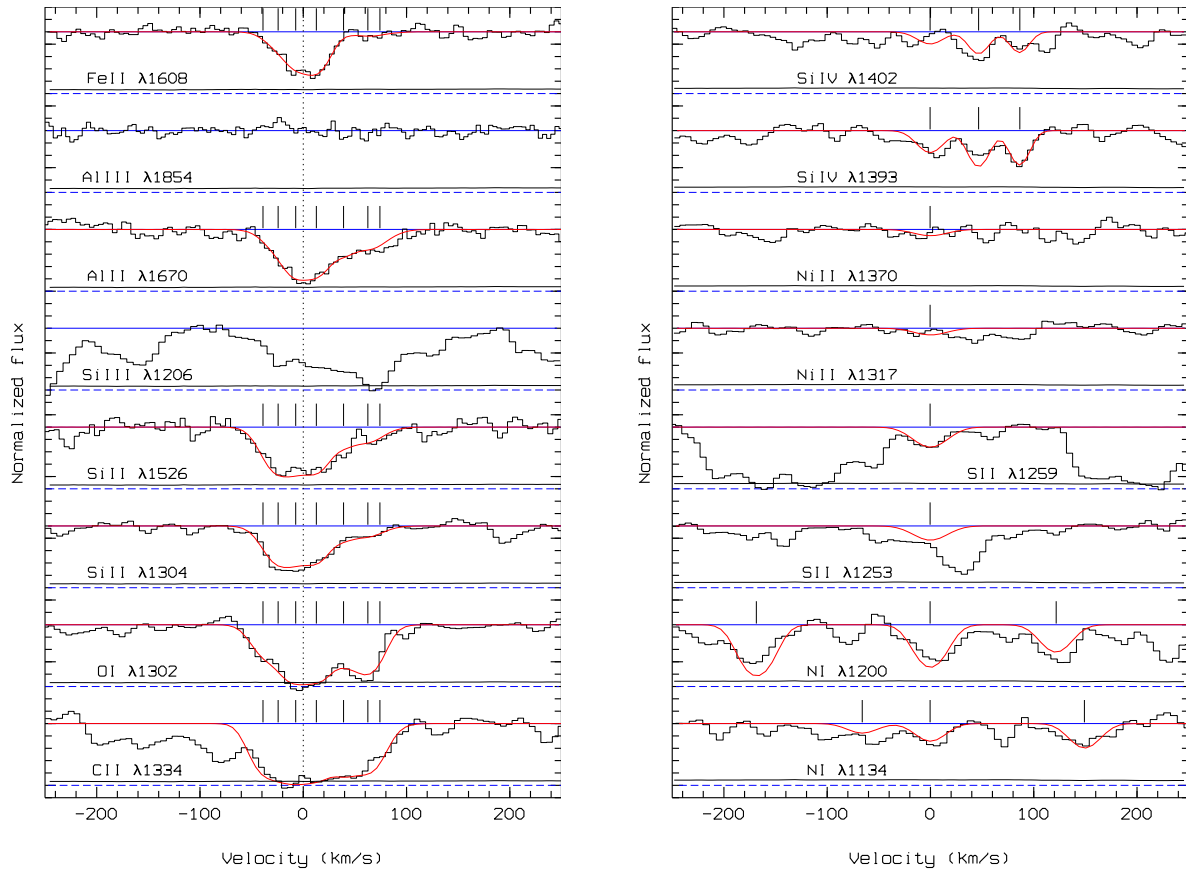


FIG. 3.1: Left panel : velocity profiles in the normalized spectra of Q 0347–383 : least square fit of low-ionization lines of the $z_{\text{abs}} = 3.0248$ DLA system. Components are indicated by a vertical bar. The curve below the spectrum is the noise rms in the adjacent continuum.

Right panel : same as before for the two nitrogen line triplets and some other low and high-ionization species.

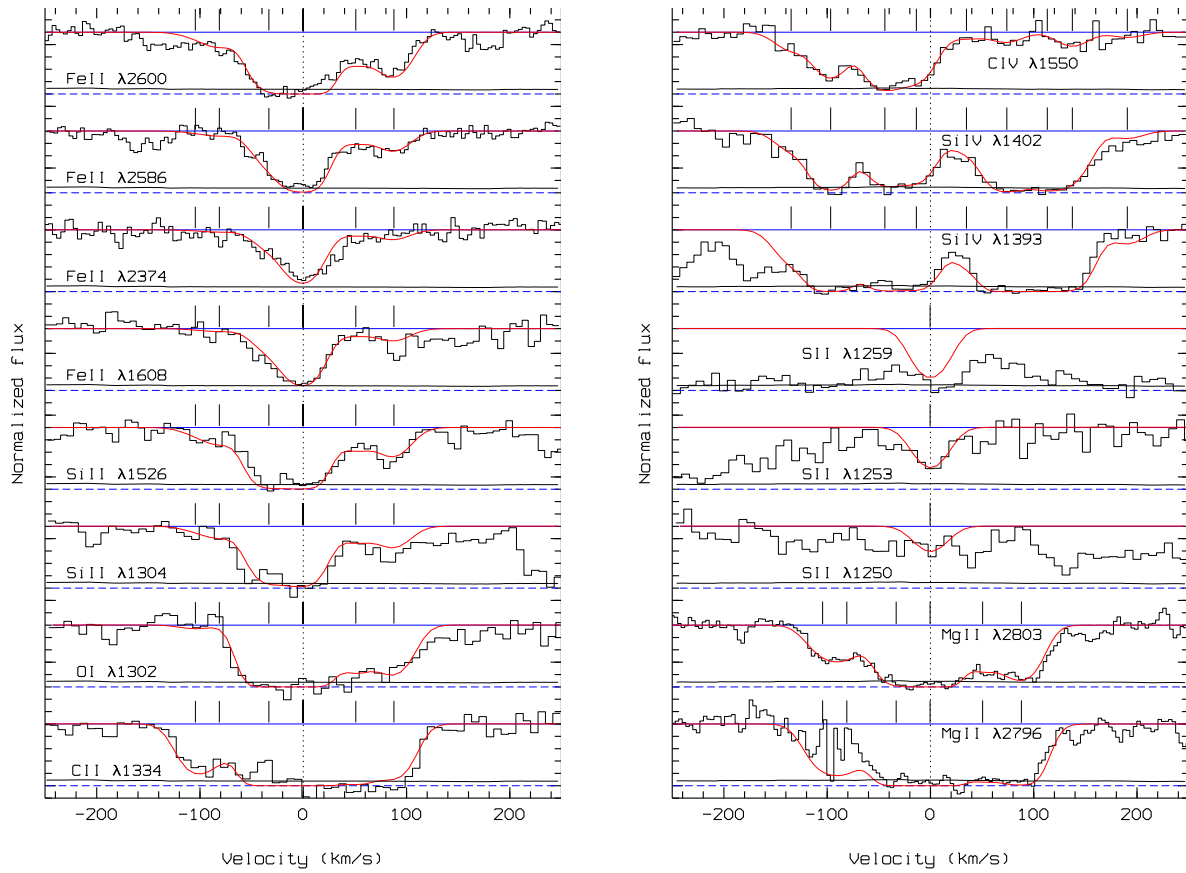


FIG. 3.2: **Left panel** : same as Figure 3.1 for low-ionization lines in the $z_{\text{abs}} = 2.1411$ DLA system toward Q 0528–250.

Right panel : same as before for the sulfur line triplet and some other low and high-ionization species.

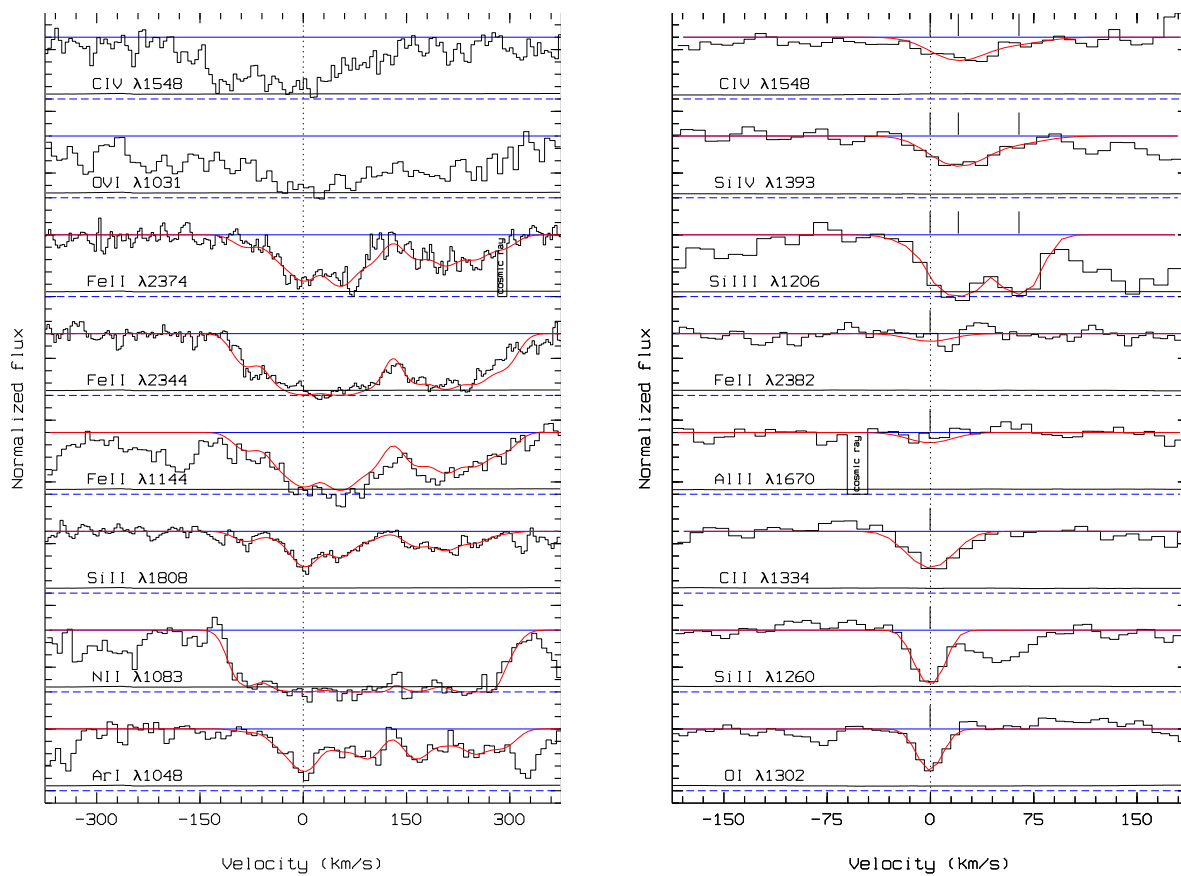


FIG. 3.3: **Left panel** : same as Figure 3.1 for metal lines in the $z_{\text{abs}} = 2.8112$ DLA system toward Q 0528–250.

Right panel : same as Figure 3.1 for low and high-ionization species in the $z_{\text{abs}} = 2.6184$ DLA system toward Q 0913+072.

Cowie & Songaila 1995). The absorption redshift ($z_{\text{abs}} = 2.8112$, as measured from the NIII lines by Meyer & York 1987, and from the H₂ lines) is higher than the QSO emission redshift ($z_{\text{em}} = 2.77$: Morton et al. 1980) by $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ which makes this system very peculiar eventhough the QSO emission redshift may have been underestimated. Three Lyman- α emission-line objects have been detected within $21''$ from the quasar (or $240 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ at this redshift and $q_0 = 0.1$) by Møller & Warren (1993) and confirmed by Warren & Møller (1996) to have redshifts within 200 km s^{-1} from the redshift of the DLA system. The width of the Lyman- α emission lines is very large ($> 600 \text{ km s}^{-1}$) and continuum emission could be present (Warren & Møller 1996). This suggests that the gas is not predominantly ionized by the quasar and that star-formation may occur inside the clouds.

The low C I/H₂ ratio cannot be easily explained by simple photo-ionization models if solar metallicity ratios are assumed (Srianand & Petitjean 1998). Indeed, the low C IV/NV ratio and low abundances ($\log Z/Z_{\odot} \sim 0.2$: Srianand & Petitjean 1998) indicate that the gas is most certainly not directly associated with the QSO (see Petitjean et al. 1994). The fact that the three Lyman- α objects are aligned on the same side of the QSO and have velocities $+190, -120, +110 \text{ km s}^{-1}$ relative to the damped absorption for projected separations $18, 132$ and $230 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ respectively, argues against the assumption that all the gas is part of a large rotating disk (Warren & Møller 1996). The system looks like a conglomerate of individual clouds. The low and high-ionization absorptions are spread over 440 km s^{-1} and are organized in two main sub-systems centred at $+40$ and $+220 \text{ km s}^{-1}$ relative to the H₂ absorption, with a velocity broadening of 220 and 140 km s^{-1} respectively. It is interesting to note that the high and low-ionization species have similar kinematical structures with well defined sub-components. Indeed, the weak NV absorption is at the same redshift as the H₂ absorption. This again argues for a group of individual clouds embedded in a somewhat isotropic ionizing field.

3.2.4 Q 0913+072, $z_{\text{abs}} = 2.6184$

From the Lyman- α line, we derive $\log N(\text{H I}) = 20.2 \pm 0.1$ consistent with the measurement by Pettini et al. (1997b). The low-ionization metal absorptions O I and Si II show a single and weak component. A second component could be present in the red wing of C II $\lambda 1334$ (see Figure 3.3 in which the higher resolution data is used for O I and Si II).

The fit of all low-ionization lines together gives a best value $b = 7 \text{ km s}^{-1}$. This means that the lines are barely resolved. The true value of b could thus be smaller and the column densities larger than those indicated in Table 3.2. *However*, the non-detection of Si II $\lambda 1304$ puts strong constraints on b . Indeed in order for this line to be unseen in our data, the Si II column density *cannot be larger than* 13.58 whatever the b value is. For smaller b values, the fit would be inconsistent with the stronger Si II lines. The lower limit for the Si II column density is $10^{13.1} \text{ cm}^{-2}$. If it is assumed that the above b value is the same for

O I then the O I column density is well determined. Although the data are consistent with a single O I, Si II component, we cannot completely rule out the possibility that the Si II line, in reality, spans a slightly larger velocity range than O I which would imply a smaller b value for O I than for Si II.

It is important to note that the Fe II λ 2382 line is *not* detected down to $w_{\text{obs}} < 0.15 \text{ \AA}$ at the 5σ confidence level.

We do not detect high-ionization lines (Si III, Si IV and C IV) at the velocities of the low-ionization lines. Rather, the high-ionization absorptions lie at +21 and +65 km s^{-1} relatively to the low-ion absorptions.

3.2.5 Q 1213+093, $z_{\text{abs}} = 2.5226$

We confirm the damped nature of this system with a hydrogen column density $\log N(\text{H I}) = 20.1 \pm 0.1$. The redshift derived from the Si II λ 1304 line is $z_{\text{abs}} = 2.5226$ (the strongest part of the absorption is spread over less than 60 km s^{-1} , see Figure 3.4). There is an additional satellite component detected by Si II absorption at +145 km s^{-1} . This satellite system is however barely seen in O I λ 1302 and not seen at all in C II λ 1334. The nitrogen triplets are heavily blended (see Figure 3.4) but the N I λ 1199 line, which leads to a low column density, $\log N(\text{N I}) = 13.86 \pm 0.06$, for $b = 18 \text{ km s}^{-1}$. Down to $w_{\text{obs}} = 0.12 \text{ \AA}$ (5σ), we do not detect the N V λ 1242 line associated with the possible N V λ 1238 absorption mentioned by Sargent et al. (1988a).

3.3 Metallicity

The metal and dust contents of DLA systems have been estimated in the past few years using weak lines of zinc and chromium (Meyer et al. 1989; Pettini et al. 1994). The ratio $[\text{Cr}/\text{Zn}]$ is assumed to be an indicator of the depletion of refractory elements into dust as zinc is not depleted in the ISM of our Galaxy whereas chromium is.

Some controversy has arisen recently about the presence of dust in DLA systems. Lu et al. (1996a) have argued that nucleosynthesis alone can explain the element abundance ratios observed in DLA systems and that the presence of dust is thus questionable. They claim that the relative abundances are consistent with the bulk of heavy elements being produced by Type II supernovae. Pettini et al. (1997b) have shown however that, even though the nucleosynthesis history of the gas must play a role, the depletion levels of the refractory elements indicate the presence of dust. The subsequent level of extinction (Kulkarni et al. 1997; Vladilo 1998) is in qualitative agreement with the direct extinction measurement by Pei et al. (1991). We discuss here in turn the three most interesting absorbers toward Q 0347–383, Q 0913+072 and Q 1213+093.

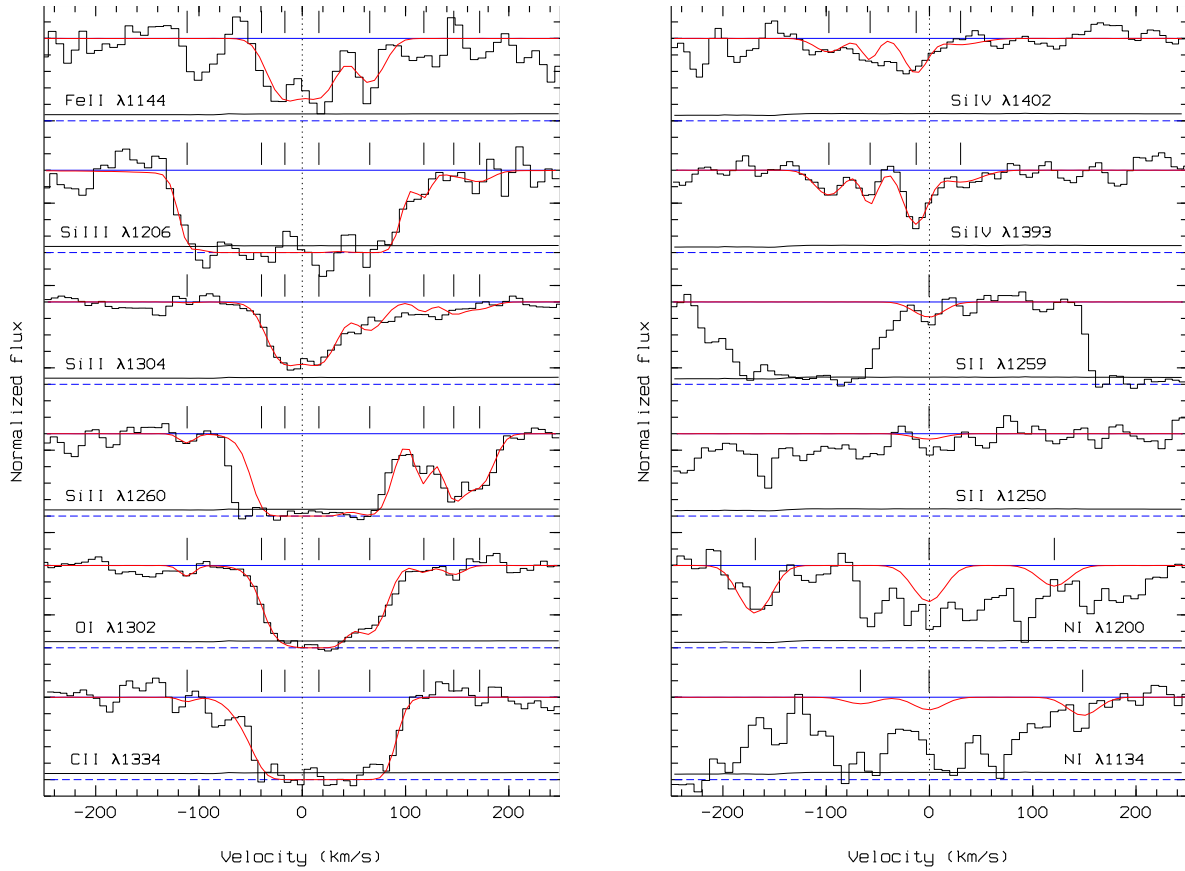


FIG. 3.4: **Left panel** : same as Figure 3.1 for low-ionization lines in the $z_{\text{abs}} = 2.5226$ DLA system toward Q 1213+093.

Right panel : same as before for the nitrogen and sulfur line triplets together with the high-ionization silicon lines.

TAB. 3.2: Metal abundances.

Ion	Q 0347–383 ($z = 3.02$)	Q 0528–250 ($z = 2.14$)	Q 0528–250 ($z = 2.81$)	Q 0913+072 ($z = 2.61$)	Q 1213+093 ($z = 2.52$)
	$\log N$ (cm^{-2})	$\log N$ (cm^{-2})	$\log N$ (cm^{-2})	$\log N$ (cm^{-2})	$\log N$ (cm^{-2})
	(2)	(4)	(6)	(8)	(10)
	[Z/H]*	[Z/H]*	[Z/H]*	[Z/H]*	[Z/H]*
	(3)	(5)	(7)	(9)	(11)
H I	20.70 ± 0.10^a	20.75 ± 0.15	21.35 ± 0.10^b	20.20 ± 0.10	20.10 ± 0.10
C II	>14.87	>15.34	$>15.58^c$	>14.08	>15.36
C IV	13.15 ± 0.13	$>14.75^\dagger$	$>15.00^c$	13.54 ± 0.11	>15.36
N I	14.16 ± 0.09	-2.51	$>15.00^c$	<13.28	13.86 ± 0.06
N II	<14.73	>15.60	>15.60	<13.70	>15.36
N V	<13.35	>15.60	13.99 ± 0.04^c	<12.98	<13.82
O I	>15.16	>15.62	$>15.94^c$	14.28 ± 0.14	>15.59
O VI	>15.16	>15.62	<15.37	<13.28	>15.59
Mg II	>13.13	>14.61	$<15.88^c$	<-1.05	>15.59
Al II	>13.13	$>13.46^c$	$>14.20^c$	<11.94	>15.59
Al III	<12.04	12.77 ± 0.08^c	$>14.07^c$	<12.27	>15.59
Si II	>14.41	15.26 ± 0.04^c	16.05 ± 0.10	13.34 ± 0.24	>14.74
Si III	<13.58	>15.60	<15.37	<13.98	>15.88
Si IV	13.45 ± 0.12	$>14.46^\dagger$	$>14.52^c$	13.29 ± 0.11	13.50 ± 0.16
S II	14.46 ± 0.04	<15.08	15.59 ± 0.03^c	<13.92	<14.22
S III	14.46 ± 0.04	<15.08	15.59 ± 0.03^c	<13.92	<14.22
Ar I	<12.86	<-1.52	<14.53	<-1.24	<-1.15
Ca II	<12.86	13.10 ± 0.04^c	13.65 ± 0.12^c	$<12.53^d$	<-1.35
Mn II	<12.86	12.38 ± 0.10^c	<-1.90	<12.27	<-1.46
Fe II	>14.25	14.68 ± 0.07	15.45 ± 0.11^c	<12.43	<-3.28
Ni II	<12.94	13.22 ± 0.06^c	13.89 ± 0.03^c	<13.02	<14.61
Zn II	<12.15	<-1.20	13.09 ± 0.07^c	$<11.90^d$	<13.02

* Metallicity relative to the solar value from Savage & Sembach (1996).

† Fit of the blue component only (see text for explanations).

^a Pettini et al. (1994). ^b Møller & Warren (1993). ^c Lu et al. (1996b). ^d Pettini et al. (1997b).

In the ISM of our Galaxy, sulfur is not heavily depleted into dust grains (Sembach & Savage 1996). The gas-phase metallicity in the $z_{\text{abs}} = 3.0248$ system toward Q 0347–383 is thus of the order of -1.5 . The silicon and iron abundances are of the same order of magnitude, $[\text{Si}/\text{Fe}] \sim 0$ and $[\text{S}/\text{Fe}] \sim 0.5$. This is consistent with solar relative abundances and little depletion into dust. Nickel seems to be slightly depleted as compared to iron. It is interesting to note however that, in our Galaxy, stars with $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1$, have $[\text{Si}/\text{Fe}] \sim [\text{S}/\text{Fe}] \sim 0.4$ (e.g. Francois 1987) and $[\text{Ni}/\text{Fe}] \sim 0$ (Gratton & Sneden 1991). This suggests that indeed the nucleosynthesis history of the damped systems may be different from that of our Galaxy and that the presence of dust at such a low level may be difficult to disentangle from nucleosynthesis effects.

The most important observation in this system comes from Ni. The nitrogen to silicon abundance ratio is smaller than solar ($[\text{N}/\text{Si}] < -0.65$). A similar abundance pattern is observed in the $z_{\text{abs}} = 2.6184$ absorber toward Q 0913+072 (see below), and in the $z_{\text{abs}} = 2.5226$ absorber toward Q 1213+093 (see Table 3.2). Such low values of the relative nitrogen abundance have been observed as well at $z_{\text{abs}} = 2.2794$, 2.309 , 2.5379 and 2.8443 toward Q 2348–147, Q 0100+130, Q 2344+124 and Q 1946+769 respectively (Pettini et al. 1995b; Molaro et al. 1998; Lipman 1995; Lu et al. 1995, see also Lu et al. 1998a). It is important to recall that the ionization correction factor for nitrogen is always close to unity for $\log N(\text{H I}) > 20$ (Viegas 1995).

The system toward Q 0913+072 is characterized by low metallicities and simple kinematical structure. This implies that absorptions from usually heavily saturated lines

(O I λ 1302 and C II λ 1334) can be used to derive abundances. The data are consistent with $[\text{C}/\text{H}] \approx [\text{O}/\text{H}] \approx -2.7$ although the fit of the lines gives a Doppler parameter $b \sim 7 \text{ km s}^{-1}$, which indicates that the lines are barely resolved in our spectrum and may be slightly saturated. We have argued in Sect. 3.2.4 that $-2.7 < [\text{Si}/\text{H}] < -2.2$ which implies that $[\text{Si}/\text{O}]$ might be slightly over-solar. The iron abundance is surprisingly low, $[\text{Fe}/\text{H}] < -3.2$, which, if confirmed, would be the smallest value amongst known DLA systems. Moreover, $[\text{Fe}/\text{Si}] \leq -0.8$. The abundance pattern is similar to that observed in the $z_{\text{abs}} = 2.076$ system toward Q 2206–199 (Prochaska & Wolfe 1997a) in which $[\text{Si}/\text{H}] \sim -2.2$ and $[\text{Fe}/\text{Si}] = -0.4$. In the framework of chemical evolution models, and assuming no depletion into dust grains, these numbers can be explained if the system is in the early phase of a burst of star-formation. In such models, however, the oxygen abundance is expected to be twice that of silicon (Matteucci et al. 1997). It would be interesting to investigate whether such an abundance pattern is similar to that in Lyman- α forest clouds with $\log N(\text{HI}) \sim 15$ (Cowie et al. 1995).

The $[\text{N}/\text{Si}]$ ratio is found to be less than solar. Given the low absolute metallicity, this system should be studied in more detail to investigate the nucleosynthesis history of DLA systems in the framework presented by Lu et al. (1998a). Indeed, although the resolution of our data is slightly too low to definitively conclude, it seems that $[\text{O}/\text{Si}]$ may be slightly over-solar.

3.4 The metal line profiles of DLA systems

Recently, Prochaska & Wolfe (1997b) have studied the velocity profiles of unsaturated low-ionization metal transitions (mostly Si II λ 1808) of 17 DLA systems. They conclude that the observed structures are consistent with a model of rapidly rotating, thick disk and inconsistent with disk models from a CDM structure formation scenario (Kauffmann 1996). Haehnelt et al. (1998) have shown however that the data can be reconciled with such models if a detailed treatment of the gas dynamics is included. Here we want to address the problem of the kinematics without any a priori model in mind. We emphasize that large velocity broadenings arise most often in peculiar systems and that high and low-ionization species show some correlation in their kinematics.

We have compiled a sample of 26 damped Lyman- α systems from the literature (see Table 3.3 for references). For each of them we have measured the velocity broadening of the profiles ΔV for the low and high-ionization species at different optical depths. ΔV_{low}^r is the velocity width of a low-excitation line measured as the velocity separation of the wavelengths at which the residual in the normalized spectrum is r . We consider $r = 0.9$ and 0.5 . Except for a few cases, there is a redshift at which the optical depth of unsaturated low-excitation transitions (Zn II, Fe II) reaches a maximum. We take this redshift as the origin of velocities. $V_1 (> 0)$ and $V_2 (< 0)$ are the largest and smallest

TAB. 3.3: DLAS kinematics measurement.

Object	z_{abs}	$\log N(\text{H})$ (cm^{-2})	Ref.	Transition	$\Delta V_{\text{low}}^{0.9}$ (km s^{-1})	$\Delta V_{\text{low}}^{0.5}$ (km s^{-1})	$\eta_{\text{low}}^{0.5}$	Transition	$\Delta V_{\text{high}}^{0.9}$ (km s^{-1})	$\eta_{\text{high}}^{0.9}$	$d_{\text{l} \leftrightarrow \text{h}}$ (km s^{-1})
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
Q 0450-132	1.17	...	1	FeII λ 2344	205	140	0.71
Q 0449-134	1.27	...	1	FeII λ 2586	85	55	0.27
Q 0935+417	1.37	20.30	2	FeII λ 2586	102	47	0.49
Q 1946+769	1.74	...	1	FeII λ 2344	52	34	0.29	CIV λ 1548	97	1.10	25
Q 0216+080	1.77	20.00	1	FeII λ 2586	95	40	0.00
Q 1331+170	1.78	21.18	3	FeII λ 1608	95	75	0.60	CIV λ 1548	375	0.01	130
Q 2206-199	1.92	20.65	4	FeII λ 1608	203	153	0.70	CIV λ 1548	300	0.50	32
Q 0201+365	1.95	20.18	5	FeII λ 1608	245	205	0.17
Q 2231-0015	2.07	20.56	1	FeII λ 1608	170	113	0.77
Q 2206-199	2.08	20.43	4	FeII λ 1608	15	CIV λ 1548	62	0.19	7
Q 0528-250	2.14	20.70	1	FeII λ 1608	160	65	0.38	CIV λ 1548	187	0.44	43
Q 2348-147	2.28	20.57	6	SiII λ 1304	40	30	0.00
Q 0216+080	2.29	20.45	1	FeII λ 1608	160	95	0.58	CIV λ 1548	500	0.48	5
Q 0100+130	2.31	21.40	7	FeII λ 1608	77	55	0.64	CIV λ 1548	103	0.26	50
Q 0201+365	2.46	20.38	5	FeII λ 1608	235	215	0.02	CIV λ 1550	360	0.78	80
Q 1213+093	2.52	20.10	8	SiII λ 1304	217	72	0.03	SiIV λ 393	172	0.49	20
Q 0913+072	2.62	20.20	8	SiII λ 1526	20	SiIV λ 393	97	0.59	25
Q 0528-250	2.81	21.20	1	FeII λ 1608	400	325	0.63	CIV λ 1550	445	0.21	25
Q 1425+606	2.83	20.30	1	FeII λ 1608	170	30	0.00	CIV λ 1548	445	0.46	225
Q 1946+769	2.84	20.27	1	FeII λ 1608	14	CIV λ 1548	205	0.02	72
Q 0347-383	3.02	20.50	8	FeII λ 1608	115	43	0.16	SiIV λ 393	125	0.52	40
Q 2233+131	3.15	20.00	9	FeII λ 1608	235	CIV λ 1548	300	0.53	150
Q 0000-263	3.39	21.41	1	FeII λ 1608	65	30	0.00	CIV λ 1548	280	0.14	50
Q 2212-1626	3.66	20.20	1	FeII λ 1608	80	CIV λ 1548	68	0.32	17
Q 2237-0608	4.08	20.48	1	FeII λ 1608	160	CIV λ 1548	202	0.14	35
Q 1202-0725	4.38	20.60	10	FeII λ 1608	110	CIV λ 1548	43	1.09	25

REFERENCES : (1) Lu et al. (1996a); (2) Meyer et al. (1995); (3) Wolfe (1995); (4) Prochaska & Wolfe (1997a); (5) Prochaska & Wolfe (1996); (6) Pettini et al. (1995b); (7) Wolfe et al. (1994); (8) This work; (9) Lu et al. (1997); (10) Lu et al. (1996b).

velocities for which the residual in the normalized spectrum is r . We define an asymmetry parameter $\eta = |V_1 + V_2| / (V_1 - V_2)$ that is close to zero for a symmetric profile and close to one for a one-sided profile. The results are presented in Table 3.3. We emphasize that the velocity interval ΔV considered here is larger than that of Prochaska & Wolfe (1997b). These authors have chosen to ignore 5% of the integrated optical depth at each edge of the profiles to correct for the internal broadening of the components. For high level of asymmetry, our definition of η leads consequently to slightly smaller values of this parameter. After rescaling however, the distributions of the asymmetry parameter considered in both papers are similar (see Sect. 3.4.2). In Column 12 of Table 3.3, we give the measurements of $d_{\text{l} \leftrightarrow \text{h}}$ which is the velocity difference between the maximum of the optical depth for the low and high-ionization species respectively.

3.4.1 The FeII λ 1608,2586 and SiII λ 1808 profiles

The velocity broadening of the FeII λ 1608,2586 (at $r = 0.5$ or $\tau_\nu \sim 0.7$) and SiII λ 1808 (at $r = 0.9$ or $\tau_\nu \sim 0.1$) line profiles are compared in Figure 3.5. It can be seen that they correlate very closely. This implies that we can use the iron velocity interval that is easier to measure because of larger optical depths. The iron lines are observed in a large number of systems and we are able to compare velocities measured *with the same ion*. Prochaska & Wolfe (1997b) made use of several transitions because the SiII λ 1808 line is not detected

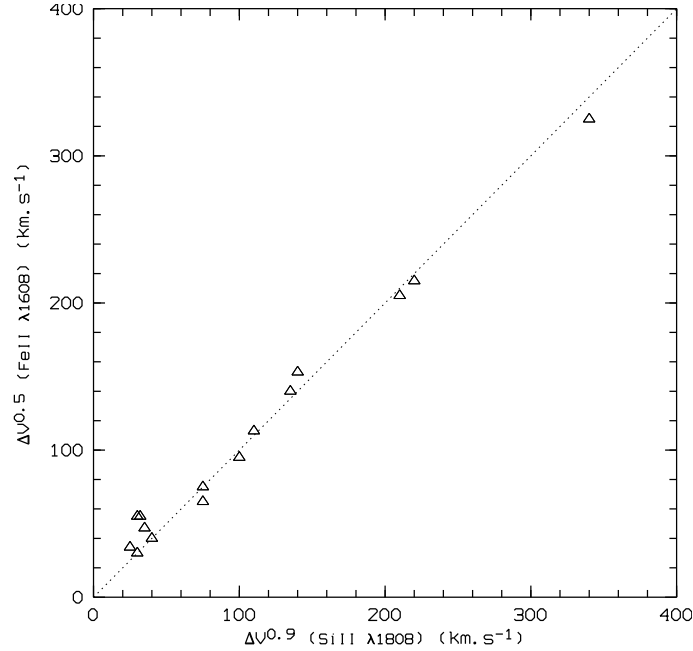


FIG. 3.5: The velocity broadening of the FeII $\lambda\lambda$ 1608,2586 lines, measured at an optical depth $\tau_\nu \sim 0.7$, versus that of the SiII λ 1808 line (measured at $\tau_\nu \sim 0.1$) for the whole sample.

in all the systems.

Since the correlation is very good, it implies that the physical conditions are quite homogeneous in the sample. First we can be confident that the criteria are well chosen to probe the densest regions where iron and silicon are both predominantly singly ionized. If it were not the case we would expect large variations in the $N(\text{SiII})/N(\text{FeII})$ ratio as SiII persists much longer than FeII when the HI column density decreases. Indeed the $N(\text{SiII})/N(\text{FeII})$ ratio can be larger than ten for $\log N(\text{HI}) \sim 18$ (see Petitjean et al. 1992). It also suggests that large variations of abundance ratios and/or large depletion into dust grains are unlikely. These conclusions are consistent with detailed studies of DLA systems (Lu et al. 1996a; Prochaska & Wolfe 1996; Pettini et al. 1997b; Vladilo 1998). We can infer from this correlation that, statistically, the local optical depth of FeII $\lambda\lambda$ 1608,2586 is approximately seven times larger than the local optical depth of SiII λ 1808. Hence, using the oscillator strengths given by Savage & Sembach (1996), the SiII column density is on average three times larger than the FeII column density. The solar metallicities of iron and silicon are similar which implies that in these systems and on average, $[\text{Si}/\text{Fe}] \sim 0.5$ in the gas phase.

3.4.2 The FeII velocity broadening distribution

Figure 3.6 (upper panels) shows the histograms of the velocity broadening measured from FeII at $\tau_\nu \sim 0.1$ (left panel) and $\tau_\nu \sim 0.7$ (right panel). When weak wings are considered ($\tau_\nu \sim 0.1$), the distribution is nearly uniform from 20 to 250 km s⁻¹. This is what is found by Prochaska & Wolfe (1997b). However, when only the deepest part of the absorption is considered (and we have given arguments showing that this part should be associated with the neutral phase), the distribution is peaked at small velocity broadenings. Most of the profiles have $\Delta V < 100$ km s⁻¹, while a few have $\Delta V > 150$ km s⁻¹. It can be seen in Figure 3.6 (lower left panel) that the asymmetry parameter η is correlated with the velocity broadening up to $\Delta V \sim 150$ km s⁻¹. For larger velocity broadenings however this correlation disappears. This approach complements the edge-leading test of Prochaska & Wolfe (1997b, Figure 10) as it takes into account the correlation between asymmetry and velocity broadening that is expected in fast rotating thick-disk models.

Since it is the presence of systems with large velocity broadenings that mostly rules out the CDM model (see Figure 10 of Prochaska & Wolfe 1997b), we discuss below these systems individually :

- *Q 0201+365* at $z_{\text{abs}} = 2.462$: If we strictly follow our procedure and measure the velocity broadening of FeII λ 1608 at $\tau_\nu = 0.5$, we find $\Delta V \sim 600$ km s⁻¹. This large velocity spread is due to a satellite of the main system, which has a column density $\log N(\text{HI}) \sim 19$ (Prochaska & Wolfe 1996). In this case, since the velocity separation is quite large, there is little doubt that we should consider that this satellite arises in a system that is *not* associated with the main damped component. However this case clearly shows that the presence of satellites (as expected in the case of merging processes) could bias the discussion on the amount of rotation needed to explain the profiles. By restricting our consideration to the main system, the velocity broadening is $\Delta V \sim 225$ km s⁻¹. The system does not show the edge-leading pattern. Actually the Lyman- α line is fitted with 23 components (Prochaska & Wolfe 1996), none of which has $\log N(\text{HI}) > 20$ and four of which have $\log N(\text{HI}) > 19$. This system is definitively atypical.

- *Q 0201+365* at $z_{\text{abs}} = 1.955$: The FeII λ 1608 criterion gives $\Delta V \sim 230$ km s⁻¹. Here again there is no obvious edge-leading pattern. Even the Lyman- α line is poorly fitted by a damped component and the system resembles much more the LLS system at $z_{\text{abs}} = 2.325$, where strong FeII components are spread over 200 km s⁻¹, whereas the Lyman- α line does not show damped wings (see Prochaska & Wolfe 1996).

- *Q 0528-250* at $z_{\text{abs}} = 2.811$: The system is at $z_{\text{abs}} > z_{\text{em}}$ but is certainly not associated with the quasar (Warren & Møller 1996; Srianand & Petitjean 1998). It has $\Delta V_{\text{FeII}}^{0.5} = 325$ km s⁻¹ and the profile can be decomposed in two main sub-systems, each with no edge-leading structure. We follow Prochaska & Wolfe (1997b) and do not consider it as a typical damped system.

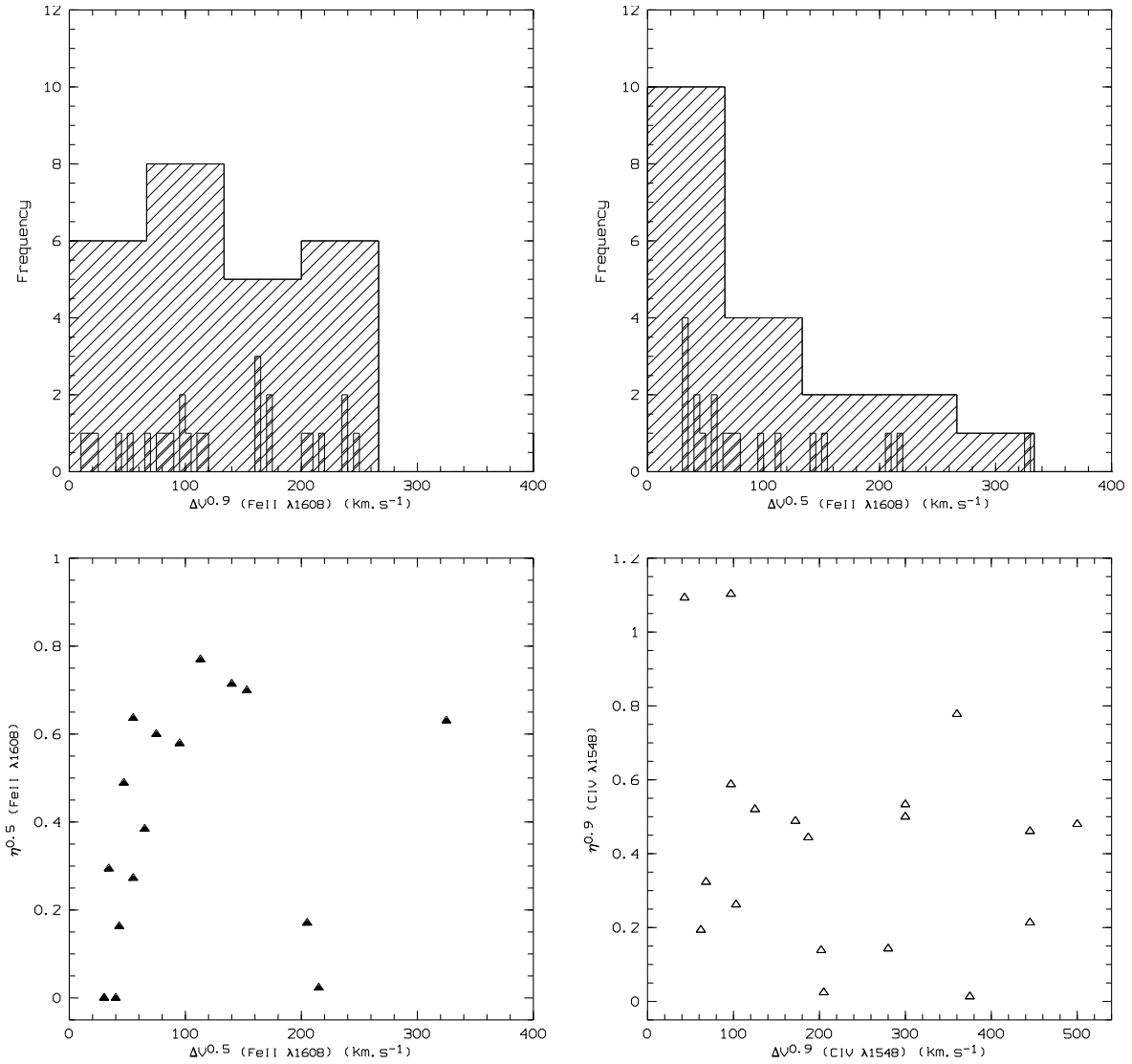


FIG. 3.6: **Upper panels** : histograms of the velocity broadening of the Fe II $\lambda\lambda 1608, 2586$ lines measured at an optical depth $\tau_\nu \sim 0.1$ (*upper left*) and $\tau_\nu \sim 0.7$ (*upper right*) for the whole sample of 26 DLA systems ; the smaller binning indicates individual systems.

Lower panels : asymmetry parameter (see text) versus velocity broadening for the Fe II lines measured at $\tau_\nu \sim 0.7$ (*lower left*) and for the high-ionization lines measured at $\tau_\nu \sim 0.1$ (*lower right*).

• *Q 2233+131* at $z_{\text{abs}} = 3.151$: This system is peculiar for several reasons. Djorgovski et al. (1996) have detected Lyman- α emission from this system. The emission is redshifted from the main low-ionization absorption by about 270 km s^{-1} (Lu et al. 1997). Since the FeII λ 1608 line does not reach $\tau_\nu = 0.7$ at the resolution of the Keck data and thus $\Delta V_{\text{FeII}}^{0.5} \sim 0 \text{ km s}^{-1}$, we could only derive $\Delta V_{\text{FeII}}^{0.9} \sim 235 \text{ km s}^{-1}$. Lu et al. (1997) have argued that this system is a case for which rotation is apparent in the absorption profile. However it is clear from the OI λ 1302 and SiII λ 1526 lines that this system is composed of three well detached sub-systems spread over 300 km s^{-1} and centred at -270 , -190 and -80 km s^{-1} from the Lyman- α emission. There is no edge-leading pattern as those emphasized by Prochaska & Wolfe (1997b). Instead the two sub-systems at -270 and -190 km s^{-1} are equally strong and could both contribute to the H β damping wings. It is interesting to note as well that the CIV absorption does not correlate with the low-ionization absorptions. The maximum of the CIV absorption occurs at -120 km s^{-1} , exactly in the gap between the low-ionization systems at -190 and -80 km s^{-1} . This pattern is a clear example of what could be expected from a disturbed object made up of interacting sub-units. It is qualitatively not different from the pattern seen in the $z_{\text{abs}} = 2.8112$ system toward Q 0528–250. Rotational motions may be present in the sub-systems on velocity scales smaller than 100 km s^{-1} .

From these comments, it seems that one has to be very careful when discussing the kinematics of systems with large velocity broadenings. They often show the sub-systems that are expected if the objects are in the process of merging. Therefore the claim that the CDM model should be rejected has to be considered with caution. Indeed using hydro-simulations, Haehnelt et al. (1998) have reached the same conclusion. Even though these investigations are not yet complete, the overall picture that seems to be emerging favors the idea that DLA systems are aggregates of dense knots with complex kinematics rather than ordered disks. This does not rule out however the possibility that part of the kinematics could be due to rotation. The correlation shown in Figure 3.6 (lower left panel) is suggestive of rotational motions in sub-systems on scales smaller than $\Delta V < 150 \text{ km s}^{-1}$.

Finally, although the sample is certainly too small to draw any firm conclusion, it is interesting to note that the mean velocity broadening of FeII at $\tau_\nu = 0.7$ tends to decrease with redshift (see Figure 3.7; upper left panel) *if we do not include the peculiar systems mentioned in Sect. 3.4.2*. If we split the sample in two sub-samples containing the same number of systems, the mean velocity broadening is 80 and 50 km s^{-1} for $z_{\text{abs}} < 2.2$ and $z_{\text{abs}} > 2.2$ respectively. This behavior is expected in CDM models in which disc galaxies form as gas cools and forms stars at the centres of the dark matter haloes (e.g. Kauffmann 1996).

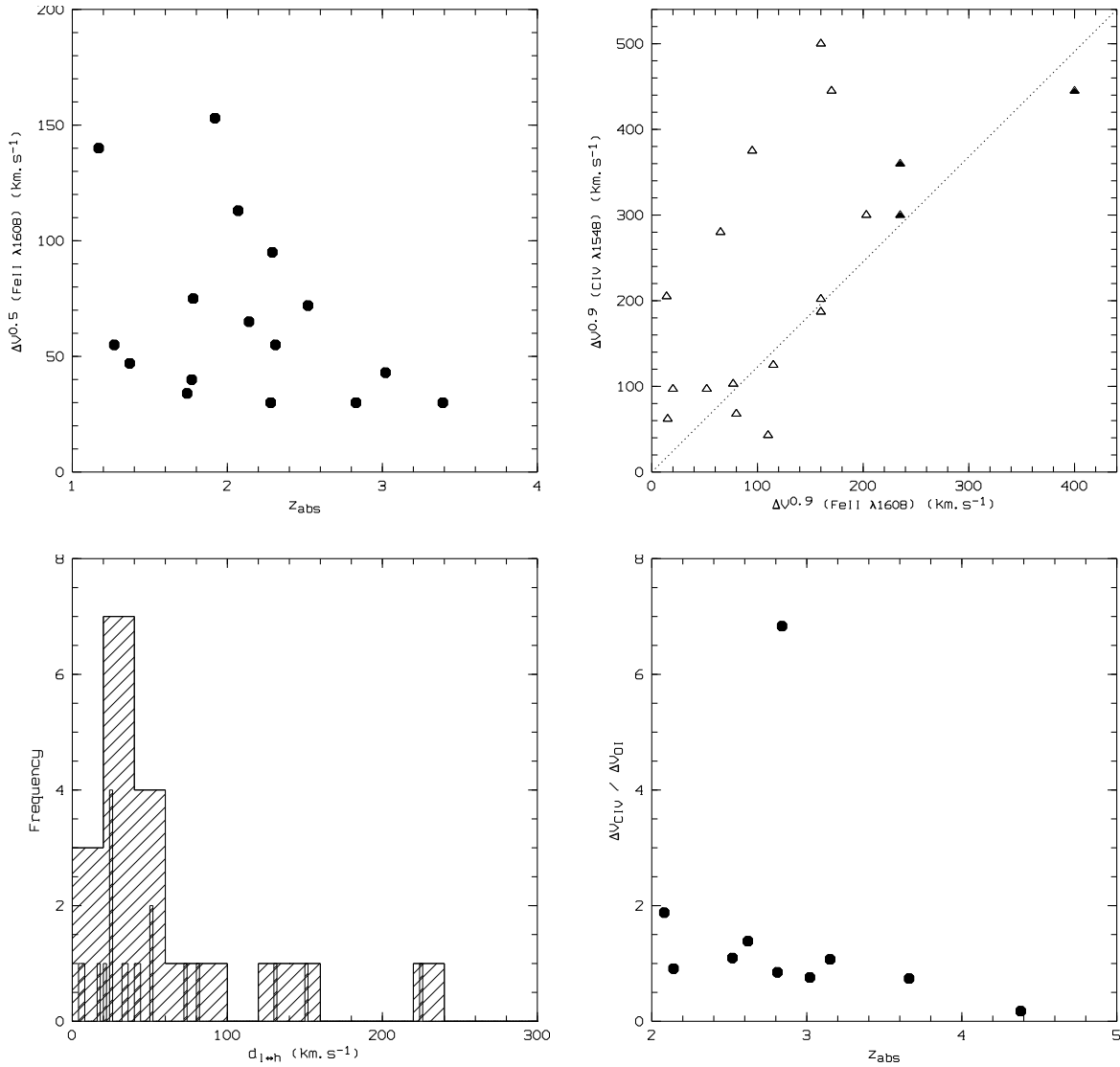


FIG. 3.7: **Upper panels** : velocity broadening of the FeII lines measured at an optical depth $\tau_\nu \sim 0.7$ versus redshift without considering the peculiar systems discussed in Sect. 3.4.2 (*upper left*) and velocity broadening of the CIV $\lambda 1548$ line versus that of the FeII lines measured at $\tau_\nu \sim 0.1$ (*upper right*); filled triangles indicate the peculiar systems at $z_{\text{abs}} = 2.46$ toward Q 0201+365, $z_{\text{abs}} = 2.81$ toward Q 0528–250, and $z_{\text{abs}} = 3.15$ toward Q 2233+131.

Lower panels : histogram of the absolute velocity difference between the strongest low and high-ionization components (*lower left*; the smaller binning indicates individual systems) and CIV to OI velocity broadening ratio versus redshift (*lower right*).

3.4.3 The high-ionization phase

The examples of absorption profiles simulated by Haehnelt et al. (1998) suggest that the comparison of the velocity profiles of high (e.g. C^{IV}) and low (Si^{III} or Fe^{II}) ionization species may give clues on the nature of the objects associated with DLA systems. Although Figure 6 of Haehnelt et al. (1998) is drawn for illustrative purpose, it is unclear to us whether the simulations are able or not to reproduce observed individual cases. Contrary to what happens for Fe^{II} at $\tau_\nu = 0.7$, there is no correlation between η_{CIV} and ΔV_{CIV} at $\tau_\nu = 0.1$ (see Figure 3.6; lower right panel). This is expected if the high-ionization phase has a much more disturbed kinematical field than the low-ionization phase (see also Turnshek et al. 1989) and indeed, $\Delta V_{\text{CIV}}^{0.1}$ is most of the time larger than $\Delta V_{\text{FeII}}^{0.1}$. However, there is a trend for ΔV_{CIV} and ΔV_{FeII} both measured at $\tau_\nu = 0.1$ to be correlated (Figure 3.7; upper right panel).

The velocity differences between the maximum of the optical depth in C^{IV} and Fe^{II} is most often smaller than 60 km s⁻¹ (Figure 3.7; lower left panel). Close inspection of the spectra shows that the kinematics of high and low-ionization species are similar. Exceptions are the $z_{\text{abs}} = 2.827$ system toward Q 1425+606, in which the main C^{IV} absorption corresponds to a high velocity sub-component, the $z_{\text{abs}} = 3.151$ system toward Q 2233+131, in which the strongest C^{IV} absorption is located in a gap between two low-ionization sub-components, and the $z_{\text{abs}} = 1.776$ system toward Q 1331+170, in which the C^{IV} profile is much more extended in velocity space than the low-ionization profiles. Such behaviors can be recognized in the simulated spectra of Haehnelt et al. (1998) but should be investigated in more details.

It is interesting to note that the $\Delta V_{\text{CIV}}^{0.1}/\Delta V_{\text{OI}}^{0.1}$ ratio seems to decrease with increasing redshift (see Figure 3.7; lower right panel). A very large value for this ratio is found for the peculiar $z_{\text{abs}} = 2.844$ system toward Q 1946+769 which shows C^{IV} absorptions symmetrically placed on both sides of the low-ionization absorption. This general trend is consistent with kinematics to be more disturbed with decreasing redshift.

3.5 Conclusions

We have presented high-resolution data for five DLA systems analyzing the velocity profiles and the column densities. The systems at $z_{\text{abs}} = 3.0248$ toward Q 0347–383 and $z_{\text{abs}} = 2.5226$ toward Q 1213+093 have similar abundance patterns. Especially the nitrogen to silicon relative abundance is smaller than the solar value (which is true also for the system at $z_{\text{abs}} = 2.6184$ toward Q 0913+072). The system at $z_{\text{abs}} = 2.6184$ toward Q 0913+072 is the most metal-deficient DLA system known by now. We find $[\text{O}/\text{H}] \approx -2.7$ and $[\text{Fe}/\text{Si}] \leq -0.8$. A better limit on iron is needed. Indeed it would be difficult to reconcile this pattern with standard chemical evolution models. It is interesting to note

that this system has a metal content similar to that of Lyman- α clouds with $\log N(\text{HI}) \sim 15$ (Songaila & Cowie 1996).

From a sample of 26 DLA systems gathered from the literature, we show that the velocity widths of the $\text{SiII}\lambda 1808$ and $\text{FeII}\lambda 1608$ absorptions are closely correlated. This suggests that the physical conditions in the neutral phase are quite homogeneous and that large relative metallicity variations and thus large depletions into dust grains are unlikely. We discuss the systems with FeII velocity widths larger than 200 km s^{-1} and conclude that they are most of the time composed of several sub-systems. We argue, from the distribution of FeII velocity widths and the correlation between the asymmetry parameter and the velocity width, that rotational motions may be present in sub-systems on scales smaller than 150 km s^{-1} . The velocity width of the strongest part of the FeII absorption decreases with increasing redshift. This suggests that the neutral regions get denser and exhibit faster motions with time.

Chapitre 4

Les abondances chimiques à $z_{\text{abs}} < 1.7$

4.1 Introduction

Les quantités de poussière contenues dans les systèmes lorentziens actuellement connus sont relativement faibles. Cette constatation est essentiellement basée sur la mesure du rougissement des quasars situés à l'arrière-plan des systèmes lorentziens (Pei et al. 1991), et sur la détermination des abondances chimiques relatives des éléments Zn et Cr (Meyer et al. 1989; Pettini et al. 1994). La première méthode indique un rapport entre la quantité de gaz et celle de poussière typiquement compris entre 5 et 20% de celui du disque de la Galaxie. Dans la seconde méthode, le rapport [Cr/Zn] est considéré comme un bon indicateur de la présence de poussières dans l'hypothèse où, comme dans le milieu interstellaire de la Galaxie, le zinc se trouve essentiellement dans la phase gazeuse et le chrome est majoritairement fixé sur les grains de poussière. Il s'avère que les deux méthodes fournissent des résultats similaires, suggérant que les abondances réelles moyennes des éléments lourds sont un ordre de grandeur plus faible que dans le disque de la Galaxie. Dans ces conditions, il doit être possible de séparer les effets combinés de la poussière de ceux de la nucléosynthèse sur les rapports d'abondance observés dans le gaz (Vladilo 1998) moyennant l'hypothèse que les propriétés physiques des grains de poussière sont les mêmes dans l'environnement solaire que dans le milieu interstellaire peu enrichi des systèmes lorentziens.

Récemment, Lu et al. (1996a) ont d'ailleurs mis en doute la possibilité que les systèmes lorentziens contiennent des poussières en donnant des arguments en faveur d'une origine purement nucléosynthétique des rapports d'abondance observés. En effet, l'hypothèse de la présence de poussières dans les systèmes lorentziens ne rend pas compte, à elle seule, de certains rapports d'abondance tels que [N/O] et [Mn/Fe]. Lu et al. (1996a) suggèrent même que la sur-abondance relative de Zn et Cr soit uniquement la conséquence de la nucléosynthèse stellaire.

Dans ce travail dont nous donnons les résultats *préliminaires*, nous exploitons de nouvelles données observationnelles pour tenter de mieux contraindre les abondances relatives du manganèse et du fer dans les systèmes lorentziens à bas décalage spectral, ainsi qu'à décalage spectral intermédiaire. Incluant à nos mesures celles déjà publiées par d'autres groupes, nous montrons que les rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens sont généralement la signature d'un certain niveau de déplétion par les grains de poussière, que nous déterminons. Les séquences de déplétion observées dans les systèmes lorentziens sont en fait comparables à celles du petit nuage de Magellan. La correction des effets de la poussière sur les rapports d'abondance observés révèle que l'histoire nucléosynthétique du gaz dans les systèmes lorentziens n'est pas forcément la même que dans les étoiles de notre Galaxie, bien qu'il y ait une similitude avec le halo de la Galaxie, au moins pour certains systèmes. En particulier, les rapports d'abondance corrigés dans les systèmes lorentziens pourraient bien ne pas indiquer de forte contribution des supernovae de type II à l'enrichissement chimique global de ces objets.

4.2 Les données spectroscopiques

Les observations ont été réalisées lors de deux missions sur le télescope de 3.6 m de diamètre de l'ESO, l'observatoire européen austral (La Silla, Chile). Celles des quasars Q 0058+019 (PHL 938) et Q 2128–123 ont été effectuées par Jacqueline Bergeron en Septembre 1997 (programme 59.B-0797), et celle de Q 0453–423 (CTS 650) par Patrick Petitjean en Novembre 1995 (programme 56.B-0261). Chacun des spectres des quasars observés possède un système lorentzien de décalage spectral $z_{\text{abs}} < 1.7$, à l'exception de Q 0453–423 qui contient deux candidats systèmes lorentziens (voir Sous-section 4.2.2).

Le Télescope Spatial Hubble permet d'observer la raie d'absorption Lyman- α des systèmes lorentziens à des longueurs d'onde inférieures à 3300 Å et, par conséquent, de mesurer la densité de colonne en hydrogène neutre de ces systèmes pour des décalages spectraux $z_{\text{abs}} < 1.7$. Pour déterminer les densités de colonne en hydrogène neutre des systèmes lorentziens sur la ligne de visée de Q 0058+019 et Q 2128–123, nous avons utilisé les observations spectroscopiques se trouvant dans les archives du télescope spatial. L'utilisation des télescopes terrestres de la classe des 4 à 10 m de diamètre est indispensable pour déterminer les abondances chimiques des ions métalliques avec une précision plus grande que 0.2 dex. Le problème est de résoudre les raies d'absorption tout en conservant un bon rapport signal-sur-bruit dans le bleu et l'extrême bleu ($\lambda = 3300 - 5000$ Å). Pour un élargissement Doppler au repos $b = 10$ km s⁻¹ et un décalage spectral $z_{\text{abs}} = 1$, cela nécessite en effet une résolution spectrale $R \geq 10000$.

TAB. 4.1: Journal des observations.

Objet	V (mag)	z_{em}	Télescope	Instrument	Longueurs d'onde (Å)	Résolution FWHM (Å)	Temps d'exposition (s)
Q 0058+019(PhL 938)	17.2	1.959	ESO 3.6 m	CASPEC-L	3510-4797	0.16	21600
			TSH	FOS G190H	1572-2311	0.84	1590
Q 0453-423(CTS 650)	17.3	2.656	ESO 3.6 m	CASPEC-L	3680-5096	0.16	16200
Q 2128-123(PKS)	16.0	0.501	ESO 3.6 m	CASPEC-L	3510-4797	0.16	21600
			TSH	FOS G190H	1572-2311	0.84	5221

4.2.1 Spectres visibles

Les données ont été acquises avec le mode standard du spectrographe échelle CASPEC. Pendant les deux missions d'observation, la Caméra Longue a été utilisée en combinaison avec le réseau échelle de 31.6 traits mm^{-1} et le réseau (dispersion croisée) de 300 traits mm^{-1} qui est opérationnel dans l'extrême bleu. Le journal des observations est donné dans la Table 4.1. Q 0453-423 a été observé en 1995 avec le CCD Tektronix ESO #32 de 512×512 pixels de $27 \mu\text{m}$ de côté et de bruit de lecture rms 10 électrons. En 1997, le détecteur qui a permis d'enregistrer les spectres de Q 0058+019 et Q 2128-123 était le CCD Tektronix ESO #37 de 1024×1024 pixels de $24 \mu\text{m}$ de côté et un bruit de lecture rms de 5.5 électrons. Dans tous les cas, un intervalle de longueurs d'onde de 1200 \AA a pu être couvert simultanément. La résolution instrumentale FWHM doit être mesurée directement sur le profil des raies d'émission de thorium et d'argon de la lampe à cathode creuse ayant servie pour la calibration en longueur d'onde. Elle est de 0.16 \AA (soit 11 km s^{-1}), ce qui est légèrement supérieur à la valeur théorique de la résolution instrumentale FWHM :

$$\text{FWHM}_{\text{théo}}(\text{\AA}) = 2\sqrt{2\ln 2}\Delta\lambda(\text{\AA}/\text{pix}) = 0.12 \text{ \AA} \text{ pour } \Delta\lambda = 0.05 \text{ \AA} \quad (4.1)$$

A chaque exposition scientifique sont associées des poses de champ plat et de calibration en longueur d'onde. La précision de la calibration en longueur d'onde est de l'ordre du dixième de la résolution mentionnée ci-dessus, soit 0.01 \AA .

Les spectres des quasars ont été réduits et analysés avec les routines du contexte ECHELLE implémentées sous MIDAS, le système de traitement d'images développé à l'ESO. Les poses multiples obtenues pour chacun des quasars ont été soigneusement combinées afin d'augmenter le rapport signal-sur-bruit. Lors de cette étape, la médiane des différents spectres, pondérée par le flux de l'objet, a été calculée, et les impacts de rayons cosmiques affectant les pixels de l'objet éliminés de façon efficace. Le spectre du fond de ciel est quant à lui particulièrement difficile à extraire à cause de la faible séparation des ordres consécutifs dans le bleu du spectre. Nous avons donc ajusté le niveau zéro du flux au bas des raies saturées dans les spectres après extraction. L'incertitude de la détermination du niveau zéro du flux est estimée comme étant de 5% . Il faut enfin corriger les longueurs d'onde observées de l'effet de la réfraction atmosphérique d'une part,

et du mouvement de la Terre autour du Soleil d'autre part. C'est ce que l'on appelle la correction héliocentrique. Pour le domaine du visible, entre 4000 et 9000 Å, elle s'écrit en bonne approximation :

$$\lambda_{\text{vide}} = \lambda_{\text{obs}} \times 1.0002686 + 0.051 \quad (4.2)$$

$$\lambda_{\text{hélio}} = \alpha \lambda_{\text{vide}} \quad (4.3)$$

Le coefficient α dépend de la position de l'objet observé dans le ciel, ainsi que de celle de la Terre autour du soleil et donc de la date d'observation. Les raies d'émission et le continu des quasars ont été *normalisés* à l'unité dans chacun des spectres unidimensionnels. Le rapport signal-sur-bruit a été calculé par la statistique des photons après soustraction des raies d'absorption. Au-dessus de 4000 Å, le rapport signal-sur-bruit moyen est typiquement de 9, 17 et 28 pour Q 0058+019, Q 0453–423 et Q 2128–123 respectivement.

4.2.2 Spectres ultraviolets

Ces données ont été obtenues dans le cadre d'autres programmes d'observation avec le spectrographe pour objets faibles FOS. Elles ont été rapatriées de l'archive du centre de coordination européen pour le télescope spatial ST-ECF. Les spectres de Q 0058+019 et Q 2128–123 ont été réduits en utilisant les meilleurs fichiers de référence disponibles. Avec le réseau G190H, la dispersion linéaire est de 0.36 Å par pixel (voir Table 4.1). De légères corrections (< 10%) ont finalement dû être appliquées pour amener le bas des raies d'absorption Lyman- α lorentziennes au niveau de flux zéro.

Le rapport signal-sur-bruit dans le spectre de Q 0058+019 (resp. Q 2128–123) est de 5 (resp. 10), ce qui est juste assez pour déterminer la densité de colonne en hydrogène neutre de chacun des absorbants. La faiblesse du rapport signal-sur-bruit dans le cas de Q 0058+019 est compensée par la plus grande largeur équivalente de la raie Lyman- α ($\log N(\text{H I}) = 20.15 \pm 0.09$ au lieu de 19.38 ± 0.07). En ce qui concerne le quasar Q 0453–423, l'absence totale de flux ultraviolet dans le spectre du télescope spatial est due à la présence sur la ligne de visée d'un système d'absorption optiquement épais à la limite de Lyman à $z_{\text{abs}} \approx 2.3$. Il n'est donc pas possible de mesurer, par l'intermédiaire de la transition Lyman- α , la densité de colonne en hydrogène neutre des candidats systèmes lorentziens sur la ligne de visée de Q 0453–423. Cependant, le rapport des largeurs équivalentes au repos des raies d'absorption FeII λ 2382 (ou FeII λ 2600) et MgII λ 2796 est supérieur à 2/3 (voir Table 4.3). Les modèles utilisant les codes de photo-ionisation montrent que la densité de colonne en hydrogène neutre dépasse dans ce cas quelques 10^{19} atomes cm^{-2} (Bergeron & Stasińska 1986). Ces deux systèmes d'absorption sont donc très probablement lorentziens, et leurs abondances seront étudiées de façon *relative* dans le spectre visible obtenu à haute résolution.

4.3 Les abondances chimiques observées

Les ions HI, MnII, FeII et parfois aussi : ZnII, CrII, MgI et MgII, détectés dans le spectre des quasars, appartiennent à la phase gazeuse des quatre systèmes lorentziens. Leur densité de colonne a été mesurée par décomposition des profils d'absorption en profils de Voigt (voir Sous-section 2.2.1). Nous avons pour cela réalisé un ajustement par moindres carrés de toutes les raies de basse ionisation au décalage spectral des différents absorbants (voir Figures 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4). Les paramètres des modèles d'ajustement des sous-composantes métalliques : la vitesse relative du nuage, la densité de colonne ionique et l'élargissement Doppler sont résumés dans la Table 4.2. Connaissant les densités de colonne $\log N_i$ et les erreurs $\Delta \log N_i$ de chacune des sous-composantes d'un profil de raie d'absorption, on peut en déduire la densité de colonne totale $\log N$ et son erreur $\Delta \log N$:

$$\log N = \log \sum_i 10^{\log N_i} \quad (4.4)$$

$$\Delta \log N = 10^{-\log N} \sum_i \left(10^{\log N_i} \Delta \log N_i \right) \ln 10 \quad (4.5)$$

Nous adoptons le système de notation logarithmique standard de l'astrophysique stellaire. L'abondance absolue d'un élément X dans la phase gazeuse est le rapport de la densité de colonne de cet élément à la densité de colonne en hydrogène (ce sont des quantités *observées*) :

$$\left(\frac{X}{H} \right)_{\text{obs}} = \frac{N(X)}{N(H)} \quad (4.6)$$

Cette abondance absolue est normalisée à une abondance cosmique de référence, l'abondance photosphérique ou l'abondance météoritique solaire (que nous choisissons). Elle est par définition écrite sous une forme logarithmique :

$$\left[\frac{X}{H} \right]_{\text{obs}} \equiv \log \left(\frac{X}{H} \right)_{\text{obs}} - \log \left(\frac{X}{H} \right)_{\odot} \quad (4.7)$$

Le *rapport* d'abondance de deux éléments X et Y et l'erreur quadratique sont finalement :

$$\left[\frac{X}{Y} \right]_{\text{obs}} = \log \left(\frac{N_X}{N_Y} \right)_{\text{obs}} - \log \left(\frac{N_X}{N_Y} \right)_{\odot} \quad (4.8)$$

$$\Delta \left[\frac{X}{Y} \right]_{\text{obs}} = \left(\Delta \log(N_X)_{\text{obs}}^2 + \Delta \log(N_Y)_{\text{obs}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

Nous avons rassemblé dans la Table 4.3 les mesures de densité de colonne ionique de 11 systèmes lorentziens pour lesquels notre groupe de recherche a effectué des observations en spectroscopie (les références bibliographiques se trouvent au bas de la Table 4.4), et bien souvent aussi en imagerie (Le Brun et al. 1997). La Table 4.4 contient les valeurs des abondances chimiques observées, absolues ou relatives, de l'échantillon des 21 systèmes

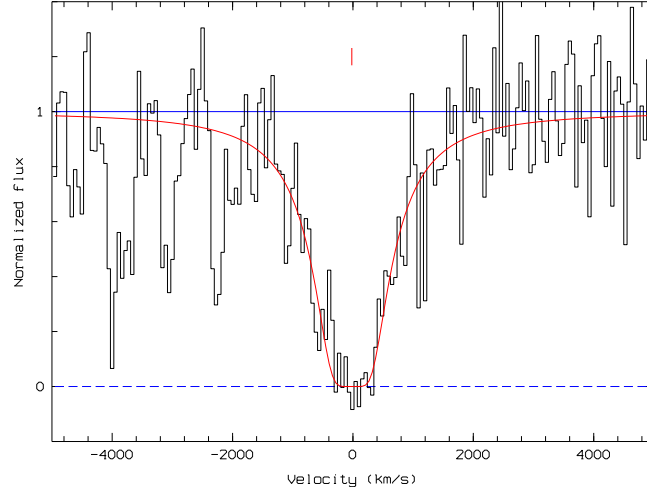


FIG. 4.1: Modèle d'ajustement de la raie d'absorption Lyman- α dans le système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 0.61238$ sur la ligne de visée du quasar Q 0058+019 (spectre du TSH).

lorentziens étudiés à bas décalage spectral, $z_{\text{abs}} < 1.7$. Nous utilisons cet échantillon de référence dans notre analyse ainsi que les 48 systèmes lorentziens étudiés à grand décalage spectral (Pettini et al. 1994, 1997b; Prochaska & Wolfe 1999; Lu et al. 1996a; Ledoux et al. 1998a pour Q 1213+093; Outram et al. 1999 pour GB 1759+7539).

4.3.1 Evolution chimique cosmique

Les tests statistiques de Spearman et Kendall (Table 4.5) ont été utilisés pour déterminer le taux de corrélation entre des quantités dont les valeurs présentent une grande dispersion. La Figure 4.5 montre les valeurs d'abondance en fonction du décalage spectral des systèmes lorentziens de l'échantillon global. Les coefficients de corrélation des tests statistiques montrent qu'il n'y a pas de claire évolution de l'abondance du zinc (métallicité) dans l'intervalle de décalage spectral $0.4 < z_{\text{abs}} < 3$ (Figure 4.5, en haut à gauche). Cet intervalle correspond à un temps écoulé depuis $z_{\text{abs}} 5.1 < t < 11.4$ milliards d'années ($H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q_0 = 0.5$).

La valeur moyenne de l'abondance du zinc pondérée par la densité de colonne totale en hydrogène neutre :

$$[\langle \text{Zn}/\text{H} \rangle] = \log \langle (\text{Zn}/\text{H}) \rangle - \log (\text{Zn}/\text{H})_{\odot} \quad (4.10)$$

où :

$$\langle (\text{Zn}/\text{H}) \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n N(\text{ZnII})_i}{\sum_{i=1}^n N(\text{HI})_i} \quad (4.11)$$

TAB. 4.2: Paramètres des modèles d'ajustement des sous-composantes métalliques dans les systèmes lorentziens observés.

Composante	z_{abs}	ΔV (km s^{-1})	Ion	$\log N$ (cm^{-2})	$\sigma_{\log N}$ (cm^{-2})	b (km s^{-1})	σ_b (km s^{-1})
Q 0058+019							
1	0.612102	-51	MgI	10.92	0.35	7.0
			MgII	12.73	0.05	7.0
			FeII	12.79	0.07	7.0
2	0.612377	0	MgI	12.35	0.05	13.0
			MgII	>15.98	13.0
			MnII	12.88	0.04	13.0
			FeII	15.11	0.08	13.0
3	0.612519	+26	MgI	12.13	0.06	13.0
			MgII	>14.18	13.0
			MnII	12.65	0.06	13.0
			FeII	14.98	0.09	13.0
4	0.612719	+64	MgI	11.81	0.07	13.0
			MgII	>15.01	13.0
			MnII	12.10	0.16	13.0
			FeII	13.99	0.06	13.0
5	0.612973	+111	MgI	11.46	0.13	11.2	0.7
			MgII	>13.89	11.2	0.7
			MnII	11.48	0.58	11.2	0.7
			FeII	13.75	0.04	11.2	0.7
Q 0453-423							
1	0.725853	-33	MgI	12.16	0.04	26.5	0.8
			MgII	>13.97	26.5	0.8
			MnII	12.34	0.06	26.5	0.8
			FeII	14.27	0.03	26.5	0.8
2	0.726043	0	MgI	12.21	0.03	16.2	1.0
			MgII	>13.53	16.2	1.0
			MnII	12.22	0.07	16.2	1.0
			FeII	14.01	0.05	16.2	1.0
3	0.726280	+41	MgI	11.56	0.09	23.4	0.9
			MgII	>13.57	23.4	0.9
			MnII	11.95	0.11	23.4	0.9
			FeII	13.75	0.02	23.4	0.9
1	1.148673	-129	FeII	13.95	0.09	30.0
2	1.149060	-75	FeII	14.55	0.08	30.0
3	1.149598	0	CrII	<13.26
			FeII	14.83	0.06	23.5	3.3
			ZnII	<12.49
4	1.150024	+59	FeII	14.28	0.08	25.9	3.1
5	1.150482	+123	FeII	13.55	0.03	16.3	1.4
6	1.150980	+193	FeII	13.71	0.03	30.0
7	1.151371	+247	FeII	13.67	0.03	30.0
8	1.151953	+329	FeII	13.88	0.02	20.3	0.9
Q 2128-123							
1	-0.000055	-17	CaII	12.46	0.02	10.7	0.7
1	0.429637	-37	MgI	10.75	0.25	11.2	0.9
			MgII	12.46	0.02	11.2	0.9
			FeII	12.66	0.05	11.2	0.9
2	0.429815	0	MgI	12.18	0.02	8.3	0.4
			MgII	>14.11	8.3	0.4
			MnII	12.07	0.08	8.3	0.4
			FeII	14.08	0.07	8.3	0.4

TAB. 4.3: Densités de colonne ioniques des systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} < 1.7$. Essentiellement de notre groupe, les différentes mesures ont été mises à jour en prenant en compte, si nécessaire, les nouvelles valeurs des forces d'oscillateur. Les derniers résultats du télescope Keck pour trois de ces systèmes (Pettini et al. 1999b) ont aussi été inclus.

Objet	z_{abs}	$\log N(\text{HI})$ (cm^{-2})	$\log N(\text{ZnII})$ (cm^{-2})	$\log N(\text{SiII})$ (cm^{-2})	$\log N(\text{MnII})$ (cm^{-2})	$\log N(\text{CrII})$ (cm^{-2})	$\log N(\text{FeII})$ (cm^{-2})	r^a
Q 0058+019	0.612	20.15(0.09)	12.81(0.15)	13.13(0.07)	13.57(0.10)	15.38(0.08)	0.7
Q 0215+015	1.345	~ 19.80	15.18(0.12)	12.40	14.37(0.12)	1.0
Q 0302-223	1.009	20.36(0.11)	12.45(0.05)	15.18(0.05)	12.57(0.05)	13.08(0.05)	14.67(0.05)	0.7
Q 0453-423	0.726	12.68(0.07)	14.54(0.03)	1.0
Q 0453-423	1.150	<12.49	13.45(0.15)	<13.26	15.18(0.06)	0.7
Q 0454+039	0.860	20.69(0.06)	12.33(0.10)	15.45(0.10)	12.91(0.05)	13.49(0.05)	15.17(0.05)	0.9
Q 0809+483	0.437	20.80(0.20)	13.68(0.12)	15.22(0.36)	0.8
Q 1209+107	0.629	20.20(0.10)	<13.41	14.82(0.08)
Q 1229-021	0.395	20.75(0.07)	12.93(0.12)	>15.54	13.45(0.19)	<13.61	15.00	0.6
Q 1328+307	0.692	21.25(0.02)	12.73(0.19)	<12.59	13.31(0.20)	14.97(0.35)	0.6
Q 2128-123	0.430	19.38(0.07)	12.07(0.08)	14.10(0.07)	0.8

^a Il s'agit du rapport des largeurs équivalentes au repos des raies d'absorption FeII λ 2382 (ou FeII λ 2600) et MgII λ 2796.

TAB. 4.4: Abondances métalliques absolues, ou relatives, de l'échantillon global de systèmes.

Objet	z_{abs}	[Zn/H]	[Si/H]	[Mn/H]	[Cr/H]	[Fe/H]	FWHM (\AA)	Réf.
Q 0058+019	0.612	+0.01(0.17)	-0.55(0.11)	-0.26(0.13)	-0.28(0.12)	0.16	1,2
Q 0215+015	1.345	-0.17	-0.93	-0.94	0.37	3,4
Q 0302-223	1.009	-0.56(0.12)	-0.73(0.12)	-1.32(0.12)	-0.96(0.12)	-1.20(0.12)	0.65	2
Q 0454+039	0.860	-1.01(0.12)	-0.79(0.12)	-1.31(0.08)	-0.88(0.08)	-1.03(0.08)	0.11	2
Q 0809+483	0.437	-0.65(0.23)	-1.09(0.41)	1.00	5,6
Q 0935+417	1.373	-0.80(0.13)	-1.48(0.13)	-0.90(0.13)	-1.09(0.13)	0.35	7
Q 0957+561	1.391	< -0.75	< -1.12	0.10	8
HE 1104-1805	1.662	-1.02(0.01)	-1.02(0.02)	-1.66(0.18)	-1.46(0.01)	-1.59(0.02)	0.11/0.9	9
Q 1209+107	0.629	< -0.32	-0.89(0.13)	2.50	5,10
Q 1229-021	0.395	-0.47(0.14)	> -0.76	-0.83(0.20)	< -0.82	-1.26	0.09	5,11
Q 1247+268	1.223	-1.04(0.17)	-1.13(0.13)	-1.60(0.10)	-1.25(0.13)	-1.41(0.10)	0.10	8
Q 1328+307	0.692	-1.17(0.19)	< -2.19	-1.62(0.20)	-1.79(0.35)	1.30	5,12,13
Q 1351+318	1.149	-0.36(0.14)	-0.55(0.14)	-1.16(0.11)	-0.93(0.14)	-1.00(0.11)	0.10	8
Q 1354+258	1.420	-1.60(0.12)	-1.73(0.12)	-2.32(0.08)	-1.80(0.08)	-2.02(0.08)	0.10	8
Q 1622+238	0.656	< -1.53	-1.21	1.70	14
Q 2128-123	0.430	-0.84(0.11)	-0.79(0.10)	0.16	1

Objet	z_{abs}	[Zn/Fe]	[Si/Fe]	[Mn/Fe]	[Cr/Fe]	$\log N(\text{FeII})$ (cm^{-2})	FWHM (\AA)	Réf.
Q 0118-272	0.558	+0.36(0.07)	14.39(0.03)	0.20	15
Q 0449-134	1.267	-0.28(0.04)	15.13(0.02)	0.11	16
Q 0450-132	1.174	< +0.54	-0.22(0.10)	+0.15(0.14)	15.12(0.07)	0.11	16
Q 0453-423	0.726	+0.12(0.08)	14.54(0.03)	0.16	1
Q 0453-423	1.150	< +0.17	+0.25(0.16)	< -0.09	15.18(0.06)	0.16,0.65	1,17

Références : (1) ce travail; (2) Pettini et al. 1999b; (3) Bergeron & D'Odorico 1986; (4) Blades et al. 1982, 1985; (5) Boissé et al. 1998; (6) Foltz et al. 1988; (7) Meyer et al. 1995; (8) Pettini et al. 1999a; (9) Lopez et al. 1999; (10) Young et al. 1982; (11) Lanzetta & Bowen 1992; (12) Cohen et al. 1994; (13) Meyer & York 1992; (14) Steidel et al. 1997; (15) Vladilo et al. 1997a; (16) Lu et al. 1996a; (17) Petitjean & Bergeron 1994.

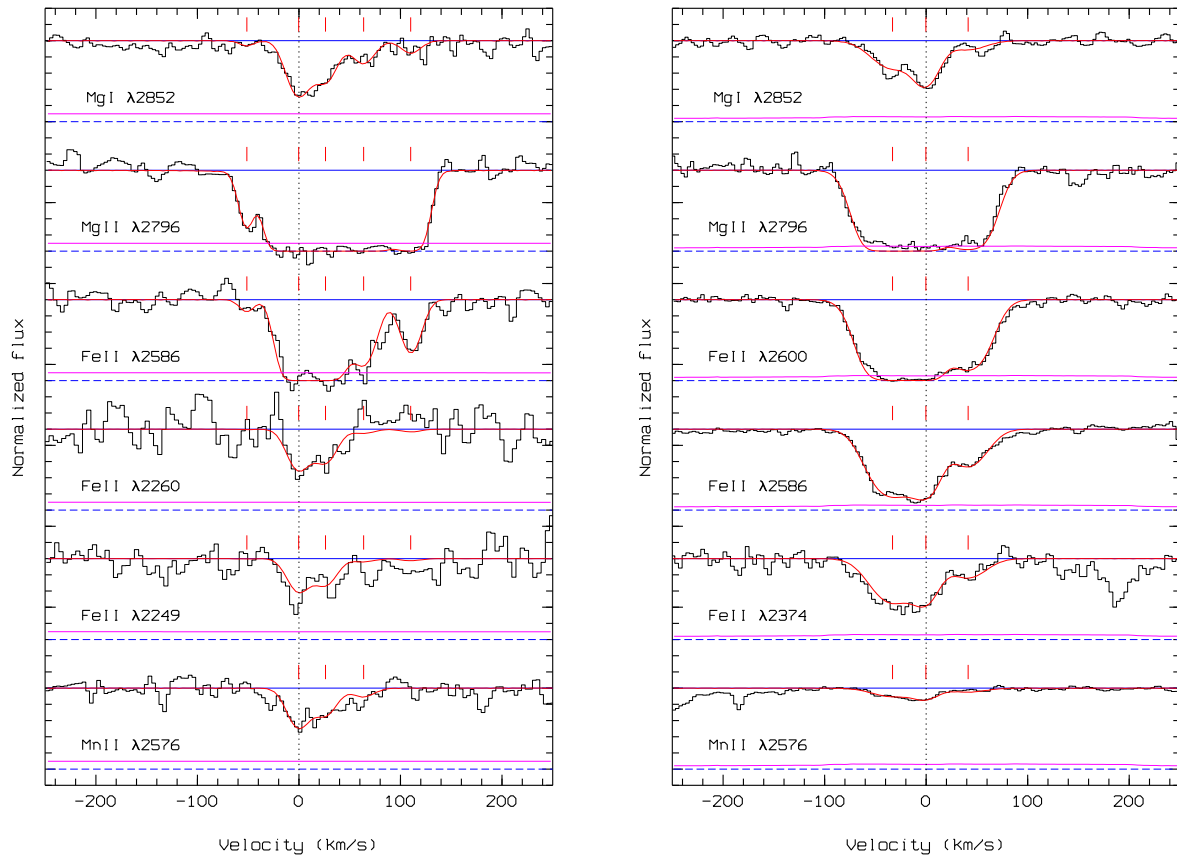


FIG. 4.2: **A gauche** : Profils d'absorption dans le spectre normalisé de Q 0058+019 : modèle d'ajustement par moindres carrés des raies de basse ionisation sélectionnées dans le système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 0.61238$. Les composantes sont indiquées par des barres verticales. La courbe sous le spectre est le bruit rms dans le continu adjacent aux raies. **A droite** : Profils et ajustement des raies d'absorption du système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 0.72604$ sur la ligne de visée du quasar Q 0453-423.

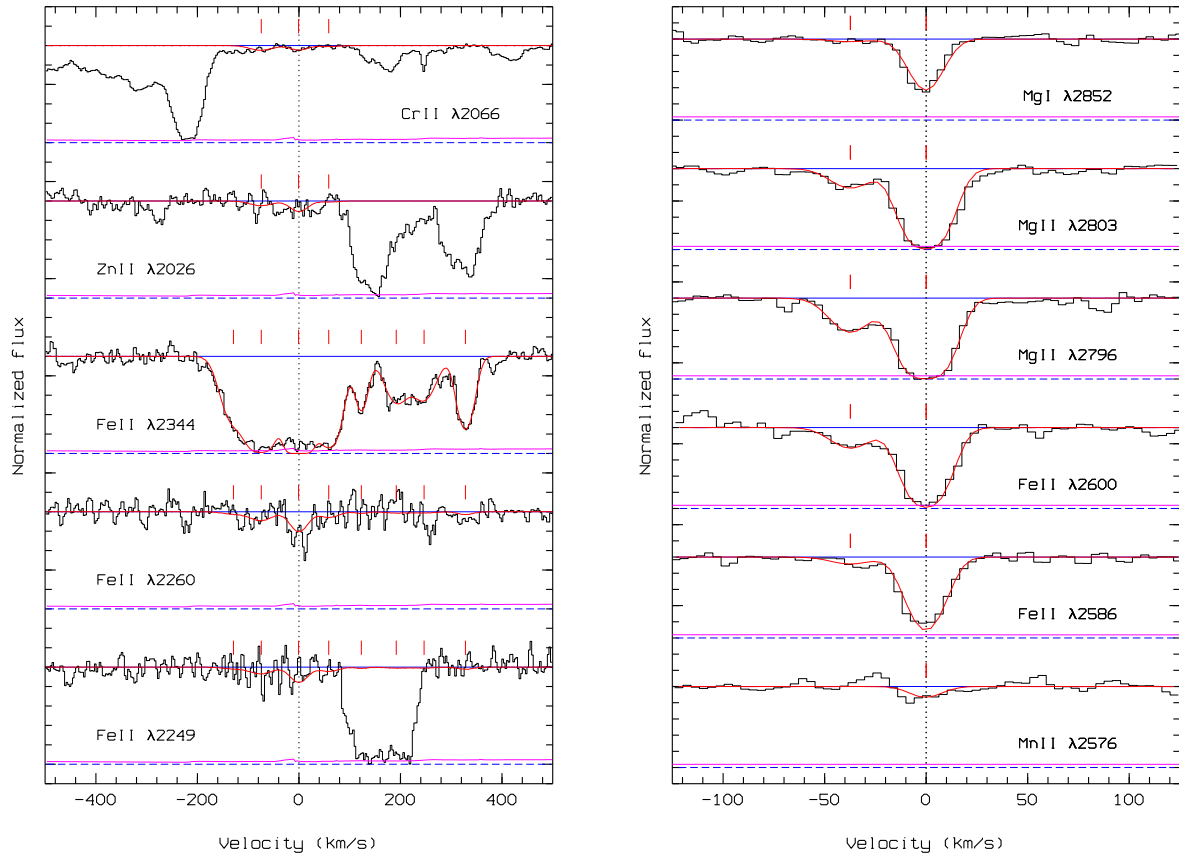


FIG. 4.3: **A gauche** : Profils et ajustement des raies d'absorption du système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 1.14962$ sur la ligne de visée du quasar Q 0453–423.

A droite : Profils et ajustement des raies d'absorption du système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 0.42981$ sur la ligne de visée du quasar Q 2128–123.

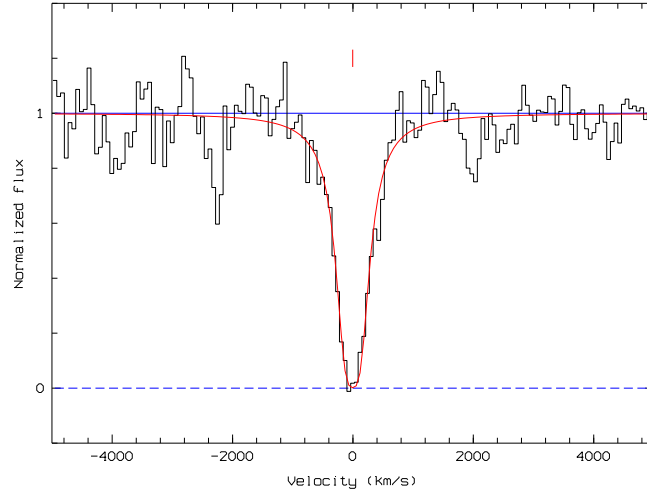


FIG. 4.4: Modèle d'ajustement de la raie d'absorption Lyman- α dans le système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 0.42981$ sur la ligne de visée du quasar Q 2128–123 (spectre du TSH).

TAB. 4.5: Coefficients de corrélation des tests statistiques de Spearman et Kendall.

Variable y	Variable x	r_k	α_k	r_s	α_s
[Zn/H]	$z_{\text{abs}} \lesssim 3$	-0.234	$8.69 \cdot 10^{-2}$	-0.335	$8.74 \cdot 10^{-2}$
[Fe/H]	z_{abs}	-0.389	$1.95 \cdot 10^{-4}$	-0.556	$9.07 \cdot 10^{-5}$
[Fe/H]	$z_{\text{abs}} < 3$	-0.306	$6.79 \cdot 10^{-3}$	-0.454	$4.23 \cdot 10^{-3}$
[Mn/H]	$z_{\text{abs}} \lesssim 2$	-0.538	$7.31 \cdot 10^{-3}$	-0.736	$2.68 \cdot 10^{-3}$
[Mn/Fe]	$z_{\text{abs}} \lesssim 2$	-0.441	$8.31 \cdot 10^{-3}$	-0.582	$8.93 \cdot 10^{-3}$
[Mn/Fe]	$\log N(\text{H I})$	-0.155	0.441	-0.154	0.599
[Zn/H]	$\log N(\text{H I})$	-0.526	$1.19 \cdot 10^{-4}$	-0.672	$1.25 \cdot 10^{-4}$
[Zn/Fe]	[Fe/H]	-0.110	0.486	-0.142	0.538
[Cr/Fe]	[Fe/H]	-0.304	$4.20 \cdot 10^{-2}$	-0.471	$2.32 \cdot 10^{-2}$
[Si/Fe]	[Fe/H]	+0.080	0.529	+0.141	0.451
[Mn/Fe]	[Fe/H]	+0.199	0.322	+0.277	0.337
[Si/Fe]	[Zn/Fe]	+0.676	$4.42 \cdot 10^{-4}$	+0.850	$6.00 \cdot 10^{-5}$
[Cr/Fe]	[Zn/Fe]	-0.058	0.720	-0.080	0.738
[Mn/Fe]	[Zn/Fe]	+0.592	$2.64 \cdot 10^{-2}$	+0.778	$1.35 \cdot 10^{-2}$
[Si/Fe] _{SLLA}	[Fe/H] _{SLLA}	+0.029	0.882	+0.089	0.752
[Cr/Fe] _{SLLA}	[Fe/H] _{SLLA}	-0.337	$3.79 \cdot 10^{-2}$	-0.495	$2.66 \cdot 10^{-2}$
[Mn/Fe] _{SLLA}	[Fe/H] _{SLLA}	+0.111	0.677	+0.117	0.765
[Cr/Zn]	[Zn/H]	-0.277	$5.22 \cdot 10^{-2}$	-0.429	$3.24 \cdot 10^{-2}$
[Cr/Zn] _{SLLA}	[Zn/H] _{SLLA}	-0.337	$3.79 \cdot 10^{-2}$	-0.495	$2.66 \cdot 10^{-2}$

Note : le calcul des coefficients a été réalisé en excluant les limites supérieures.

r_k et r_s sont les coefficients de corrélation sur les rangs, et la probabilité minimale pour que les deux variables x et y soient associées est égale à $1 - \alpha_k$ (resp. $1 - \alpha_s$) dans le test statistique de Spearman (resp. Kendall).

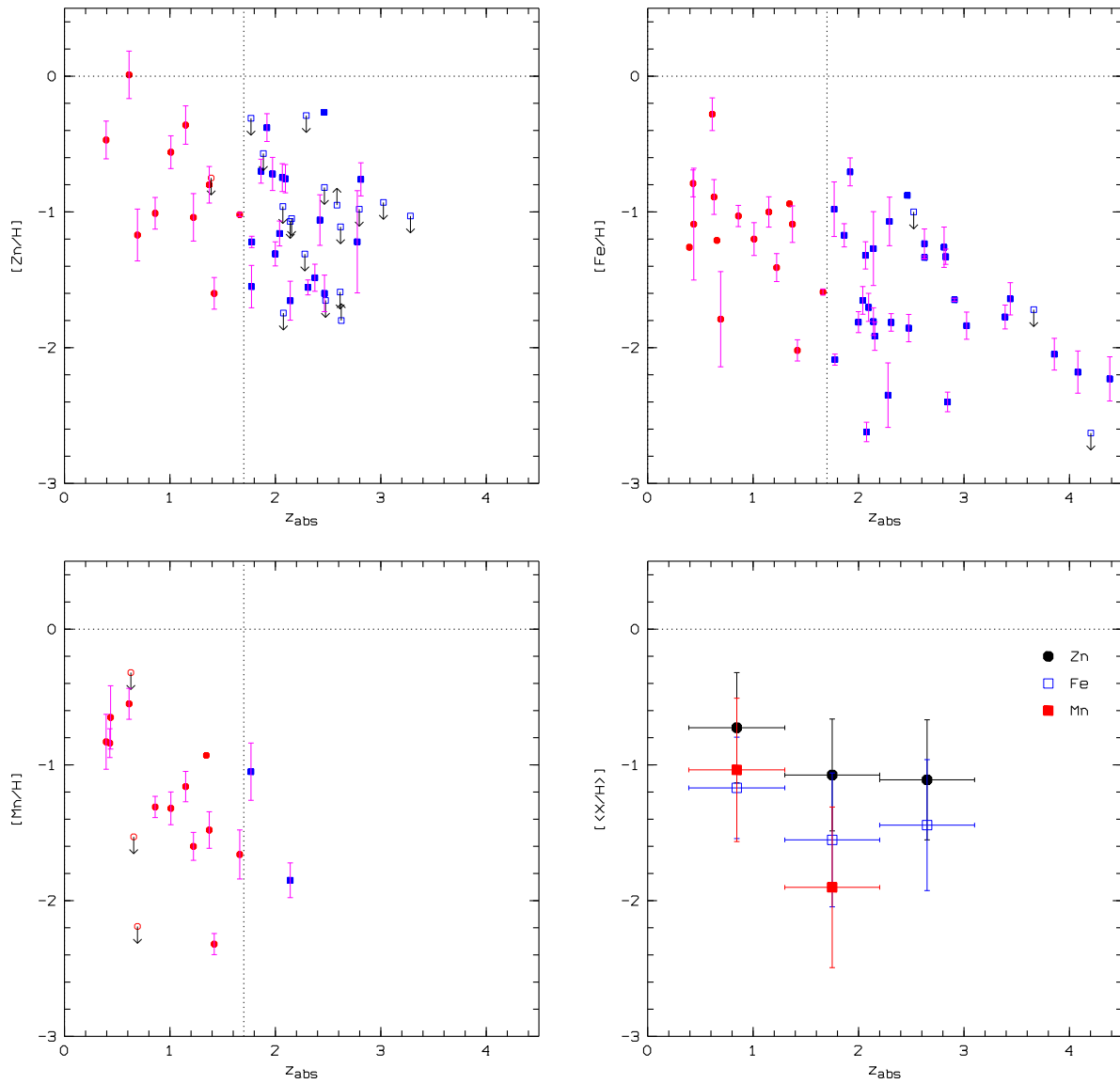


FIG. 4.5: **En haut, et en bas à gauche :** Evolution des abondances chimiques du zinc, du fer et du manganèse avec le décalage spectral.

En bas à droite : abondance moyenne de ces éléments pondérée par la densité de colonne en hydrogène neutre en fonction du décalage spectral.

vaut -0.96 à $0.4 \lesssim z_{\text{abs}} \leq 1.7$ et -1.07 à $1.7 < z_{\text{abs}} < 3$. Pour faire le calcul, nous incluons aussi les limites de détection de l'abondance. En effet, les limites supérieures les plus basses sont souvent associées à de grandes densités de colonne en hydrogène neutre. Ces dernières ont une contribution importante au dénominateur de l'expression dans l'Equation 4.11, ce qui a pour effet de diminuer la valeur moyenne résultante. Il existe ainsi un très grand nombre de limites supérieures dans l'intervalle $2 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 3$. D'une façon générale, il faut retenir que la contribution des quelques rares systèmes dont la densité de colonne en hydrogène neutre est la plus forte domine les valeurs moyennes d'abondance, alors que le biais d'obscurcissement des quasars par les systèmes dont la métallicité est la plus grande (Boissé et al. 1998) amène à sous-estimer ces valeurs moyennes. Il est probable que cela se produise effectivement à bas décalage spectral, où l'on s'attend à observer une augmentation de la métallicité.

La valeur moyenne de l'abondance du zinc est plus petite que la métallicité des étoiles les plus déficientes en métaux du disque de la Galaxie. En outre, la dispersion des valeurs d'abondance dans le disque de la Galaxie est nettement plus faible que celle des valeurs d'abondance des systèmes lorentziens. Cela met en doute une relation entre les systèmes lorentziens à grand décalage spectral et les galaxies spirales proches (Pettini et al. 1997b), doute confirmé par l'identification d'un échantillon d'absorbants à $0.4 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 1$ (Le Brun et al. 1997). De plus, il est à noter que les systèmes lorentziens sont plus riches en métaux que les étoiles du halo de la Galaxie (voir la Figure 6 de Pettini et al. 1997b, et ci-dessous).

D'autre part, les limites de détection de l'abondance de Zn à $z_{\text{abs}} \sim 3$ suggèrent des métallicités $\log Z/Z_{\odot} < 1/25$ (Pettini et al. 1997b). A $z_{\text{abs}} > 3$, les ions détectés sont essentiellement FeII et SiII (Figure 4.5, en haut à droite). Ceci est en partie dû à un biais observationnel, car il y a peu d'observations couvrant le domaine spectral $\lambda > 8000 \text{ \AA}$ nécessaire à l'étude des raies des ions ZnII et CrII. Or, l'essentiel du signal présent dans les mesures d'abondance de Fe et Si provient des systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} > 3$. Cette tendance à une diminution de la métallicité avait déjà été remarquée par Lu et al. (1996a), et interprétée comme le début d'une formation d'étoiles généralisée dans les galaxies.

L'intervalle de décalages spectraux $2 < z_{\text{abs}} < 3$ correspond typiquement au maximum de la densité numérique de quasars brillants (Schmidt et al. 1995; Shaver et al. 1996), ce qui pourrait être le résultat d'un fort taux de collision des structures existant à cette époque dans l'hypothèse où le phénomène des quasars est intimement lié à la formation des bulbes galactiques (Kauffmann & Haehnelt 1999). Il est donc possible qu'une partie des systèmes lorentziens à grand décalage spectral se produisent dans la composante sphéroïdale des galaxies actuelles qui se manifeste à travers les galaxies de Steidel à $z_{\text{em}} \sim 3$ (Steidel et al. 1996b). Une discussion en est donnée dans le Chapitre 5.

TAB. 4.6: Abondances relatives de la phase gazeuse (non corrigées des effets de la poussière).

Rapport	SLLA ^a	PNM ^b	GNM ^c	MIS galactique		
				Froid ^d	Tiède ^d	Halo ^e
[Si/Fe]	+0.41±0.18 (32)	+0.64	+1.03	+0.9	+1.0	+0.3
[Cr/Fe]	+0.14±0.10 (25)	+0.07	+0.21	+0.1	+0.2	+0.0
[Mn/Fe]	-0.07±0.28 (19)	-0.03	+0.34	+0.7	+0.4	-0.1
[Zn/Fe]	+0.49±0.23 (21)	+0.52	+1.00	+1.8	+1.2	+0.5
[Zn/H]	-0.97±0.46 (27)	-0.69	-0.6	-0.4	-0.2	-0.1
[Fe/H]	-1.49±0.51 (44)	-1.21	-1.6	-2.2	-1.4	-0.6

^a Systèmes lorentziens Lyman- α : ce travail. Le nombre d'absorbants qui a permis de calculer chaque valeur moyenne et sa déviation standard est indiqué entre parenthèses.

^b Petit nuage de Magellan (ligne de visée de l'étoile de Wolf-Rayet Sk 108) : Welty et al. (1997).

^c Grand nuage de Magellan (ligne de visée de la supernova SN 1987 A) : Welty et al. (1999).

^d Milieu interstellaire du disque de la Galaxie : Lauroesch et al. (1996).

^e Milieu interstellaire du halo de la Galaxie : Savage & Sembach (1996); Fitzpatrick (1996).

4.3.2 Rapports d'abondance

Nous comparons dans la suite les rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens à bas décalage spectral (voir Figure 4.6, cercles pleins rouges), à ceux qui sont observés dans les systèmes lorentziens à grand décalage spectral par Lu et al. (1996a) et Prochaska & Wolfe (1999), ainsi que dans le milieu interstellaire et les étoiles de la Galaxie (voir Tables 4.6 et 4.8). Dans la Figure 4.6, les rapports d'abondance relatifs à Fe sont donnés en fonction de l'abondance absolue de Fe, comme c'est habituellement l'usage dans les études stellaires. Pour les populations d'étoiles de la Galaxie, l'apparente continuité des valeurs de chacun des rapports d'abondance avec l'abondance absolue de Fe, indicateur de la métallicité, a été historiquement considérée comme une relation entre âge et métallicité des étoiles, depuis celles de l'environnement solaire dans le disque mince jusqu'à celles du halo. Quoiqu'il en soit, la comparaison des rapports d'abondance dans les systèmes lorentziens et ceux dans les étoiles et/ou le gaz du milieu interstellaire du halo est sans aucun doute pertinente vues les faibles métallicités généralement rencontrées dans les systèmes lorentziens.

La sur-abondance de Zn par rapport à Fe suggère tout d'abord que *certaines quantités de poussières existent* dans le gaz absorbant. En effet, Zn n'est pour ainsi dire pas affecté par la présence de poussières dans le milieu interstellaire de la Galaxie, tandis que Fe, lui, l'est beaucoup. De plus, les étoiles observées dans la Galaxie, de métallicités pourtant très diverses, $-3 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0$ dex, sont telles que : $[\text{Zn}/\text{Fe}] \approx 0$ dex (Snedden et al. 1991). Il est par ailleurs observé que : $[\text{Cr}/\text{Fe}] \approx 0$ dex dans les étoiles de la Galaxie (Magain 1989; Gratton & Sneden 1991), ainsi que dans le milieu interstellaire du disque de la Galaxie où Cr et Fe se retrouvent dans des proportions équivalentes sous forme solide (Savage & Sembach 1996). Les mesures d'abondance effectuées sur les systèmes lorentziens sont

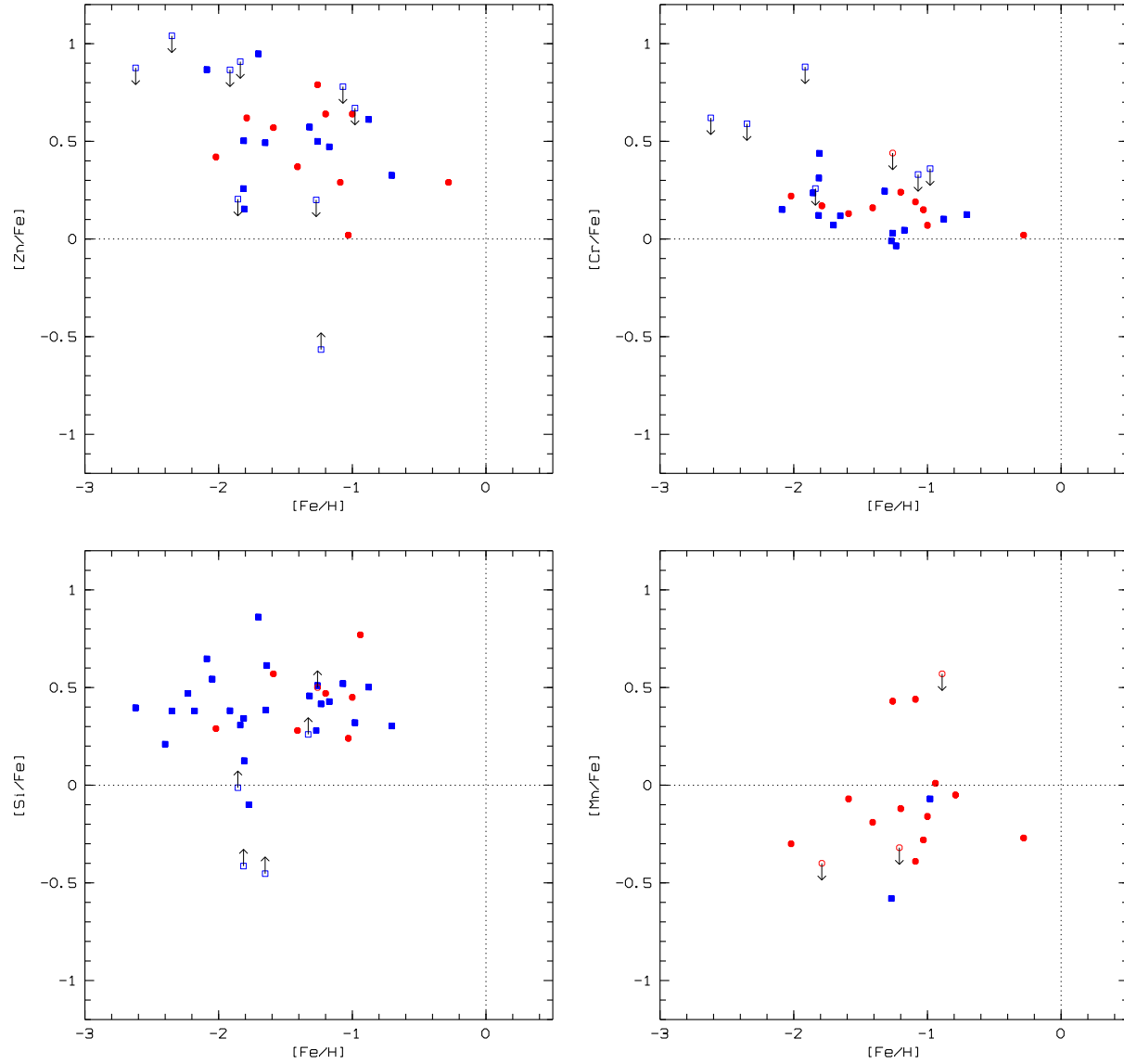


FIG. 4.6: Rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens (cercles pleins rouges : décalages spectraux $z_{abs} < 1.7$; carrés pleins bleus : grands décalages spectraux).

compatibles avec ces deux observations.

Zn, Cr et Fe sont tous trois des éléments du pic du fer synthétisés par les supernovae de type Ia. Il est donc raisonnable de considérer les rapports d'abondance observés $[\text{Zn}/\text{Fe}]$ et $[\text{Cr}/\text{Fe}]$ *comme de purs indicateurs de déplétion* par les grains de poussière dans les systèmes lorentziens. Nous remarquerons la possibilité d'une légère sur-abondance de Cr par rapport à Fe : $\langle [\text{Cr}/\text{Fe}] \rangle = +0.20$ dex à très faible métallicité, $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.5$ dex. Prochaska & Wolfe (1999) l'ont interprété comme le résultat du biais observationnel de la limite de détection. Nous suggérons ici que ce biais puisse être plutôt lié à la difficulté d'observer des systèmes poussiéreux : $[\text{Cr}/\text{Fe}] > 0$ dex *et* de grandes métallicités : $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.5$ dex, étant donné l'obscurcissement des quasars d'arrière-plan.

Dans les systèmes lorentziens, la valeur moyenne du rapport d'abondance : $\langle [\text{Si}/\text{Fe}] \rangle = +0.41$ dex est supérieure aux mesures effectuées dans le milieu interstellaire du halo (+0.3 dex) et nettement inférieure aux mesures effectuées dans le milieu interstellaire gazeux du disque de la Galaxie (+0.9 dex) (voir Table 4.6). Cela peut s'expliquer si le rapport de la quantité de poussières à celle du gaz¹ est moins important que dans le disque de la Galaxie, ou si la densité moyenne du gaz dans les systèmes lorentziens est plus faible (le degré de déplétion est en effet corrélé à la densité moyenne du gaz le long des lignes de visée dans la Galaxie). Par conséquent, le rapport d'abondance $[\text{Si}/\text{Fe}]$ observé peut être considéré à la fois comme un indicateur de la présence de poussières et d'*un possible effet de nucléosynthèse dans le gaz absorbant*.

Finalement, il n'apparaît pas de différence au niveau des abondances relatives à Fe de Zn, Cr, et Si, entre les échantillons de systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \leq 1.7$ et à $z_{\text{abs}} > 1.7$.

4.3.3 Cas particulier du manganèse

S'il n'y a pas d'évolution notable de l'abondance de Zn dans l'intervalle $0.4 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 3$, il pourrait par contre y avoir une évolution de l'abondance de Mn dans l'intervalle observé, limité à $0.4 \lesssim z_{\text{abs}} < 2.2$. Cette possibilité d'une diminution avec le décalage spectral apparaît nettement pour l'abondance moyenne de Mn pondérée par la densité de colonne en hydrogène neutre (Figure 4.5, en bas à droite). En ce qui concerne l'abondance de Mn non moyennée (Figure 4.5, en bas à gauche), la probabilité qu'il s'agisse d'un effet réel dépasse 99% (resp. 99.7%) d'après le coefficient de corrélation de Kendall (resp. Spearman).

La petite taille de l'échantillon des mesures (14 systèmes), notamment à $z_{\text{abs}} \approx 0.5$ où se trouve l'essentiel du signal (4 systèmes), et l'existence de 3 limites supérieures à $0.5 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 1$, montrent cependant qu'il faut rester prudent vis-à-vis de ce résultat, et continuer le travail d'augmenter de façon significative la taille des échantillons de mesure

¹Il s'agit du rapport, normalisé à la valeur galactique, entre la profondeur optique d'extinction dans une certaine région spectrale et la densité de colonne en hydrogène neutre de l'absorbant.

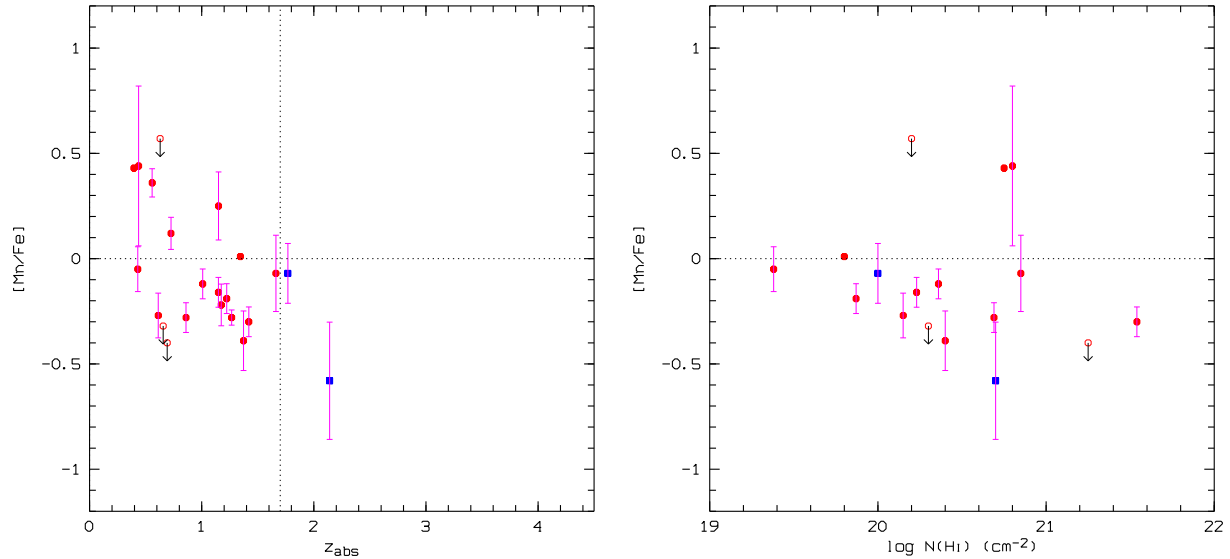


FIG. 4.7: Existence de rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ observés positifs : effet d'évolution chimique d'une population de galaxies absorbantes ?

du rapport d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ à $z_{\text{abs}} < 1$.

Fait intéressant, les valeurs les plus élevées de l'abondance de Mn sont associées à des rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ *observés positifs*, contrairement à la plupart des systèmes lorentziens où ces mêmes rapports d'abondance sont négatifs : $[\text{Mn}/\text{Fe}] \sim -0.3$ dex (voir Figure 4.7, à gauche). Nous proposons que cette apparente évolution soit en fait la conséquence de l'évolution d'au moins une des populations de galaxies produisant l'absorption Lyman- α lorentzienne. Cette population correspondrait à bas décalage spectral, $z_{\text{abs}} < 0.65$, à des objets évolués du point de vue de la composition chimique, et elle représente *plus du tiers des systèmes lorentziens* de l'échantillon étudié (6 sur un total de 16).

4.4 Nature des galaxies absorbantes

Pour 10 systèmes lorentziens, la galaxie absorbante a été recherchée en imagerie, et le candidat le plus probable identifié. La magnitude absolue en bande B et la morphologie des candidats sont comparées au rapport d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ observé dans la Table 4.7 (les références se trouvent au bas de celle-ci). Au premier abord, il semble y avoir une relation entre la positivité du rapport $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ et l'activité de formation d'étoiles. En effet, les galaxies brillantes, et notamment les spirales de magnitudes $M_B \lesssim -21$, sont toujours associées à des rapports $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ sur-solaires. Dans le milieu interstellaire du disque de la

TAB. 4.7: Morphologie de la galaxie associée aux systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \lesssim 1$.

Objet	z_{abs}	$\log N(\text{HI})$ (cm^{-2})	$[\text{Mn}/\text{Fe}]_{\text{obs}}$	$[\text{Mn}/\text{Fe}]_{\text{SLLA}}$	$[\text{Zn}/\text{H}]$	M_B ou luminosité	Galaxie	(Réf.)
Q 0058+019	0.612	20.15	-0.27	-0.18	+0.01	-19.1	Faible	(1)
Q 0118-272	0.558	...	+0.36	≈ -21.3	Brillante	(2)
Q 0302-223	1.009	20.36	-0.12	-0.10	-0.56	-20.4	Semi-compacte	(3)
Q 0454+039	0.860	20.69	-0.28	-0.27	-1.01	-20.5	Compacte	(3)
Q 0809+483	0.437	20.80	+0.44	-22.1	Sbc géante	(3)
Q 1209+107	0.629	20.20	< +0.57	-22.0	Spirale	(3)
Q 1229-021	0.395	20.75	+0.43	+0.04	-0.47	≈ -19.5	FBS ou Spirale?	(3,4)
Q 1328+307	0.692	21.25	< -0.40	< -0.15	-1.17	-20.5	FBS ?	(3)
Q 1622+238	0.656	20.30	< -0.32	$< 0.05L_K^*$	(5)
Q 2128-123	0.430	19.38	-0.05	Spirale (halo)	(6)

REFERENCES : (1) Pettini et al. (1999b); (2) Vladilo et al. (1997a); (3) Le Brun et al. (1997); (4) Steidel et al. (1994b); (5) Steidel et al. (1997); (6) ce travail.

Galaxie, l'observation de tels rapports est *la conséquence de rapports d'abondance solaires* affectés par la présence de grains de poussière (voir Sous-section 4.5.1).

Les systèmes lorentziens sur la ligne de visée des quasars Q 0118-272 et Q 0809+483 sont associés à des galaxies brillantes, et présentent des rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ observés positifs. C'est aussi le cas de Q 1209+107 pour l'absorbant duquel une limite supérieure du rapport d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ observé est disponible. La nature de la galaxie responsable de l'absorption dans le spectre du quasar Q 1229-021 est par contre incertaine. Le Brun et al. (1997) ont considéré qu'il s'agisse d'une galaxie à faible brillance de surface. En effet, l'objet d'apparence irrégulière est étendu avec une magnitude totale : $M_B = -18.9$. Comme l'ont cependant remarqué Le Brun et al. (1997), les petits pixels de la caméra utilisée (PC2) ne sont pas très sensibles aux émissions à faible brillance de surface, et la magnitude de la galaxie a donc été sous-estimée. A partir d'images en bandes I et K_s , obtenues au sol dans de très bonnes conditions atmosphériques, Steidel et al. (1994b) proposent que cet objet soit en fait une spirale de luminosité $\sim 0.25L_*$ et de magnitude totale $M_B = -19.5$. Le décalage spectral de la galaxie a de plus été confirmé comme étant celui de l'absorbant à $z_{\text{abs}} = 0.395$ par de la spectroscopie basse résolution au télescope Keck I (Cohen et al. 1998). La raie d'émission $[\text{OII}]\lambda 3727$ indique un taux de formation d'étoiles de l'ordre de quelques $M_\odot \text{an}^{-1}$. L'ensemble des données existant sur la galaxie associée au système lorentzien sur la ligne de visée de Q 1229-021 est donc compatible avec le disque incliné d'une galaxie spirale faiblement lumineuse.

Les lignes de visée des quasars Q 0058+019 et Q 2128-123 traversent probablement le halo des galaxies spirales identifiées à faibles paramètres d'impact, vu l'angle d'inclinaison des disques. Chacun des deux systèmes lorentziens a des rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ observés légèrement sous-solaires, comme c'est le cas dans le halo de la Galaxie (voir Tables 4.6 et 4.8). Cependant, la *métallicité* du système lorentzien dans le spectre de Q 0058+019 est *solaire*, ce qui n'avait encore jamais été observé. Cette caractéristique est d'autant plus inattendue que l'absorption se produit à une distance $\geq 10 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ du

TAB. 4.8: Abondances relatives dans les étoiles, les produits de la nucléosynthèse par les supernovae, et corrigées des effets de la poussière dans les systèmes lorentziens.

Rapport	SLLA ^a	PNM ^b	GNM ^c	Halo ^d	SNI ^e	SNIa ^f
[Si/Fe]	+0.01±0.08 (15)	+0.14	+0.15	+0.35	+0.09/+0.19	-0.79/-0.45
[Cr/Fe]	+0.02±0.09 (20)	+0.10	+0.08	+0.00	+0.00/+0.29	-0.19/+0.38
[Mn/Fe]	-0.14±0.09 (9)	+0.04	-0.09	-0.50	-0.39/-0.38	-0.11/+0.41
[Zn/Fe]	+0.00	+0.08	-0.15	-0.05	.../...	.../...
log Z/Z _⊙	-0.97±0.46 (27)	-0.6	-0.3	-1.0	.../...	.../...

^a Systèmes lorentziens Lyman- α : ce travail (voir texte). Le nombre d'absorbants qui a permis de calculer chaque valeur moyenne et sa déviation standard est indiqué entre parenthèses.

^b Étoiles dans le petit nuage de Magellan : Russell & Dopita (1992).

^c Étoiles dans le grand nuage de Magellan : Russell & Dopita (1992); Welty et al. (1999).

^d Étoiles pauvres en métaux du halo de la Galaxie : Lauroesch et al. (1996).

^e Nucléosynthèse des supernovae de type II (moyennes sur l'intervalle 10 – 50/10 – 70 M_⊙) : Tsujimoto et al. (1995).

^f Nucléosynthèse des supernovae de type Ia (modèles avec détonation normale/retardée) : Nomoto et al. (1997).

centre de la galaxie absorbante (Pettini et al. 1999b). La densité de colonne en hydrogène neutre est en revanche modérée, et se conforme donc à la tendance générale du biais d'obscurcissement des quasars. D'autre part, la galaxie associée au système dans le spectre de Q 0058+019 possède une luminosité $\sim 0.15L_*$, et une magnitude $M_B = -19.1$, ce qui rappelle le cas de la galaxie absorbante sur la ligne de visée de Q 1229–021. Il existe donc une population de galaxies spirales faiblement lumineuses, parce qu'elles sont obscurcies ou parce que la formation d'étoiles est peu active. Cette population vient s'ajouter à la liste déjà longue des galaxies responsables de l'absorption Lyman- α lorentzienne : galaxies compactes, naines, à faible brillance de surface, lenticulaires et spirales (Le Brun et al. 1997; Lanzetta et al. 1997; Rao & Turnshek 1998).

Conclusions intermédiaires

Les rapports d'abondance [Mn/Fe] observés dans le gaz des systèmes lorentziens semblent être plus gouvernés par l'environnement, disque ou halo par exemple, que par l'activité de formation d'étoiles, bien que cette dernière joue certainement aussi un rôle. D'autre part, les galaxies spirales, brillantes ou non, représentent à bas décalage spectral une importante population responsable de l'absorption Lyman- α lorentzienne. Il y a 6 cas de rapports [Mn/Fe] observés positifs sur 11 à $z_{\text{abs}} \leq 1$, alors que pour $1 < z_{\text{abs}} \lesssim 2$, la fraction est tout au plus de 4 sur 11.

Ce pourrait être l'indication d'une évolution de la population des galaxies absorbantes, soit dans leurs caractéristiques, soit dans le type des galaxies responsables de l'absorption.

À l'exception de l'absorbant sur la ligne de visée de Q 1229–021 (où [Mn/Fe]_{SLLA} ≈ 0 dex comme dans la Galaxie), il n'est pas possible de corriger les rapports d'abondance [Mn/Fe] observés positifs de la présence de poussières étant donnée l'absence d'observation

du Zinc dans ces systèmes. Nous nous proposons donc d'estimer et de corriger les effets de la poussière sur les rapports d'abondance seulement dans les systèmes lorentziens dont les rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ sont sous-solaires. A bas décalage spectral, l'identification de ces galaxies absorbantes montre qu'il s'agit d'objets de type compact, semi-compact ou à faible brillance de surface (voir Table 4.7).

4.5 Rapports d'abondance corrigés

4.5.1 Présence de poussières

Phénomène d'inversion de la déplétion

Lu et al. (1996a) ont récemment donné des arguments en faveur d'une origine nucléosynthétique des rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens. Ces auteurs ont rejeté la possibilité qu'il y ait des poussières sur la base de l'observation du rapport d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ qui est négatif dans les 7 absorbants qu'ils ont étudiés. Ce rapport d'abondance est considéré comme étant un bon indicateur de l'histoire nucléosynthétique du gaz dans une galaxie. En effet, dans les étoiles du halo de la Galaxie par exemple, le manganèse est sous-abondant relativement au fer : $[\text{Mn}/\text{Fe}] \approx -0.5$ dex tandis que dans les nuages du milieu interstellaire du disque de la Galaxie, il est sur-abondant : $+0.4 \lesssim [\text{Mn}/\text{Fe}] \lesssim +0.7$ dex (Lauroesch et al. 1996).

La fraction de Mn (0.88) dans les grains de poussière est un peu moins grande que celle de Fe (0.94) dans le milieu interstellaire du disque de la Galaxie. Les grains de poussière ont donc pour effet d'augmenter le rapport d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$. Cela se produit dans le milieu interstellaire du disque, mais n'est plus forcément réalisé quand les rapports d'abondance ne sont pas solaires. La raison en est que la *fraction* d'un élément X dans les grains de poussière est inversement proportionnelle à la densité de colonne *totale* ($N_{\text{X,g}} + N_{\text{X,s}}$) de l'élément :

$$f_{\text{X}} = \frac{N_{\text{X,s}}}{N_{\text{X,g}} + N_{\text{X,s}}} \quad (4.12)$$

$N_{\text{X,g}}$ (resp. $N_{\text{X,s}}$) est la densité de colonne des atomes de l'élément X qui se trouvent dans la phase gazeuse (resp. solide). La fraction de l'élément X dans les grains de poussière est donc aussi inversement proportionnelle à l'abondance réelle $10^{[\frac{\text{X}}{\text{H}}]}$ de cet élément, et l'on peut donc écrire, avec les notations de Vladilo (1998) :

$$f_{\text{X}} = \frac{\tilde{k}}{\tilde{Z}} 10^{-[\frac{\text{X}}{\text{Y}}]_{\text{SLLA}}} f_{\text{X,mis}} \quad (4.13)$$

où \tilde{k} est le rapport de la quantité de poussières à celle du gaz, $\tilde{Z} = 10^{[\frac{\text{Y}}{\text{H}}]}$ la métallicité, et Y un élément représentatif de la métallicité donc peu affecté par le phénomène de déplétion,

tel que Zn et S. Dans cette dernière équation, *il est fait l'hypothèse simplificatrice, mais nécessaire, que les propriétés physiques des grains de poussière, comme la géométrie, la composition chimique ou le nombre moyen d'atomes par grain, sont identiques à celles des grains de poussière du milieu interstellaire de la Galaxie.* Cela se traduit par le terme $f_{X,\text{mis}}$ qui est la fraction de l'élément X dans les grains de poussière de la Galaxie.

Il faut donc insister sur le fait que, pour une composition de grains donnée, la surabondance relative à solaire d'un élément par rapport à un autre peut mener à une inversion des rapports de déplétion de ces deux éléments, l'élément sur-abondant pouvant devenir moins déplété que l'élément sous-abondant. Il s'agit là de l'un des résultats les plus importants du travail de Vladilo (1998).

Les rapports d'abondance [Mn/Fe] observés comme étant négatifs dans un grand nombre de systèmes lorentziens sont donc bien le produit des effets combinés de la déplétion par les grains de poussière *et* d'une nucléosynthèse différente de celle de notre environnement solaire. Cette nucléosynthèse est cependant comparable à celle du halo de la Galaxie, avec un rapport d'abondance [Mn/Fe] intrinsèquement négatif. Le principal argument de Lu et al. (1996a) en faveur d'un enrichissement chimique dominé par les supernovae de type II, bien qu'amoindri, reste valable, tandis que l'étude réalisée par Vladilo (1998) montre que les effets de la poussière et ceux de la nucléosynthèse sur les rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens ne sont pas incompatibles.

Séquences de déplétion par la poussière

La Figure 4.8 implique l'existence d'un lien unissant les variations des rapports d'abondance entre couples d'éléments, et notamment, entre Si et Fe d'une part et Zn et Fe d'autre part. La corrélation sur les rangs (voir Table 4.5) est d'autant plus significative que des couples d'éléments ayant des niveaux de déplétion différents sont choisis² C'est l'indication la plus claire de l'existence de poussières dans les systèmes lorentziens, les deux premiers graphes de la Figure 4.8 (en haut) pouvant être considérés comme des séquences de déplétion. Prochaska & Wolfe (1999) ont souligné qu'une corrélation entre les abondances relatives à Fe de Si et Zn est attendue dans certains modèles où Zn est produit dans le vent stellaire induit par les neutrinos de l'étoile à neutron après l'explosion des supernovae de type II (Hoffman et al. 1996). Cependant, l'existence d'une corrélation entre des rapports d'abondance mettant en jeu des éléments du pic de fer (Cr, Zn, Fe) aussi bien qu'un élément α (Si) et un élément du pic du fer, montre que la principale cause des

²Dans le cas de Cr et Fe dont les fractions dans les grains sont à la fois importantes ($\sim 92 - 94\%$) et équivalentes, une dispersion des rapports d'abondance [Cr/Fe] observés dans le gaz égale à 0.2 dex, apparemment importante, ne correspond en fait qu'à une variation relative de quelques pourcents de la fraction de ces éléments dans les grains). *Il est malgré tout probable qu'une partie de la sur-abondance systématique de Cr par rapport à Fe reflète l'incertitude relative des valeurs des forces d'oscillateur des raies des ions CrII et FeII.*

tendances observées est la présence de poussières à différents niveaux.

Afin d'appréhender les caractéristiques des séquences de déplétion observationnelles, et d'étudier l'évolution du rapport d'abondance $[\text{Mn}/\text{Fe}]$ avec la quantité de poussières, nous avons cherché une relation simple entre les rapports d'abondance et les fractions des éléments dans les grains (inconnues à déterminer), et d'un indicateur de la présence de poussières (à savoir $[\text{Zn}/\text{Fe}]$). Cela nous permet ensuite de corriger de la présence de poussières les rapports d'abondance observés.

L'abondance intrinsèque d'un élément X peut s'écrire :

$$10^{[\frac{\text{X}}{\text{H}}]_{\text{SLLA}}} = 10^{[\frac{\text{X}}{\text{H}}]_{\text{obs}}} - \log(1 - f_{\text{X}}) \quad (4.14)$$

où f_{X} , la fraction de cet élément dans les grains de poussière, est donnée par l'Equation 4.13. En appliquant l'Equation 4.14 à l'élément X, et à Zn pour lequel $f_{\text{Zn}} = 0$ (Savage & Sembach 1996), et en combinant les équations résultantes, on obtient :

$$10^{[\frac{\text{X}}{\text{Zn}}]_{\text{SLLA}}} = 10^{[\frac{\text{X}}{\text{Zn}}]_{\text{obs}}} + \frac{\tilde{k}}{\tilde{Z}} f_{\text{X,mis}} \quad (4.15)$$

Pour connaître l'expression de \tilde{k}/\tilde{Z} , nous choisissons un indicateur de la présence de poussières, à savoir Fe, qui est de tous les éléments du pic du fer étudiés le plus déplété (et $[\text{Zn}/\text{Fe}]_{\text{SLLA}} = 0$ dex) :

$$\frac{\tilde{k}}{\tilde{Z}} = \frac{1}{f_{\text{Fe,mis}}} (1 - 10^{-[\frac{\text{Zn}}{\text{Fe}}]_{\text{obs}}}) \rightarrow \frac{1}{f_{\text{Fe,mis}}} \quad (4.16)$$

En remplaçant cette expression dans la dernière équation, on en déduit la formule de correction de la déplétion par les grains de poussière que nous avons utilisée dans la suite :

$$10^{[\frac{\text{X}}{\text{Zn}}]_{\text{SLLA}}} = 10^{[\frac{\text{X}}{\text{Zn}}]_{\text{obs}}} + \frac{f_{\text{X,mis}}}{f_{\text{Fe,mis}}} \left(1 - 10^{-[\frac{\text{Zn}}{\text{Fe}}]_{\text{obs}}} \right) \quad (4.17)$$

Elle signifie que les rapport d'abondance intervenant dans les séquences de déplétions de la Figure 4.8 dépendent : (i) des rapports d'abondance intrinsèques (solaires ou non solaires), (ii) de la quantité de poussières mesurée par le rapport d'abondance observé $[\text{Zn}/\text{Fe}]$, (iii) et des *fractions relatives* à Fe, des éléments considérés, dans les grains de poussière. Dans le milieu interstellaire de la Galaxie, les fractions des éléments dans les grains dépendent typiquement de la densité moyenne du gaz HI traversé par la ligne de visée. On observe ainsi trois types de nuages absorbants dans le disque de la Galaxie : les nuages tièdes ($\langle n_{\text{H}} \rangle \lesssim 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 6000 \text{ K}$), les nuages froids ($\langle n_{\text{H}} \rangle \gtrsim 3 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 500 \text{ K}$), et une catégorie intermédiaire de nuages diffus (Spitzer 1985).

Dans la Figure 4.8 (en haut), nous montrons les séquences de déplétion calculées (voir Equation 4.17) pour les nuages tièdes du disque de la Galaxie, des nuages tièdes du disque

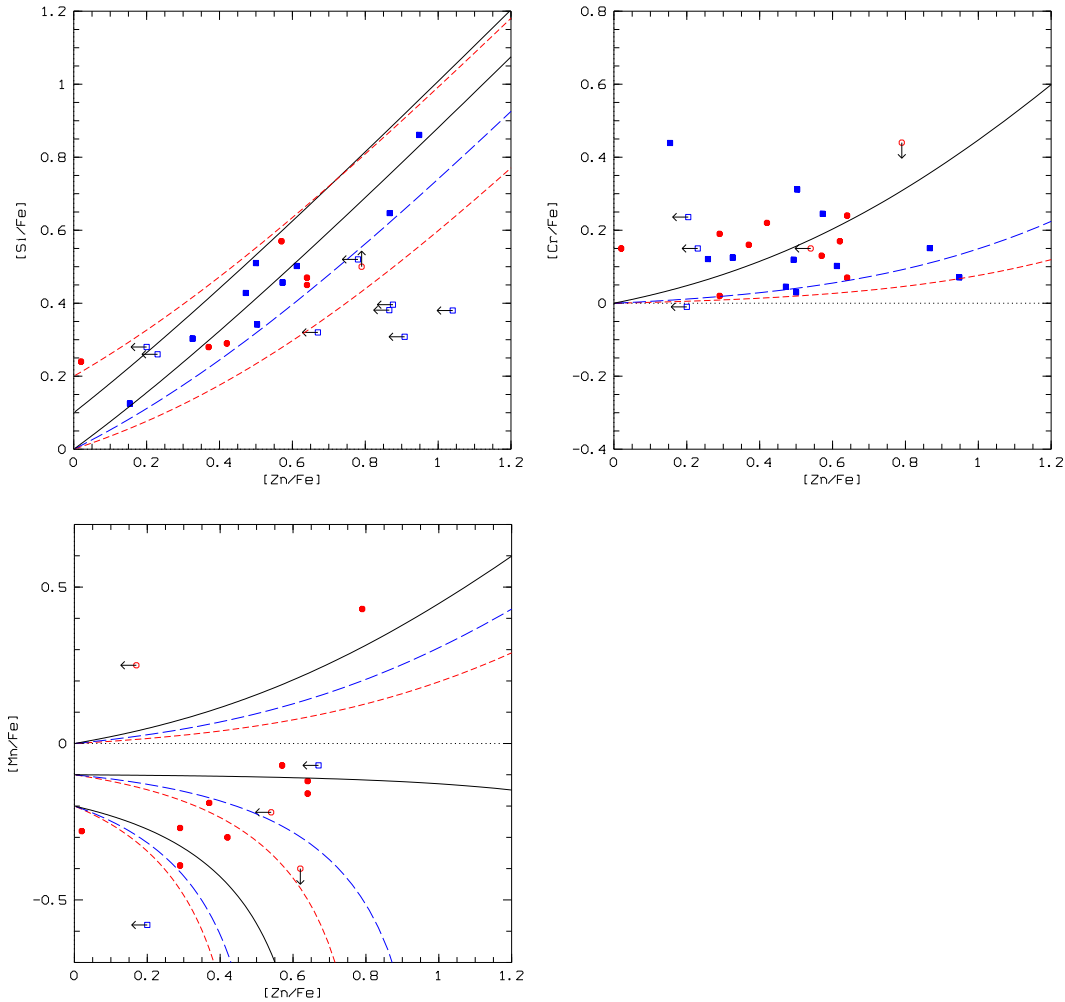


FIG. 4.8: Séquences de déplétion par les grains de poussières. Les courbes de plusieurs modèles sont indiquées (voir texte) : déplétion caractéristique des nuages tièdes du disque de la Galaxie (tirets courts, en rouge), et des lignes de visée traversant à la fois son disque et son halo (tirets longs, en bleu). Un modèle de meilleur ajustement, très proche de la déplétion caractéristique des nuages du halo de la Galaxie, est donné en traits pleins noirs. Pour un système vide de poussière, $[Zn/Fe] \approx 0$ dex, il est possible de détecter un effet nucléosynthétique sur l'un des rapports d'abondance observés $[Si/Fe]$ ou $[Mn/Fe]$, indépendamment des caractéristiques des grains. Ceci dit, *le seul élément pouvant indiquer, en présence de poussières et de façon non ambiguë, un enrichissement chimique par les supernovae de type II est le manganèse et non le silicium.*

et du halo, et finalement, un meilleur ajustement permettant de déterminer les fractions relatives à Fe des éléments dans les grains. Les valeurs obtenues dans ce dernier cas : $f_{\text{Si}} = 0.2$ et $f_{\text{Cr}} = 0.6$, pour $f_{\text{Fe}} = 0.75$, rappellent fortement celles des nuages tièdes du halo ($f_{\text{Si}} \approx 0.3$ et $f_{\text{Cr}} = 0.69$, pour $f_{\text{Fe}} = 0.77$; Savage & Sembach 1996), et celles mesurées dans le petit nuage de Magellan ($f_{\text{Si}} \approx 0$ et $f_{\text{Cr}} = 0.68$, pour $f_{\text{Fe}} = 0.73$; Welty et al. 1997).

Pour Si, nous illustrons dans la Figure 4.8 (en haut, à gauche) les effets de possibles rapports d'abondance intrinsèques sur-solaires, combinés aux effets de la déplétion par les grains de poussière. Pour les nuages tièdes du disque de la Galaxie, le rapport d'abondance $[\text{Si}/\text{Fe}]_{\text{SLLA}}$ ne dépasse en moyenne pas $+0.1$ dex et, dans des systèmes particuliers, est $\lesssim +0.2$ dex. Pour Mn, il n'y a pas de séquence de déplétion clairement définie (voir Figure 4.8, en bas à gauche), et les données observationnelles ne peuvent être ajustées simultanément, quelles que soit la valeur de f_{Mn} choisie. Dans la suite, nous prenons $f_{\text{Mn}} = f_{\text{Cr}} = 0.6$ (pour $f_{\text{Fe}} = 0.75$), par analogie avec les caractéristiques des absorptions dans le petit nuage de Magellan.

4.5.2 Correction de la déplétion

Les rapports d'abondance corrigés des effets de la déplétion par les grains de poussière sont donnés en Figure 4.9 où l'on a adopté les fractions relatives à Fe des éléments dans les grains précédemment estimées (déplétion de type halo/petit nuage de Magellan). Bien qu'il ne soit pas possible de conclure sur la base des seules données à notre disposition, il ressort que les valeurs de $[\text{Si}/\text{Fe}]_{\text{SLLA}}$ dans les systèmes lorentziens pourraient être typiquement solaires, avec une contribution des supernovae de type II à l'enrichissement chimique de quelques systèmes particuliers. C'est notamment le cas d'absorbants déficients en poussières : ceux en direction de Q 0454+039 ($z_{\text{abs}} = 0.860$, objet compact), Q 0528–2505 ($z_{\text{abs}} = 2.141$) et Q 1946+7658 ($z_{\text{abs}} = 1.738$). D'une façon générale cependant, les systèmes lorentziens pourraient bien ne pas être des objets jeunes. Il semble au contraire que les supernovae de type Ia ont eu le temps de produire les éléments du pic du fer et de compenser la surproduction des éléments α par les supernovae de type II (voir Sous-section 2.2.3 pour une introduction à la nucléosynthèse des éléments).

La correction appliquée dans cette étude (voir Equation 4.17) est de nature additive, car liée à la composition des grains (à travers les fractions de X et Fe dans la poussière de type galactique, et donc les hypothèses sous-jacentes à l'Equation 4.13), tandis que la correction récemment appliquée par Pettini et al. (1999b) *sur des systèmes faiblement poussiéreux* ($[\text{Zn}/\text{Cr}] \leq 0.4$ dex) :

$$10^{[\frac{\text{X}}{\text{Zn}}]_{\text{SLLA}}} = 10^{[\frac{\text{X}}{\text{Zn}}]_{\text{obs}}} 10^{[\frac{\text{Zn}}{\text{Cr}}]_{\text{obs}}} \quad (4.18)$$

est au contraire de nature multiplicative. La composition de la poussière doit donc dans ce cas suivre celle de la phase gazeuse, ce qui peut être discuté. Cette différence explique en

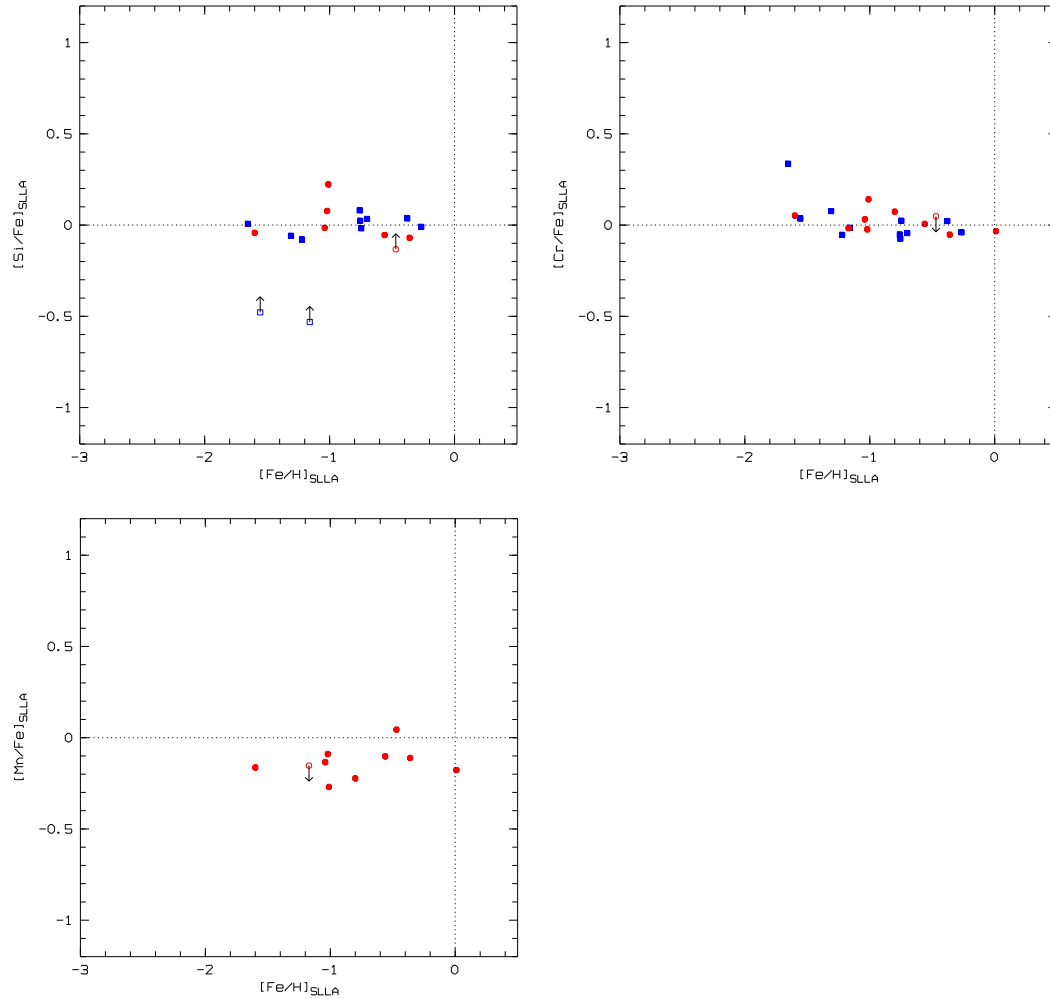


FIG. 4.9: Rapports d'abondance corrigés des effets de la déplétion par les grains de poussière. $[Zn/Fe]$ est choisi comme référence à hauteur de sa valeur solaire pour effectuer la correction, avec les valeurs ajustées des fractions relatives des éléments dans les grains. Zn est ici considéré *comme un parfait traceur de Fe* et vice-versa.

tout cas pourquoi une telle correction est moins importante pour les rapports $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{obs}}$ et plus importante pour les rapports $[\text{Si}/\text{Zn}]_{\text{obs}}$ ($> [\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{obs}}$) que dans la présente étude. Pettini et al. (1999b) obtiennent $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}} \sim -0.4$ dex et $[\text{Si}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}} \sim +0.15$ dex, à comparer avec les résultats de la Figure 4.9 ($[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}} \sim -0.2$ dex et $[\text{Si}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}} \sim 0$ dex).

Il reste que le seul indicateur non ambigu d'un effet de nucléosynthèse des supernovae de type II est le manganèse (voir Figures 4.8 et 4.9). Cependant, contrairement à ce qui est observé dans les étoiles de la Galaxie, il n'apparaît pas de diminution du rapport $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}}$ pour des abondances $[\text{Zn}/\text{H}]$ décroissantes, et les valeurs de $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}} \sim -0.2$ dex à $[\text{Zn}/\text{H}] \lesssim -1$ dex *sont nettement plus hautes* que dans les étoiles du halo de la Galaxie (~ -0.4 dex; Ryan et al. 1996; McWilliam 1997). Il existe aussi un cas de système lorentzien (en direction de Q 0058+019) *de métallicité solaire* et pourtant sous-abondant en Mn ($[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}} \approx -0.2$ dex).

Des systèmes lorentziens ayant des rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}}$ observés solaires, ou bien sur-solaires, ont par ailleurs été trouvés, et cette population représente environ un tiers des cas étudiés. Ceci dit, pour la plupart de ces absorbants, notre connaissance des abondances en éléments lourds (et notamment Zn, Cr et Si) est particulièrement incomplète et, pour cette raison, ne permet pas d'étudier plus avant la relation entre d'une part les rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}}$, et d'autre part le niveau de métallicité et le contenu en poussières. Pour les autres systèmes dont les rapports d'abondance $[\text{Mn}/\text{Zn}]_{\text{SLLA}}$ sont sous-solaires, il ne semble pas y avoir de tendance pour ces rapports à évoluer avec la métallicité dans l'intervalle observé : $-1.6 \lesssim [\text{Zn}/\text{H}] \lesssim 0$ dex. En outre, et de façon encore plus importante, il n'y a pas de relation entre niveau de métallicité et contenu en poussières pour l'ensemble des systèmes lorentziens (voir Figure 4.10). Ce sont là deux claires indications que les galaxies responsables de l'absorption Lyman- α lorentzienne ont dû expérimenté des histoires de formation d'étoiles parfois très différentes avant d'être observées. Ce dernier résultat est en accord avec ceux des études effectuées en imagerie avec le télescope spatial, et qui montrent que les galaxies absorbantes sont de morphologies, luminosités et brillances de surface très diverses (voir Section 4.4).

4.6 Conclusions

Nous avons fourni des arguments solides en faveur de l'existence de poussières dans les systèmes lorentziens. Bien que cette dernière ne soit que modérément abondante, la manière exacte dont la déplétion a lieu reste incertaine. En effet, les conditions physiques dans le gaz des systèmes lorentziens sont probablement très différentes de celles rencontrées dans l'environnement solaire, et les abondances relatives observées sont généralement similaires à celles du milieu interstellaire du petit nuage de Magellan. En outre, il

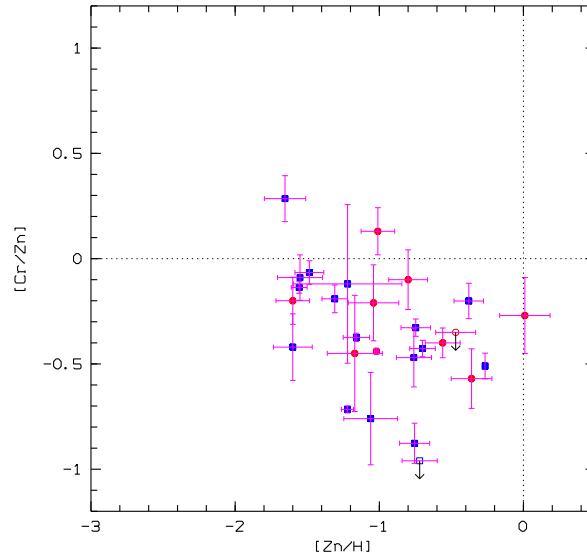


FIG. 4.10: Quantités de poussières et métallicité dans les systèmes lorentziens : évidence pour des histoires de formation d'étoiles variées.

est maintenant clair que les galaxies responsables des systèmes lorentziens forment une population d'objets aux luminosités et aux morphologies variées.

En essayant de corriger les rapports d'abondance observés dans les systèmes lorentziens où $[Mn/Fe] < 0$, nous avons montré que des effets nucléosynthétiques interviennent au niveau de l'abondance relative à Fe de Mn. Le niveau de ces effets est cependant moins important que dans les étoiles du halo de la Galaxie, et il n'y a apparemment pas d'évolution avec la métallicité. Pour ce qui est de Si, il n'est pas vraiment possible de séparer les effets combinés de la poussière et de la nucléosynthèse sur les rapports d'abondance observés dans le gaz. Malgré tout, il semble que dans une majorité d'objets Si ne soit pas surabondant relativement aux éléments du pic du fer, et ce malgré des métallicités parfois plus d'un facteur 10 inférieures à solaire.

La confirmation d'un tel résultat irait dans le sens des trois observations de rapports d'abondance $[S/Zn]$ qui sont typiquement solaires à $z_{\text{abs}} > 2$ (Molaro et al. 1998) et cela voudrait dire que les supernovae de type Ia ont eu le temps de se produire avant même que le gaz absorbant ne soit enrichi à $[Fe/H]_{\text{SLLA}} \sim -1.5$ dex. Par conséquent, une grande partie des systèmes lorentziens pourraient être de *vieux objets* dont la formation d'étoiles est *moins intense* qu'elle ne l'a été dans notre Galaxie. C'est le cas par exemple dans les galaxies irrégulières, à faible brillance de surface (McGaugh 1994) ou dans les régions externes des disques des galaxies spirales (Ferguson et al. 1998).

Chapitre 5

Recherche de l'émission Ly α à $z_{\text{em}} > 4$

5.1 Introduction

5.1.1 Contexte

Avec une nouvelle génération d'instruments efficaces dans les domaines visible et proche infrarouge, installés au foyer des grands télescopes terrestres de la classe des 4 – 10 m, l'étude de l'évolution des galaxies depuis leurs premières flambées de formation d'étoiles a fait des progrès considérables ces dernières années. La détection d'une population de galaxies primordiales à grand décalage spectral pourrait apporter des informations précises sur des aspects variés de la formation des galaxies, et plus généralement contraindre fortement les modèles de formation des structures dans un passé reculé.

Trois nouveaux résultats observationnels montrent qu'il est maintenant possible d'observer les galaxies telles qu'elles étaient durant les premières phases de leur évolution, à savoir :

- La détection d'un nombre important de galaxies entre $3 \lesssim z_{\text{em}} \lesssim 4$ sélectionnées par des critères de couleur (Steidel et al. 1996b, 1999).
- La découverte spectaculaire de galaxies très jeunes à $z_{\text{em}} \geq 5$ (Dey et al. 1998; Weymann et al. 1998b; Spinrad et al. 1998b; Chen et al. 1999).
- Le début des relevés de galaxies émettrices Lyman- α à grand décalage spectral (Hu et al. 1998; Meisenheimer et al. 1998).

Par conséquent, la recherche de l'émission Lyman- α à grand décalage spectral est une excellente opportunité d'étudier des galaxies jeunes, ou en voie de formation, et nous nous sommes proposé de l'effectuer dans le champ de quasars possédant un système lorentzien à $z_{\text{abs}} \gtrsim 4$.

5.1.2 Les galaxies primordiales

Les galaxies primordiales pourraient être les progéniteurs des galaxies de notre environnement local. Elles correspondent, en tout cas, à une époque où l'essentiel de leur masse gazeuse est en train de se convertir en une première génération d'étoiles. La transition Lyman- α est la raie la plus intense de l'élément le plus abondant de l'Univers. Il est donc raisonnable de s'attendre à ce qu'une forte émission Lyman- α soit la signature de l'activité de formation d'étoiles dans des galaxies jeunes, dans la mesure où le milieu interstellaire de ces galaxies n'a pas encore été fortement enrichi en éléments lourds et donc aussi en poussières (Partridge & Peebles 1967). En l'absence de poussière, les modèles de synthèse de populations stellaires (Charlot & Fall 1993) prédisent une émission Lyman- α correspondant à 3 à 6% de la luminosité bolométrique totale et de largeur équivalente 50 – 250 Å. La luminosité Lyman- α des régions HII est directement proportionnelle au taux de formation d'étoiles et, dans le cas B de la recombinaison, le flux de la raie Lyman- α est 8 – 11 fois plus important que celui de la raie H α .

À $z_{em} > 3$, la lumière ultraviolette, pour des longueurs d'onde $1000 < \lambda_r < 2000$ Å, est typiquement enregistrée par les télescopes dans le domaine du visible. L'émission de ce rayonnement ultraviolet est dominée par la contribution des étoiles chaudes O et B qui sont présentes dans les galaxies à sursaut de formation d'étoiles, telles que les régions HII extragalactiques de notre environnement local. La distribution spectrale d'énergie F_ν est ainsi remarquablement plate depuis la limite de Lyman jusqu'à celle de Balmer, tandis qu'à des longueurs d'onde $\lambda_r < 912$ Å, le flux émis dans le continu est beaucoup moins élevé (Charlot & Fall 1993). Cette dernière particularité des galaxies primordiales est renforcée par l'absorption du flux, en-dessous de la limite de Lyman, par le gaz neutre du milieu interstellaire de la galaxie elle-même (Leitherer et al. 1995; Gonzalez Delgado et al. 1998), ainsi qu'à $z_{em} \gtrsim 3$ par la forêt Lyman- α et les systèmes optiquement épais à la limite de Lyman à $z_{abs} \lesssim 3$ interposés sur la ligne de visée (Madau 1995).

5.1.3 Recherches de l'émission $Ly\alpha$

Les recherches de l'émission Lyman- α n'ont pas connu, jusqu'à récemment, de véritables succès, malgré plus de dix ans d'efforts acharnés. Elles ont pourtant été effectuées dans de grands champs ($0.01 - 0.1 \square^\circ$), à des décalages spectraux variés : $1.9 \lesssim z_{em} \lesssim 5.5$ et à des limites de détection importantes ($\sim 10^{-16}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$). Plusieurs techniques complémentaires ont été utilisées :

- La spectroscopie sans fente (voir Koo & Kron 1980) qui couvre un grand angle solide ($\sim 1 \square^\circ$) et un grand intervalle de décalages spectraux. La sensibilité des observations est toutefois réduite par le fond de ciel. Il peut aussi y avoir confusion entre certains spectres adjacents qui se superposent.
- La spectroscopie à longue fente (voir Lowenthal et al. 1990) qui atteint des limites

de détection plus basses que la méthode précédente au détriment de l'angle solide.

- L'imagerie en bande étroite a souvent été utilisée (voir Pritchett & Hartwick 1987), car elle a l'avantage de permettre l'observation d'un grand champ, avec un fond de ciel relativement peu important. L'intervalle de décalages spectraux est cependant limité par la largeur du filtre utilisé, qui est typiquement de $3000 - 6000 \text{ km s}^{-1}$ ($\Delta\lambda/\lambda \approx 1 - 2\%$).

Les recherches aveugles

Parmi les relevés qui ont été réalisés dans des champs vides d'étoiles brillantes, sans aucune connaissance a priori d'un objet à grand décalage spectral, quelques-uns d'entre eux seulement ont fourni des détections marginales (voir Thompson et al. 1995). Cependant, le suivi spectroscopique des candidats a généralement montré a posteriori qu'il s'agissait de noyaux actifs de galaxie ou de raies d'émission de galaxies situées à bas décalage spectral (telles que [OII] λ 3727).

Ces échecs pour trouver la population des galaxies primordiales, et la possibilité que la formation de ces objets soit terminée à $z_{\text{em}} \sim 6$, a motivé la recherche de la raie Lyman- α dans le domaine proche infrarouge. Parkes et al. (1994) ont ainsi été les premiers à entreprendre ce travail en utilisant des filtres étroits en bande J afin de sonder l'intervalle $7.2 \leq z_{\text{em}} \leq 9.3$. Ce relevé n'a pas eu de succès non plus, et la raison en est que la limite de détection en flux : $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ est (encore une fois) trop élevée (voir plus loin).

Les recherches ciblées

Les recherches de l'émission Lyman- α en direction d'une forte masse (entre des paires de quasars ou bien autour des quasars et des radio-galaxies), ou au décalage spectral des absorptions métalliques détectées dans le spectre de quasars d'arrière-plan, ont parfois été payantes.

C'est le cas de la paire de galaxies à $z_{\text{em}} = 4.92$ dont la lumière est amplifiée gravitationnellement par l'amas CL 1358+62 (Franx et al. 1997). L'un des deux objets est un arc rouge bien visible sur chacune des images de la caméra WFPC2 du télescope spatial. Les spectres obtenus au télescope Keck ont montré l'existence d'une forte émission Lyman- α , d'une dépression du continu immédiatement dans le bleu de cette raie, et de différentes absorptions métalliques dans le rouge de cette raie. L'image de la galaxie, reconstruite à partir d'un modèle de lentille gravitationnelle, est asymétrique : elle contient une région localement brillante et une émission étendue séparées de $0''.4$. L'irrégularité de la structure diffère beaucoup des morphologies compactes des galaxies de Steidel à $z_{\text{em}} \sim 3$ (Giavalisco et al. 1996b; Lowenthal et al. 1997) et suggère que les galaxies en voie de formation doivent être recherchées à $z_{\text{em}} \gtrsim 5$. Après correction de l'effet d'amplification gravitatio-

nelle, l'objet de Franx et al. (1997) possède une magnitude : $I_{AB} \approx 24$ qui pourrait être la conséquence d'un taux de formation d'étoiles de $36 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ($q_0 = 0.5$). La position des raies d'absorption métalliques dans la galaxie varie le long de l'arc avec une amplitude maximum de 300 km s^{-1} . La raie d'absorption $\text{SiII}\lambda 1260$ est décalée dans le bleu relativement à la raie d'émission Lyman- α qui est asymétrique avec une queue dans le rouge. Ces importantes caractéristiques sont aussi celles des galaxies de Steidel : elles indiquent que des vents stellaires centrifuges dominent la cinématique du gaz neutre. Dans ce cas, seul le côté bleu de l'intense raie Lyman- α est absorbé par les atomes d'hydrogène qui se déplacent vers nous. Enfin, le second objet à $z_{em} = 4.92$ est une galaxie compagnon de la première avec une différence de vitesse radiale de 450 km s^{-1} .

Les autres résultats des recherches ciblées sont décrits dans la Sous-section 5.1.5 ainsi que, pour ce qui est des systèmes lorentziens, dans la Section 5.4. Ce n'est en fait qu'avec l'amélioration toute récente de la sensibilité des détecteurs et la mise en service des grands télescopes optiques que des galaxies normales de champ à $z_{em} \gtrsim 4$ ont pu être détectées par leur émission Lyman- α dans des champs a priori vides.

Exemples de galaxies jeunes

Dey et al. (1998) ont découvert un fort émetteur Lyman- α à $z_{em} = 5.34$ lors d'une recherche des galaxies de Steidel à $z_{em} \sim 4$ (voir Figure 5.1). 0140+326 RD1 est en fait la première galaxie à $z_{em} > 5$ ayant été confirmée spectroscopiquement. Comme dans l'objet de Franx et al. (1997), la raie d'émission est à la fois intense et asymétrique. De plus, le continu dans le rouge de cette raie est faible : $m_{AB}(8000\text{\AA}) \approx 27$ et n'est pas du tout détecté dans le bleu : $m_{AB}(7000\text{\AA}) > 29.5$. La largeur équivalente de la raie d'émission : $w_r \approx 95 \text{\AA}$ est trop importante pour correspondre à la raie $\text{OII}\lambda 3727$, et cela signifie qu'il s'agit d'une raie Lyman- α et que celle-ci est relativement étroite. L'absence de détection des émissions $\text{NV}\lambda 1240$ et $\text{SiIV}\lambda 1398$ suggère aussi que cet objet est une galaxie formant activement des étoiles et pas un noyau actif de galaxie. Le continu ultraviolet *et* l'émission Lyman- α ($F(\text{Ly}\alpha) = 3.5 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) impliquent tous deux un taux de formation d'étoiles plutôt modeste, de l'ordre de $6 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ($q_0 = 0.5$), ce qui montre que cette galaxie n'est pas obscurcie par de grandes quantités de poussières. En outre, la galaxie pourrait être spatialement résolue avec une extension FWHM de $0''.7$ (soit $3.9 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ pour $q_0 = 0.5$), même si cette conclusion dépend essentiellement du flux dans la raie Lyman- α en bande *I*. Ces deux dernières caractéristiques suggèrent que 0140+326 RD1 est observée à un stade moins avancé que les galaxies de Steidel, ou qu'elle est composée de plusieurs sous-structures.

Dans les mois qui ont suivi la découverte de Dey et al. (1998), Weymann et al. (1998b) ont sélectionné une galaxie dans le champ de Hubble profond sur des images en bande *J* et *H* obtenues avec la nouvelle caméra proche infrarouge NICMOS du télescope spatial. Cette galaxie, HDF 4-473.0, a été observée avec le spectrographe imageur basse résolution

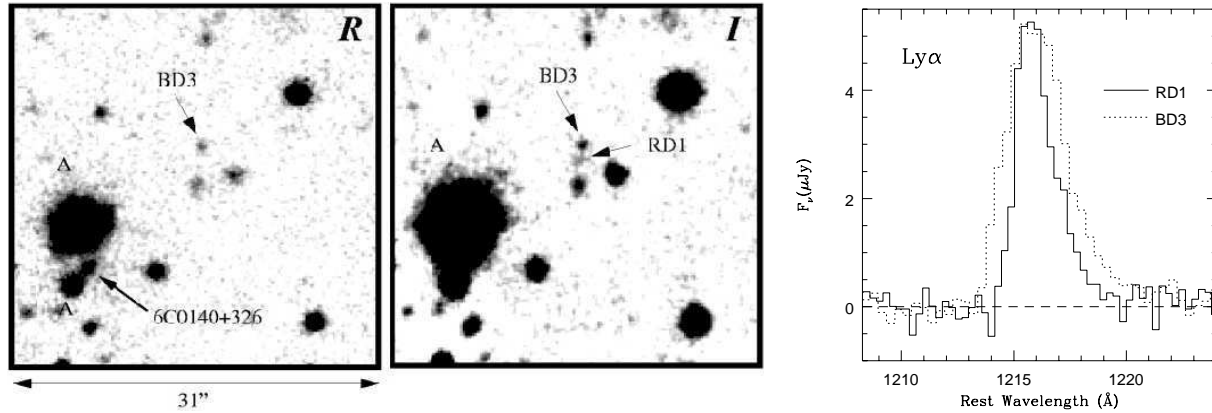


FIG. 5.1: **A gauche** : détail des images profondes en bandes R et I obtenues avec le télescope Keck dans le champ de la radio-galaxie 6C 0140+326 à $z_{em} = 4.4$ (Dey et al. 1998). BD3 est une galaxie de Steidel à $z_{em} = 4.02$. L'émetteur Lyman- α à $z_{em} = 5.34$ (RD1) n'est pas détecté dans l'image en bande R avec $R > 27.8$ à 1σ .

A droite : comparaison des profils des raies d'émission Lyman- α dans BD3 et RD1. La similarité des asymétries avec une queue dans le rouge suggère l'existence de vents stellaires dominant la cinématique du gaz neutre dans chacune de ces deux galaxies.

du télescope Keck, et confirmée comme étant un fort émetteur Lyman- α à $z_{em} = 5.60$. L'utilisation des modèles d'évolution et de synthèse de populations stellaires, comparée à la magnitude de cet objet dans les trois images du champ de Hubble profond, a montré que l'unique raie détectée est effectivement la raie Lyman- α . Celle-ci est encore une fois asymétrique, avec une absorption du côté bleu ; sa largeur équivalente est $w_r \sim 45 \text{ \AA}$ et son flux : $F(\text{Ly}\alpha) = 1.2 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Le continu de l'objet n'est pas détecté dans le spectre obtenu au télescope Keck, et le taux de formation d'étoiles a été estimé à l'aide d'un modèle d'évolution simplifié (taux de formation d'étoiles constant) : $\sim 22 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ($q_0 = 0.125$). La morphologie de la galaxie est compacte et régulière, mais elle est résolue avec une extension FWHM observée de $\sim 0''.44$ ($1.8 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ après déconvolution) comparable à celle des galaxies de Steidel.

Une galaxie extrêmement brillante et plus lointaine encore vient juste d'être découverte (Hu et al. 1999). Avec une couleur $(R - Z) \sim 3.1$ et un décalage spectral $z_{em} = 5.74$, SSA 22-HCM1 possède des caractéristiques similaires à celles de HDF 4-473.0 (Weymann et al. 1998b) pour ce qui est de la forme du continu et la largeur équivalente de la raie Lyman- α . SSA 22-HCM1 est cependant deux à trois fois plus lumineuse dans la raie d'émission Lyman- α et dans le continu dans le rouge de la raie Lyman- α . La largeur équivalente de cette dernière est $w_{obs} = 175 \text{ \AA}$ et son flux $F(\text{Ly}\alpha) = 1.7 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. En l'absence de poussière, ce flux correspond à un taux de formation d'étoiles de $\sim (68, 12) h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ avec $q_0 = (0.02, 0.5)$.

Ces différents exemples de galaxies jeunes à $z_{em} > 5$ montrent à eux seuls le bien-fondé de la recherche de l'émission Lyman- α à très grand décalage spectral. Elles préfigurent aussi des nombreuses détections qui seront très prochainement faites dans le cadre de relevés systématiques.

Les relevés d'émetteurs $Ly\alpha$

Les recherches systématiques de l'émission Lyman- α dans des champs a priori vides sont actuellement reprises avec une sensibilité 10 fois meilleures qu'auparavant avec le télescope Keck II. Cowie & Hu (1998) ont en effet initié de grands relevés combinant de l'imagerie en bande étroite à une confirmation spectroscopique à basse résolution pour trouver des galaxies à flambée de formation d'étoiles ayant une forte émission Lyman- α à $3 < z_{em} < 6$.

La sélection des candidats est basée sur une largeur équivalente élevée pour la raie d'émission : $w_{obs} > 100 \text{ \AA}$ ainsi que sur des critères supplémentaires sur les couleurs en bande large pour séparer les émetteurs Lyman- α des émetteurs [OII] et [OIII]. Deux relevés dans le champ profond de Hubble et celui de Hawaii SSA 22 ont été effectués à $z_{em} \sim 3.4$ et $z_{em} \sim 4.5$. La limite de détection à 5σ est de $1.5 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et la densité de surface des émetteurs Lyman- α ainsi détectés est d'environ 15000 deg^{-2} par unité de décalage spectral, à $z_{em} \sim 3.4$ comme à $z_{em} \sim 4.5$ (Hu et al. 1998). Il s'agit par conséquent d'une importante population de galaxies dont la densité de surface est comparable à celle des galaxies de Steidel. Certains des émetteurs Lyman- α ont d'ailleurs un continu de couleur similaire à celui de ces dernières galaxies. Une grande partie des objets découverts par Cowie & Hu (1998) possède cependant un continu trop faible pour avoir pu être détectés dans les relevés actuels des galaxies de Steidel. Les émetteurs Lyman- α et les galaxies de Steidel sont donc deux populations qui ne se recouvrent que partiellement. Deux émetteurs Lyman- α tels que $w_{obs} > 400 \text{ \AA}$ ne sont d'ailleurs pas détectés du tout dans trois images profondes, en bande large, obtenues avec le télescope Keck (magnitudes limites à 1σ : $B \approx 27.8$, $V \approx 27.5$ et $I \approx 25.8$).

Une recherche complémentaire avec une meilleure limite de détection ($5 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ à 5σ) a de plus été réalisée par Hu et al. (1998) à l'aide d'une pose en spectroscopie multi-fentes initialement obtenue dans le cadre de la recherche de galaxies compagnons du quasar BR 1202-0725 (Hu et al. 1996). Dans une surface équivalente à $\approx 200 \text{ arcsec}^2$, Hu et al. (1998) ont trouvé quatre candidats émetteurs Lyman- α dans l'intervalle de décalages spectraux $3.04 < z_{em} < 5.64$ pour la raie Lyman- α . Leur spectre contient une seule raie de largeur équivalente élevée ($w_{obs} > 350 \text{ \AA}$) dont la nature exacte doit être confirmée par de nouvelles observations spectroscopiques. Les résultats préliminaires de ce relevé profond suggèrent cependant qu'il existe une population d'émetteurs Lyman- α qui dominent le taux de formation d'étoiles intégré à très grand décalage spectral ; celui-ci pourrait être constant, ou bien même augmenter avec le décalage spectral dans l'intervalle $3 < z_{em} < 6$.

Le projet CADIS

Un projet de grande envergure devrait bientôt fournir à ce sujet des résultats importants : c'est le relevé en imagerie profonde du Calar Alto (CADIS; Meisenheimer et al. 1998). Parmi les objectifs de ce relevé, on compte l'étude des galaxies primordiales émettrices Lyman- α à $z_{\text{em}} = 4.7$, $z_{\text{em}} = 5.7$ et $z_{\text{em}} = 6.5$, ainsi que la détection de quasars faiblement lumineux à $z_{\text{em}} > 3$ et voire même au-delà de $z_{\text{em}} = 5$. Un Fabry-Pérot est utilisé pour obtenir des images en bande étroite avec une limite de détection à 5σ égale à 3×10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. L'originalité de CADIS réside dans l'utilisation complémentaire d'un ensemble de 12 filtres conçus pour imager d'autres raies telles que [OIII λ 3727] et [OIII λ 5007] pour discerner la raie H α de la raie Lyman- α . Il est prévu que soient observés un ensemble de 10 champs de 120 \square' chacun distribué dans l'hémisphère Nord ($\delta \geq 5^\circ$). Parmi les 7 candidats émetteurs Lyman- α à $z_{\text{em}} = 5.7$ trouvés dans un des champs (Thommes et al. 1998), il en reste un seul actuellement ; la plupart des autres candidats se sont avérés être des résidus instrumentaux causés par une mauvaise correction de champ plat. A terme, l'observation de tous les champs et la confirmation spectroscopique des candidats devrait permettre de connaître la densité numérique moyenne des émetteurs Lyman- α dans l'intervalle $4 < z_{\text{em}} < 7$, et de placer ainsi de fortes contraintes sur les modèles de formation des galaxies.

5.1.4 Obscurcissement des galaxies

Les résultats positifs des relevés Lyman- α démontrent clairement qu'il est possible d'étudier une importante population de forts émetteurs Lyman- α à grand décalage spectral, et ceci grâce à de nouveaux instruments un peu plus sensibles qu'auparavant. Certains émetteurs Lyman- α ont d'ailleurs un continu si faible qu'il n'aurait pas été possible de les sélectionner par des critères de couleur sur ce continu.

Extinction et diffusion résonnante

Il semble donc que les effets d'obscurcissement de l'émission Lyman- α des galaxies jeunes restent modérés. Ces effets sont liés à la présence de grains de poussière dans le milieu interstellaire de ces galaxies. Les grains se forment à partir des éléments synthétisés dans les étoiles massives, puis dispersés par les supernovae de type II sur de courtes échelles de temps : $\approx 2 - 5 \times 10^7$ ans (Djorgovski 1992). Les effets d'obscurcissement qui s'ensuivent ont principalement deux causes. Il y a tout d'abord l'extinction par les grains de poussière (voir Seaton 1979b). Celle-ci est d'autant plus forte que les longueurs d'onde sont plus courtes, et le flux ultraviolet absorbé est réémis dans l'infrarouge lointain ou le sub-millimétrique ; une importante population de galaxies formant activement des étoiles et enveloppées de poussières a ainsi été mise en évidence à $z_{\text{em}} \sim 1 - 2$ dans

le cadre d'un relevé profond à $175 \mu\text{m}$ (Puget et al. 1999 ; voir aussi Guiderdoni et al. 1997). D'autre part, les photons Lyman- α sont diffusés de façon résonnante par les atomes d'hydrogène dans le gaz neutre qui entoure les régions HII (Osterbrock 1962). Le processus d'absorption-réémission n'est pas isotrope mais a une fonction de phase dipolaire. La longueur du parcours des photons Lyman- α dans une galaxie est typiquement augmentée d'un facteur 1000, ce qui accroît aussi beaucoup les chances que ces photons soient absorbés définitivement par les grains de poussière.

Cela signifie que même si le milieu interstellaire d'une galaxie est de faible métallicité, l'émission Lyman- α qui s'en échappe peut être grandement atténuée, voire même observée en absorption (Chen & Neufeld 1994). Outre la présence de grains de poussière, il y a deux autres causes possibles pour de tels effets. Comme l'ont souligné Charlot & Fall (1993) et Valls-Gabaud (1993), les modèles d'évolution stellaire prédisent que les galaxies à flambée de formation d'étoiles ont des largeurs équivalentes négatives pour la raie Lyman- α , sur une période de 4×10^7 à 10^9 ans *après un sursaut* de formation d'étoiles. Quand les étoiles les plus massives ont terminé leur évolution, le spectre ultraviolet de la galaxie est en effet dominé par les étoiles de types B tardif et A, dont l'atmosphère absorbe fortement l'émission Lyman- α , et ce jusqu'à ce que les étoiles centrales des nébuleuses planétaires se soient débarrassées de leurs enveloppes. D'autre part, des largeurs équivalentes négatives pour la raie Lyman- α peuvent résulter d'effets d'orientation dans un disque (Charlot & Fall 1991). Puisque les photons Lyman- α sont globalement émis de façon plus isotrope que les photons du continu, la largeur équivalente de la raie Lyman- α est d'autant plus faible que la galaxie est vue par la tranche.

Géométrie et cinématique du milieu

Les résultats qui viennent d'être exposés suggèrent que la luminosité Lyman- α n'est pas un bon indicateur du flux ultraviolet non obscurci. Les incertitudes liées à la quantité de poussières et à la géométrie du milieu rendent donc la conversion de la luminosité Lyman- α en taux de formation d'étoiles assez incertaine. La situation est aussi plus complexe dans un milieu interstellaire multi-phases que dans un milieu strictement homogène. Par exemple, les photons Lyman- α sont beaucoup moins absorbés que les photons du continu ultraviolet si le milieu est constitué de régions HII interconnectées, ou bien d'un ensemble de régions HI poussiéreuses baignées dans un milieu d'absorption négligeable (Neufeld 1991).

Il a été observé une certaine anti-corrélation entre la largeur équivalente de la raie Lyman- α et l'abondance en oxygène du milieu interstellaire dans les galaxies locales à sursaut de formation d'étoiles pauvres en métaux (Giavalisco et al. 1996a ; voir aussi Charlot & Fall 1993 et la Figure 5.2). Un excellent contre-exemple est le cas de la galaxie naine I Zw 18 qui possède une métallicité très basse : $[O/H] = 0.001 - 0.02$ et une raie Lyman- α en absorption (Kunth et al. 1994). Cela peut s'expliquer par un sursaut de

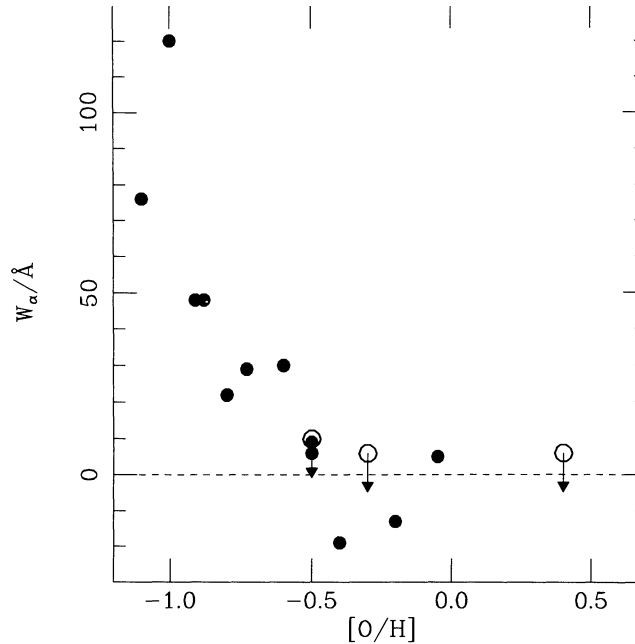


FIG. 5.2: Largeur équivalente de la raie Lyman- α observée dans les galaxies locales à sursaut de formation d'étoiles en fonction de l'abondance en oxygène (Charlot & Fall 1993).

formation d'étoiles qui s'est produit il y a quelques 10^7 ans, trop récemment pour que le milieu interstellaire n'ait pu être complètement enrichi en oxygène. En outre, mis à part le fait que la présence de poussières puisse ne pas être corrélée à l'abondance en oxygène, cela pourrait aussi signifier que le milieu interstellaire de ces galaxies est en moyenne hautement inhomogène et que le transport des photons Lyman- α est bien plus régi par la géométrie du milieu interstellaire que par son contenu en poussières.

D'intenses sursauts de formation d'étoiles peuvent marquer le début de l'activité stellaire dans une galaxie, et produire des vents de gaz à l'échelle galactique. Une partie des photons dans l'aile rouge de la raie d'émission Lyman- α est alors préservée de la diffusion résonnante dans le gaz en mouvement, et il se crée un profil asymétrique de type P-Cygni. Ces phénomènes sont aussi bien observés dans les galaxies formant activement des étoiles à grand décalage spectral (Pettini et al. 1998) que dans les galaxies à sursaut de formation d'étoiles de notre environnement (Kunth et al. 1998; Gonzalez Delgado et al. 1998).

5.1.5 Objectifs de ce travail

Le champ des quasars dans le spectre desquels un absorbant métallique est détecté représente une cible de choix pour la recherche des galaxies à grand décalage spectral. En

accord avec le paradigme de la formation biaisée des galaxies, on s'attend en effet à ce que ces champs correspondent à des maxima locaux de la densité de matière, que ce soit au décalage spectral du quasar ou bien à celui du système d'absorption. Dans ce dernier cas, c'est tout particulièrement vrai pour les systèmes lorentziens dont la densité de colonne peut dépasser 10^{20} atomes cm^{-2} et qui pourraient être la signature d'amas de galaxies à grand décalage spectral.

La sélection et la recherche de l'émission d'objets à grand décalage spectral, par le biais d'une *absorption passive* de l'hydrogène neutre, favorise les galaxies normales de champ par opposition aux noyaux actifs de galaxie. La spectroscopie haute résolution d'un quasar ne permet d'étudier un système d'absorption que *le long d'une seule ligne de visée*, sans fournir d'information ni sur l'extension spatiale de l'objet qui le produit ni sur la masse totale d'hydrogène neutre qu'il contient. Des indices complémentaires sur la nature des systèmes lorentziens en particulier, et plus généralement des systèmes d'absorption optiquement épais à la limite de Lyman, peuvent être obtenus par la détection de leur émission propre. Cet objectif est en principe réalisable si ces absorbants représentent des structures de dimension galactique.

On s'attend en effet à ce qu'une galaxie spirale jeune, ou une galaxie en voie de formation, ait une grande proportion d'étoiles jeunes qui, en excitant le gaz environnant, engendrent de nombreuses raies d'émission, dont la raie Lyman- α . De fait, un certain nombre d'objets à raies d'émission ont été découverts au même décalage spectral que les systèmes lorentziens (Francis et al. 1996, 1997; Mannucci et al. 1998). Dans la plupart des cas cependant, la détection non ambiguë de l'émission de ces objets à $z_{em} \approx 2 - 3$ n'a été obtenue que pour ceux qui se trouvent à un décalage spectral voisin de celui du quasar, c'est-à-dire tels que $z_{abs} \approx z_{em}$ (voir Møller & Warren 1998). De par cette proximité, la formation et l'excitation de ces objets peuvent avoir été influencées par le flux ionisant du quasar et/ou son potentiel gravitationnel. Il est donc possible que les systèmes lorentziens à $z_{abs} \approx z_{em}$ ne soient pas totalement représentatifs des galaxies normales de champ.

Des systèmes lorentziens à l'environnement des quasars

Patrick Petitjean et moi-même avons conduit au télescope Canada-France-Hawaii des observations en spectroscopie intégrale de champ OASIS lors d'une mission de trois nuits à l'observatoire du Mauna Kea (Hawaii ; du 27 au 29 Mars 1998). Le principe de ces observations ainsi que la réduction des données sont exposés en détails dans la Section 5.2. Cette technique spectroscopique permet en effet d'étudier simultanément le système lorentzien et l'environnement du quasar situé à l'arrière-plan des systèmes lorentziens. Nous avons donc choisi de sélectionner des quasars à $z_{em} \gtrsim 4$ récemment détectés dans les bandes de la molécule de CO du domaine des longueurs d'onde sub-millimétriques. Ces objets sont eux-mêmes riches en métaux et révèlent potentiellement les régions de l'Univers lointain les plus denses, auxquelles pourraient être associées d'importantes concentrations de gaz

alentour.

Les deux principaux objectifs de ce travail sont :

- La recherche de l'émission Lyman- α à proximité immédiate des quasars (voir Section 5.3). A grand décalage spectral, des environnements riches en gaz sont souvent révélés par les radio-galaxies et les quasars émettant dans le domaine radio (Hu et al. 1991; Heckman et al. 1991a,b; McCarthy et al. 1995, 1996; Hu & McMahon 1996) et dans quelques cas aussi par des quasars non émetteur radio (Hu et al. 1991; Bremer et al. 1992; Petitjean et al. 1996a; Bergeron et al. 1999). La découverte de galaxies compagnons très proches ou de nébulosités étendues autour de ces objets indiquerait l'existence de forts effets de marée entre eux et leurs compagnons, et serait en accord avec les modèles de formation des galaxies par fusion de structures de petites tailles (voir Petitjean et al. 1996a; Omont et al. 1996b).
- L'étude de l'émission Lyman- α des régions de formation d'étoiles associées aux systèmes lorentziens de décalages spectraux les plus grands qui soient actuellement connus (voir Section 5.4). L'intérêt scientifique d'une telle étude repose sur deux particularités essentielles de ce type d'absorbants. Premièrement, les systèmes lorentziens découverts jusqu'à maintenant se produisent dans des galaxies pauvres en métaux, ce qui, a priori, favorise l'émission Lyman- α . Leur métallicité moyenne pondérée par la densité de colonne en hydrogène neutre vaut : $\log Z/Z_{\odot} \approx 1/15$ à $z_{\text{abs}} \approx 2 - 3$, et pourrait diminuer au-delà de $z_{\text{abs}} \sim 3$ car les limites de détection existantes suggèrent que $\log Z/Z_{\odot} < 1/25$ (Pettini et al. 1997b). Deuxièmement, la raie d'émission Lyman- α que l'on recherche se trouve comprise dans un intervalle de vitesses de $\pm 500 \text{ km s}^{-1}$ qui est centré sur la raie d'absorption Lyman- α lorentzienne. Cette raie d'absorption éteint la lumière du quasar sur plusieurs dizaines d'Angströms, ce qui permet d'observer à ces longueurs d'onde très près de la ligne de visée.

5.2 Spectroscopie intégrale de champ

5.2.1 Présentation de OASIS

Optically Adaptive System for Imaging Spectroscopy (OASIS) est un spectro-imagier multi-modes fonctionnant dans le domaine du visible de $0.45 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$. Construit à l'observatoire de Lyon (Bacon et al. 1995), il s'agit de la dernière évolution du concept d'instruments TIGRE (Courtès 1982) qui est spécifiquement dédiée à la très haute résolution spatiale. OASIS est directement installé sous la bonnette d'optique adaptative du télescope Canada-France-Hawaii et profite donc du champ corrigé de la turbulence atmosphérique de $90''$ de diamètre offert par le foyer F/20. En mode imagerie, la qualité d'image peut atteindre une largeur à mi-hauteur de seulement $0''.1$ en bande I . Le mode imagerie sert pour le pointage des objets, pour connaître le profil instrumental et, plus généralement, en tant que complément des différents modes spectroscopiques.

Le mode d'utilisation principale de OASIS est le mode TIGRE de spectroscopie bidimensionnelle ou spectroscopie intégrale de champ. Le schéma de fonctionnement en est explicité dans la Figure 5.3. On se sert d'une trame régulière de ≈ 1120 micro-lentilles hexagonales pour décomposer l'image du champ en autant de micro-pupilles. Un agrandisseur élargit au préalable l'image entrante ce qui détermine l'échantillonnage spatial, qui peut typiquement varier de $0''.04$ à $0''.41$. La lumière sortant des micro-pupilles est dispersée avec un ensemble de prismes et un réseau de résolution spectrale basse ou moyenne ($1000 < R < 4295$). Tous les spectres sont ensuite imagés simultanément par la caméra sur un détecteur CCD Loral 3 constitué de 2048×2048 pixels de $15 \mu\text{m}$ de côté. Pour éviter les chevauchements sur l'image à deux dimensions résultante, la longueur des spectres est limitée par un filtre tandis que la trame de micro-lentilles subit une légère rotation.

Avec OASIS, il est possible d'obtenir en une seule pose un très grand nombre de spectres répartis uniformément dans un champ de petite dimension (typiquement $5'' \times 5''$) et avec un grand échantillonnage spatial (typiquement $0''.15$). C'est le mode F/20. Il est encore possible d'observer un champ plus grand ($15'' \times 12''$) avec un moindre échantillonnage spatial ($0''.41$). Pour cela, le foyer Cassegrain F/8 du télescope est utilisé directement sans appliquer la correction d'optique adaptative de la bonnette. C'est par exemple utile en cas de turbulence atmosphérique ou s'il n'y a pas d'étoile brillante pour effectuer la correction d'optique adaptative à moins de $30 - 40''$ de l'objet d'étude, pour travailler dans le bleu à des longueurs d'onde $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ où l'efficacité du CCD Loral 3 est particulièrement faible, pour observer un objet à faible brillance de surface, ou tout simplement si l'utilisation d'un grand champ est nécessaire.

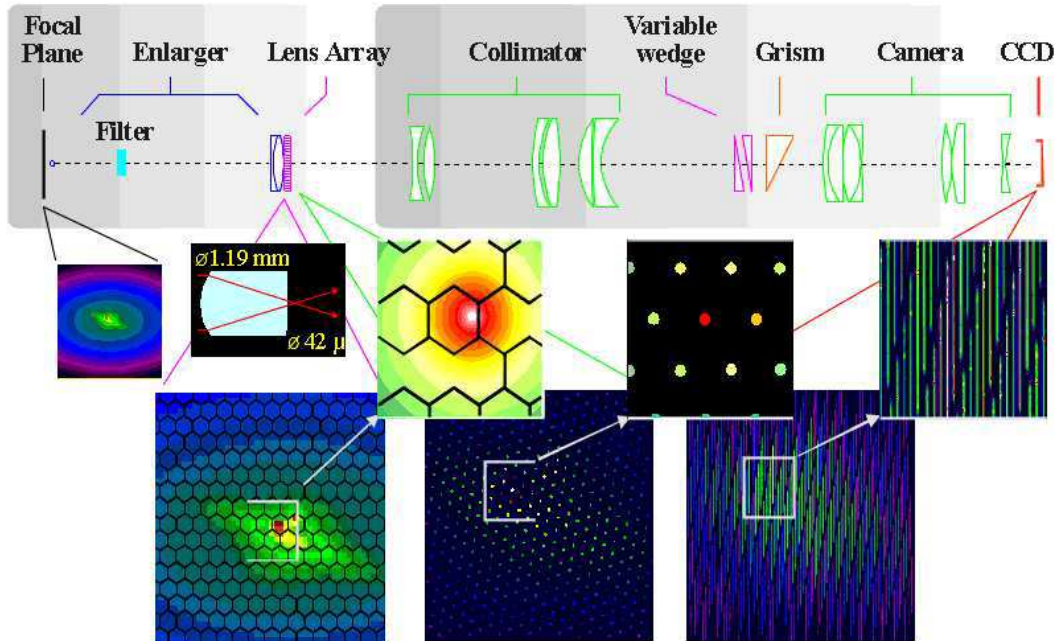


FIG. 5.3: Schéma optique de principe du spectrographe intégral de champ OASIS dans son mode TIGRE.

5.2.2 Stratégie d'observation

Le grand champ associé au mode F/8 est adapté à la recherche de l'émission des systèmes lorentziens dans le spectre des quasars à grand décalage spectral, et tout particulièrement à la détection d'objets faibles et étendus. La luminosité de ces derniers pouvant être à la limite de détection de l'instrument, il convient en pratique de prendre la médiane d'un grand nombre de poses de spectroscopie intégrale de champ, avec pour chacune d'elles un temps de pose *d'au plus* une heure d'exposition et un décalage relatif de la taille d'une ou deux micro-lentilles. La recherche de l'émission des systèmes lorentziens s'effectue aussi très près de la ligne de visée, où le flux du quasar domine largement à presque toutes les longueurs d'onde visibles. Il est donc important que la qualité des conditions atmosphériques soit optimale pour que ce type de programmes soit effectivement couronné de succès.

Avec OASIS, la complexité des observations est telle qu'il est indispensable de définir un ensemble de configurations instrumentales en début de mission. Autrement appelée scénario, une configuration instrumentale est préparée de façon automatique par Pégase. Il s'agit d'un environnement spécialement conçu pour servir d'interface entre l'observateur, et l'instrument et le système d'optique adaptative. En mode imagerie, chaque scénario contient la donnée du foyer utilisé (F/20 ou F/8), la dimension du champ, l'échantillonnage spatial, le domaine de longueurs d'onde à travers le choix d'un filtre

et le type de séparateur de faisceau pour faire la correction d'optique adaptative. Le mode de spectroscopie intégrale de champ contient en plus les informations relatives au réseau utilisé, sa dispersion et son domaine de longueurs d'onde.

Le passage d'une configuration instrumentale à une autre est particulièrement lent. Il faut donc veiller à minimiser le nombre de changements de séparateur de faisceau, ainsi que les passages du mode imagerie au mode de spectroscopie intégrale de champ et vice-versa. Dans ce dernier cas d'ailleurs, le guidage sur l'étoile de référence et le centrage de l'objet sur le CCD sont non seulement perdus mais cela oblige à refaire une calibration en longueur d'onde pour toute nouvelle pose spectroscopique consécutive au passage en mode imagerie.

Les nombreuses calibrations nécessaires à la réduction des données représentent une étape cruciale des observations avec OASIS. Pour *chaque* scénario, il faut obtenir au moins une pose des types suivants : micro-pupille et continuum (mode spectroscopique), champ plat (mode imagerie) et calibration en flux (imagerie et spectroscopie). A cela s'ajoute une calibration en longueur d'onde pour chaque pose continuum et chaque calibration en flux du mode spectroscopique. Il est enfin nécessaire d'avoir une ou deux calibrations en longueur d'onde pour *chaque* pose scientifique (voir Figure 5.4).

5.2.3 Réduction des données

La réduction des données de spectroscopie bidimensionnelle OASIS peut s'effectuer à l'aide du logiciel XOasis, qui est en cours de développement à l'observatoire de Lyon, en étroite et constante interaction avec les utilisateurs de cet ensemble de programmes. Le principe en est le suivant.

Les données brutes sont prétraîtées de manière standard après avoir corrigé les mauvaises colonnes du CCD (plus précisément les colonnes 1003, 1061 et 1093). Le décalage électronique est estimé pour chaque pose dans les rangées inutilisées (la bande d'“overscan” ; $2049 < x < 2088$) en effectuant un ajustement polynômial le long de l'axe y de la moyenne des colonnes de la bande d'“overscan”. Le décalage électronique est alors soustrait à chacune des poses, dont celle de biais. Cependant, des structures en escaliers sont parfois visibles dans certaines bandes d'“overscan”, c'est-à-dire le long des colonnes. Il s'agit d'un effet occasionnel du contrôleur du CCD Loral 3. Dans ce cas, il est nécessaire d'estimer le décalage électronique en effectuant un lissage par filtrage médian, dans une fenêtre glissante le long des colonnes, plutôt qu'un simple ajustement polynômial.

La pose de biais résultante (~ 1 ADU) est soustraite à toutes les autres poses. La partie utile de ces dernières est extraite, ce qui supprime aussi la bande d'“overscan”. Enfin, le courant d'obscurité est lui-même soustrait en adoptant une valeur constante égale à $0.85 \text{ e}^- \text{ pix}^{-1} \text{ h}^{-1}$.

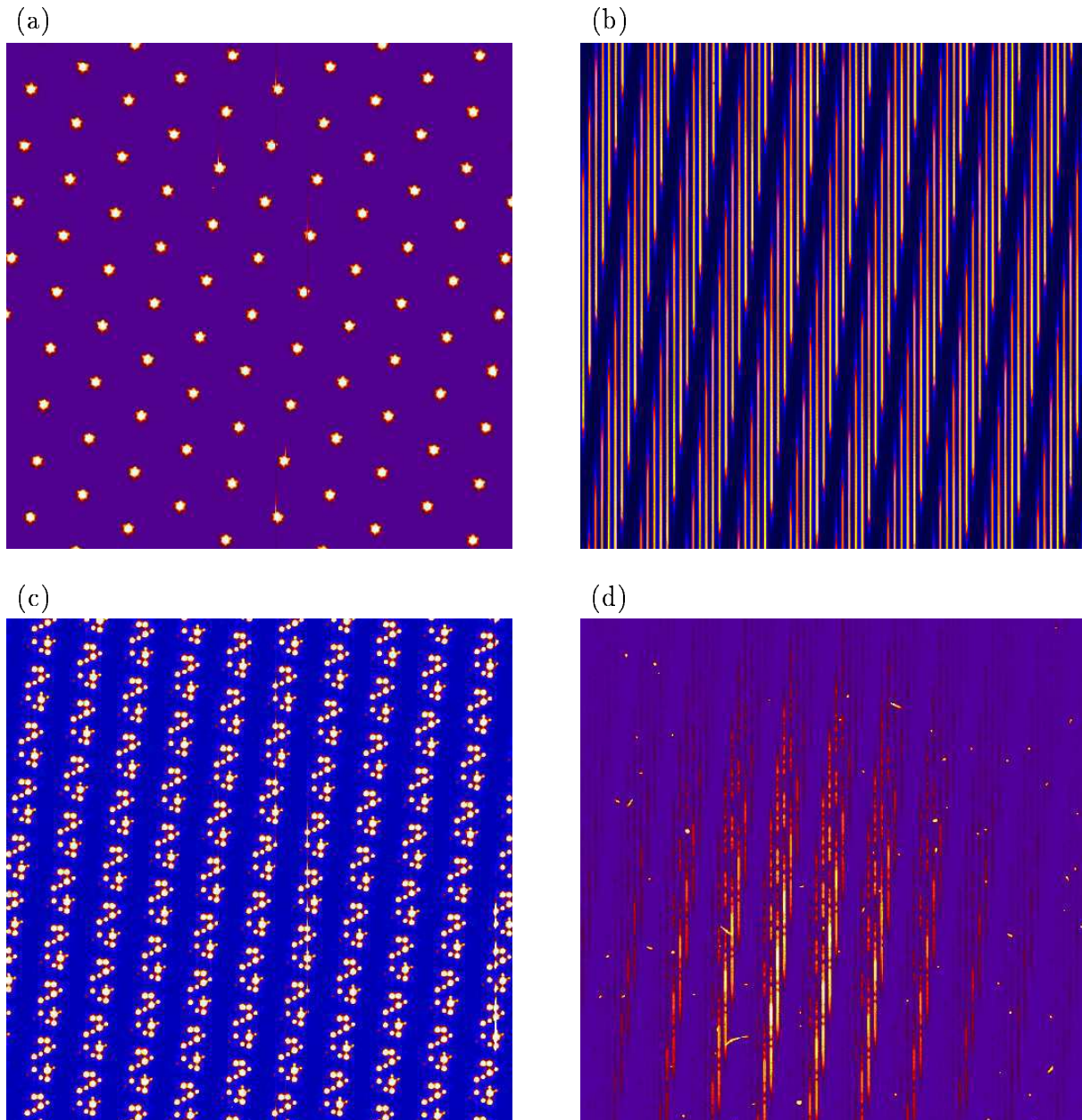


FIG. 5.4: Région centrale des images brutes enregistrées pour différents types de pose OASIS : (a) la pose micro-pupilles qui révèle l'arrangement des maxima de la trame de micro-lentilles, (b) la pose continuum : elle sert de correction de champ plat et matérialise l'extension spatiale des spectres élémentaires, (c) la pose de calibration en longueur d'onde (lampe au Néon), et (d) la pose scientifique de spectroscopie TIGRE pour le quasar APM 08279+5255 (Section 5.3).

Construction du masque et extraction des spectres

La deuxième étape de la réduction est la construction du masque d'extraction des spectres élémentaires. La recherche de la position des 1128 ± 2 micro-lentilles a été effectuée sur une pose micro-pupille, tandis que la recherche de la position des spectres sur le CCD a été réalisée avec une pose continuum. Les caractéristiques géométriques et spectrales d'un modèle physique de l'optique de OASIS sont ajustées à partir de ces positions et d'une comparaison entre la longueur d'onde des raies de la lampe de calibration et la position de ces raies dans la pose de calibration en longueur d'onde (voir Figure 5.5). On obtient ainsi pour une configuration instrumentale donnée la relation entre les coordonnées $(\alpha, \delta, \lambda)$ dans *le plan de la trame* de micro-lentilles et les coordonnées (x, y) des pixels du CCD.

L'extraction des spectres élémentaires se sert du profil des micro-pupilles perpendiculairement à la direction de dispersion. Cette procédure est optimale, chaque pixel étant pondéré par l'inverse de sa variance. En outre, les pollutions résiduelles d'un spectre élémentaire par des spectres voisins sont éliminées. Les différents spectres sont finalement rangés dans un *cube de données* $(\alpha, \delta, \lambda)$.

Calibration en longueur d'onde et correction de champ plat

Pour l'étalonnage en longueur d'onde des cubes de données, la pose de calibration en longueur d'onde (lampe au Néon) associée à une pose scientifique a été comparée à la pose de calibration du masque d'extraction. Cela permet d'identifier les coefficients du polynôme de degré deux qui détermine le passage du pré-étalonnage résultant de l'extraction des spectres à l'étalonnage en longueur d'onde final. Les irrégularités de réponse à l'intérieur des cubes ont ensuite été corrigées. C'est avant tout une correction de champ plat basses fréquences qui est reliée à la non-uniformité de la transmission de l'optique, et pas une correction de champ plat hautes fréquences qui serait reliée à la variation de réponse de pixel à pixel sur le CCD. La correction a été effectuée en une seule opération à l'aide d'une pose continuum lissée pour s'affranchir des oscillations du filtre dans la direction de dispersion, *et* d'une pose sur le ciel intégrée en longueurs d'onde pour s'affranchir des irrégularités de réponse dans la direction spatiale.

Soustraction des contaminants et calibration en flux absolu

Les impacts de rayons cosmiques ont été éliminés en recherchant les hautes fréquences à la fois spatialement et dans la direction de dispersion. Les valeurs d'intensité à plus de 5σ des pixels affectés ont été remplacées par la médiane normalisée des valeurs des pixels se trouvant à l'intérieur d'un certain rayon de similarité. En pratique, nous avons choisi un rayon de filtrage spatial égal à une micro-lentille et un rayon de filtrage spectral égal à trois pixels. Il faut aussi soustraire le fond de ciel à tous les spectres élémentaires. Celui-ci

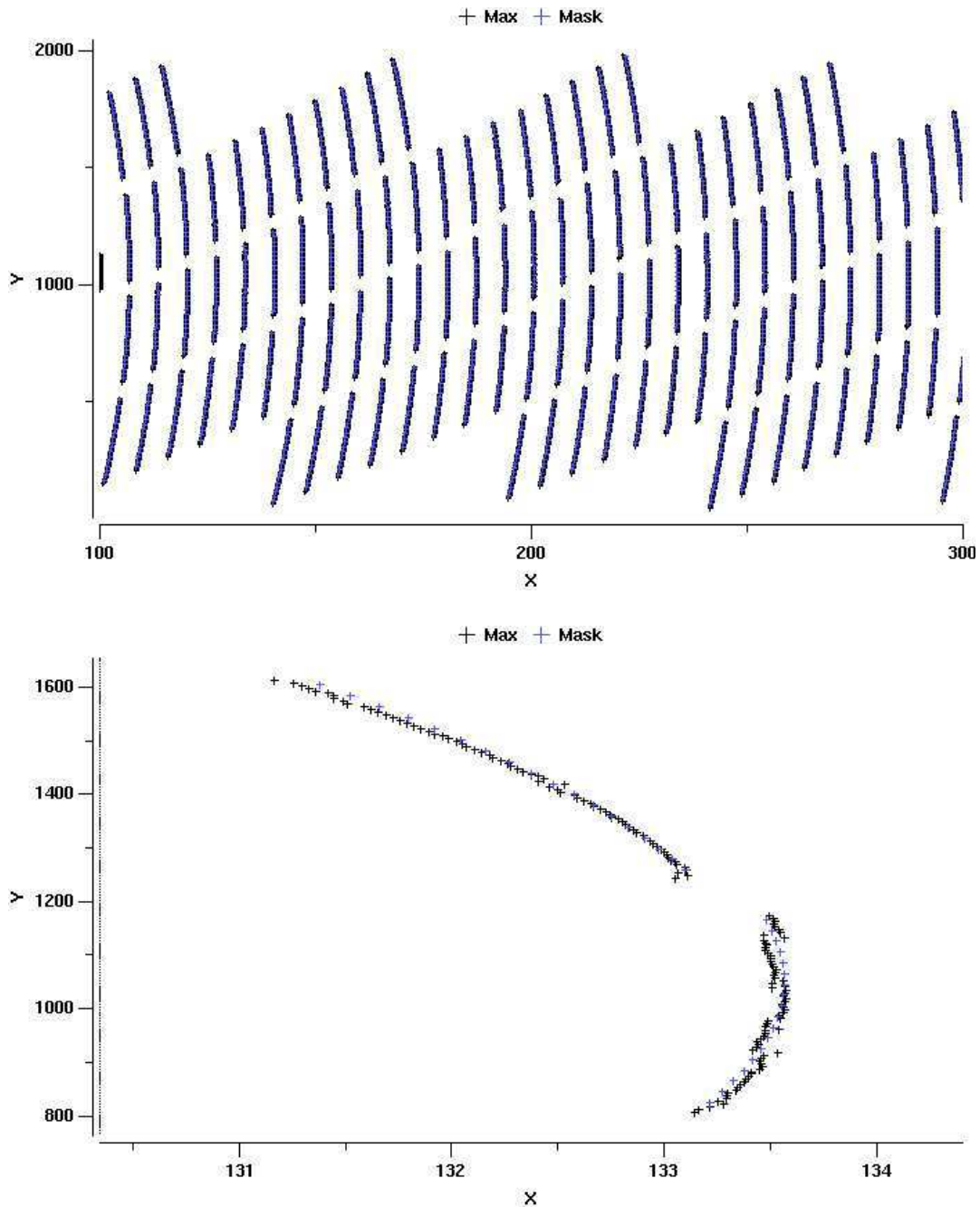


FIG. 5.5: **En haut** : position des maxima des spectres élémentaires sur 200 colonnes près du bord du CCD (en noir) et ajustement géométrique d'un modèle physique de l'optique de OASIS (en bleu). La courbure des spectres n'est pas négligeable sur les bords du CCD. **En bas** : vue agrandie de deux spectres élémentaires (en noir) montrant la qualité de l'ajustement qui sert de masque d'extraction (en bleu).

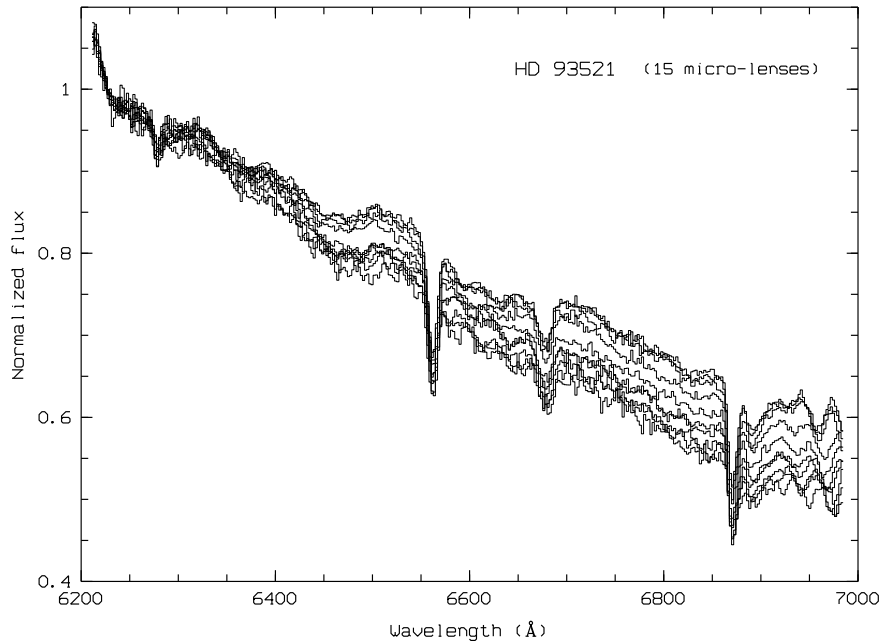


FIG. 5.6: Superposition des spectres élémentaires de HD 93521 pour 15 micro-lentilles consécutives matérialisant une rangée du CCD. L'effet chromatique, dû à une mauvaise correction de la dispersion atmosphérique, est nettement visible, à hauteur de 25% de l'intensité des spectres sur l'ensemble de l'intervalle de longueurs d'onde.

a été évalué en calculant la partie commune des différents spectres correspondant à une région vide du champ d'observation (méthode histogramme). Les raies d'émission du ciel nocturne peuvent être identifiées à l'aide d'un atlas spectral (voir Osterbrock & Martel 1992; Osterbrock et al. 1996).

La dernière étape de la réduction est la calibration en flux absolu. Le flux total de l'étoile standard a été obtenue en faisant la somme de tous les spectres élémentaires dans un rayon *plus grand* que celui du profil de l'étoile (le "seeing"). La courbe de réponse issue de la comparaison avec le flux hors atmosphère de l'étoile a été appliquée à chacun des spectres du cube objet. Dans le calcul de la courbe de réponse, la variation de l'extinction avec la masse d'air a été prise en compte, mais pas les variations temporelles du coefficient d'extinction. En comparant les intensités des spectres élémentaires de l'étoile standard de flux HD 93521, nous nous sommes aperçu que la correction de dispersion atmosphérique n'a pas été appliquée durant notre mission d'observation. Cela a donné lieu à un effet de rougissement dans la direction Est-ouest (voir Figure 5.6). Il s'est avéré que ce problème était lié à une erreur dans le programme calculant la correction pendant les observations. A l'heure où ces lignes sont écrites, le programme a été modifié.

Mosaïque des différents cubes objets

Pour combiner plusieurs cubes, il faut choisir une origine des coordonnées qui sera commune à toutes les poses, telle qu'une étoile, un pic de brillance ou un détail morphologique de l'objet étudié, ou bien dans notre cas le quasar observé. Après avoir été recentrés, les cubes ont été superposés en interpolant les valeurs des pixels dans l'espace $(\alpha, \delta, \lambda)$. Cela permet de créer un nouveau cube dont la maille est carrée, et non plus hexagonale. Durant cette opération, l'importance des poses a été pondérée suivant la qualité des conditions atmosphériques qui sont associées à chacune d'elles.

Il faut enfin noter que dans les images reconstruites à partir de ces cubes de données, en mode F/8 le Nord est en haut à droite, avec un angle par rapport à la verticale de $22^\circ 6'$, et l'Est est en bas à droite.

5.2.4 Limites instrumentales

Dans ce travail, nous recherchons des raies d'émission dans tout le champ d'observation et à tous les décalages spectraux accessibles. Pour cela, il faut reconstruire à partir du cube de données un ensemble d'images en bande étroite ayant la largeur FWHM instrumentale. Cette technique permet de rechercher, dans le domaine des longueurs d'onde accessibles, les raies d'émission sur des intervalles de décalages spectraux conséquents, par exemple de 5600 à 6200 Å [OII] λ 3727 à $0.50 < z_{em} < 0.66$, ou Lyman- α à $3.6 < z_{em} < 4.1$.

Notre programme étant à la limite de sensibilité de l'instrument, nous avons été en mesure d'en évaluer les performances. Avec le CCD Loral 3 et le filtre MR2 associés à un échantillonnage spatial de $0''.41$ par micro-lentille et des conditions atmosphériques moyennes de $0''.8$ FWHM, le spectrographe intégral de champ OASIS permet de détecter à 3σ et en une heure de temps une raie d'émission non résolue avec un flux supérieur à 1.5×10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. L'observation de sources faibles étant limitée par le bruit de lecture du CCD, les temps d'intégration doivent être maximisés autant que possible. À partir de la médiane de six poses d'une heure de temps chacune, il est donc a priori possible d'atteindre un flux limite de 6×10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Il existe par ailleurs deux problèmes qui augmentent considérablement la difficulté de rechercher et de détecter des objets à raies d'émission à l'intérieur des images reconstruites avec les cubes de données OASIS. Ce sont les rayons cosmiques dont le processus d'élimination n'est toujours que partiellement efficace, et les mauvaises colonnes ou parties de colonne qui peuvent affecter une ou plusieurs micro-lentilles dans toutes les configurations instrumentales. Les mauvaises colonnes doivent être remplacées par une approximation utilisant les deux colonnes adjacentes.

La Figure 5.11 (Sous-section 5.4.1 et 5.4.2) montre l'apparence du fond de deux images en bande étroite reconstruites avec la mosaïque des cubes de données finaux dans des

conditions optimales d'observation et de réduction. Ces deux images sont chacune le résultat de la médiane de quatre poses de 3600 – 4500 s dans le champ des quasars BRI 1335–0415 et PSS 1443+2724. Les variations d'intensité sont affichées à 5σ . Pour référence, l'objet qui se trouve près du bord gauche de l'image du champ de BRI 1335–0415 émet un continu de magnitude $R \sim 20$. On peut remarquer que, suite à l'interpolation de l'intensité d'une micro-lentille à ses voisines, le bruit de fond de l'image reconstruite avec le cube de données possède des variations spatiales d'amplitude comparable à la taille d'une micro-lentille, soit 2.4 pixels pour un échantillonnage spatial de 0.4 par micro-lentille. Dans l'image du champ de PSS 1443+2724, les trois cosmiques résiduels n'ont pas été éliminés pendant l'étape de la mosaïque des cubes en raison d'un problème technique lié à la calibration en longueur d'onde de deux des quatre cubes. Cela signifie qu'afin d'observer le plus efficacement possible avec OASIS, il est tout à fait indispensable d'acquérir un grand nombre de poses dont on prendra la médiane des cubes associés au moment de l'étape de fusion. En pratique, 4 à 8 poses doivent être réalisées avec un petit décalage relatif de la taille de une ou deux micro-lentilles.

Technique de mise en valeur des données

Pour accroître la sensibilité de l'observation le plus près possible de la ligne de visée en affaiblissant la lumière provenant du quasar, nous avons astucieusement utilisé des images en bande étroite centrées sur les absorptions de la forêt Lyman- α les plus profondes. En principe, cela permet aussi de rechercher des objets émettant un continu à un décalage spectral suffisamment faibles pour que la forêt Lyman- α n'atteigne pas l'intervalle des longueurs d'onde observées. Un profil (ou PSF) du quasar a été soustrait après normalisation à l'image en bande étroite étudiée. L'image contenant la PSF a été idéalement construite par intégration du cube de données sur *l'ensemble* des longueurs d'onde disponibles. Cette technique de soustraction n'affecte pas la présence des *raies d'émission* recherchées, car cette PSF ne contient pratiquement que la lumière du quasar qui domine sur tout le domaine spectral.

Remarquons enfin que OASIS est un instrument très complexe dont les différents étages absorbent globalement une importante quantité de photons. Or, il existe des poussières sur la fenêtre du CCD qui tendent à absorber une partie de la lumière qui le traverse. Ces poussières forment de nombreuses tâches sombres hors foyer dans les poses de champ plat du mode imagerie. A cela s'ajoute le fait que le rendement quantique du CCD Loral 3 utilisé est tout à fait médiocre, puisqu'il est à son maximum de seulement 45% (à 7000 Å). Les observations en spectroscopie intégrale de champ OASIS gagneraient donc fortement à se faire avec un CCD tel que le STIS2 dont le rendement quantique est de 90% à 7000 Å.

5.3 Application

5.3.1 APM 08279+5255 : quasar record

APM 08279+5255 a été récemment découvert pendant un relevé cherchant à identifier les étoiles froides carbonées du halo galactique (Totten & Irwin 1998). La spectroscopie de cet objet a révélé qu'il s'agissait en fait d'un quasar exceptionnellement brillant et lointain, avec un décalage spectral : $z_{\text{em}} \approx 3.9$. Sa position coïncide à une seconde d'arc près avec celle de la source infrarouge IRAS FSC F08279+5255 (Irwin et al. 1998). Ses coordonnées sont les suivantes : $\alpha = 8^{\text{h}}27^{\text{m}}57.89^{\text{s}}$, $\delta = 52^{\circ}55'26.4''$ (B1950 ; Lewis & Ibata, communication privée).

Avec une magnitude apparente en bande R de 15.2, APM 08279+5255 constitue l'objet de l'Univers le plus brillant qui soit actuellement connu. Sa luminosité bolométrique est de $5 \times 10^{15} L_{\odot}$ tandis que la moitié de cette prodigieuse émission se produit dans l'infrarouge lointain, où le flux IRAS à $60 \mu\text{m}$ est de 0.51 Jy. APM 08279+5255 représente donc aussi l'exemple le plus extrême de galaxie infrarouge ultra-lumineuse. Des concentrations de poussières excédant $4 \times 10^9 M_{\odot}$ ont de plus été détectées dans le continu du domaine sub-millimétrique indiquant la présence d'une intense activité de formation d'étoiles dans l'environnement immédiat de cet objet (Lewis et al. 1998).

La détection très récente des raies $J = 4 - 3$ et $J = 9 - 8$ de la molécule de CO par Downes et al. (1999) suggère d'ailleurs la présence de gaz moléculaire ayant une température de ~ 200 K et une forte densité de 2500 à 5000 cm^{-3} .

Nous nous proposons ici de mieux comprendre la nature de cet objet exceptionnel et tout particulièrement les mécanismes de sa prodigieuse émission. En nous appuyant sur des données acquises avec une instrumentation de pointe, nous mettons pour la première fois en évidence que la source APM 08279+5255 est en réalité double et que chacune de ses deux images ont des spectres similaires (Ledoux et al. 1998b). Ces résultats supportent la conclusion que l'intensité de l'émission est amplifiée par un effet de lentille gravitationnelle dont nous déterminons les caractéristiques, mais que ce quasar reste malgré tout dans la catégorie des sources de lumière les plus intenses jamais observées dans le ciel.

5.3.2 Contraintes observationnelles

Les données ont été obtenues avec la bonnette d'optique adaptative du télescope de 3.6 m Canada-France-Hawaii, à l'observatoire du Mauna Kea à Hawaii. Installés au foyer Cassegrain F/8 du télescope, le spectrographe intégral de champ OASIS et l'instrument d'optique adaptative PUEO ont été utilisés en Mars et en Mai 1998 respectivement.

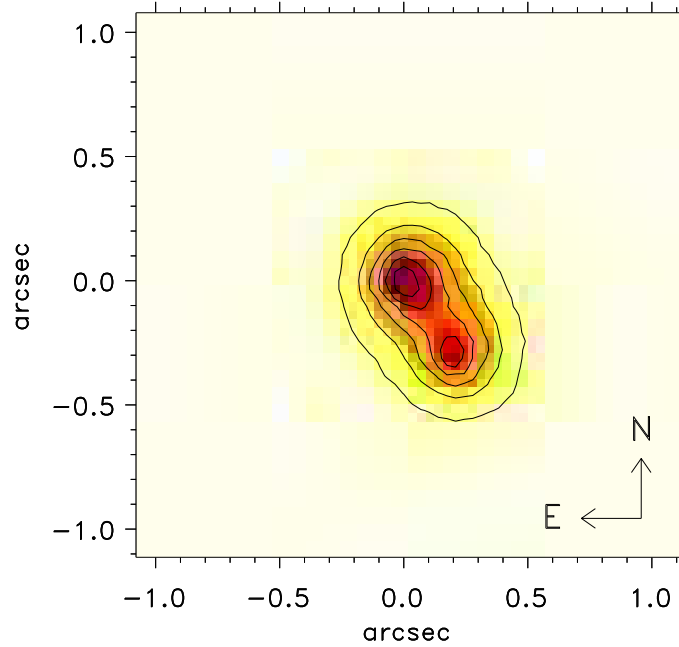


FIG. 5.7: Image PUEO-KIR en bande H du quasar APM 08279+5255. La correction d'optique adaptative a été effectuée directement sur l'objet de magnitude $R = 15.2$. Sa magnitude totale en bande H est 12.6 ± 0.1 . Deux composantes de séparation angulaire $0''.35 \pm 0''.02$ et de rapport d'intensité $I_{NE}/I_{SO} = 1.21 \pm 0.25$ sont clairement résolues.

Image directe

Une image de APM 08279+5255 incluant un champ de $18'' \times 18''$ a été réalisée en bande H avec l'optique adaptative PUEO combiné à la caméra proche infrarouge KIR. Dans le référentiel du quasar, la longueur d'onde centrale $\lambda_c = 16500 \text{ \AA}$ de la bande H correspond à une longueur d'onde au repos $\lambda_0 \approx 3400 \text{ \AA}$ très proche de la bande U . La correction d'optique adaptative a été réalisée sur l'objet lui-même, celui-ci étant suffisamment brillant avec une magnitude $R = 15.2$. Après réduction, l'image finale obtenue possède une résolution FWHM de typiquement $0''.3$ (voir Figure 5.7).

De magnitude totale $H = 12.6 \pm 0.1$, APM 08279+5255 est résolu en deux composantes distinctes de séparation angulaire $\Delta\theta = 0''.35 \pm 0''.02$ et de rapport d'intensités $I_{NE}/I_{SO} = 1.21 \pm 0.25$. Il existe aussi un résidu de quatre magnitudes plus faible que le quasar lui-même entre les deux images du quasar. La cause la plus probable en est que la correction d'optique adaptative n'a pas été parfaite à la fois en raison de l'instabilité des conditions atmosphériques lors de l'observation et de l'équivalence des intensités dans chacune des deux composantes. Ailleurs dans le champ, un seul objet non résolu est détecté à 5σ : il se trouve $10''$ au Sud-est de la position moyenne du quasar et possède une magnitude $H = 21.3$.

Spectroscopie intégrale de champ

La nature double de APM 08279+5255 associée au fait que les deux composantes sont d'intensités en bande H comparables suggère que l'on est en présence d'un effet de lentille gravitationnelle. On ne peut cependant exclure à ce stade que l'une des deux images soit celle d'un autre quasar, ou simplement celle d'une étoile d'avant-plan. Pour cette raison ainsi que pour rechercher l'émission Lyman- α de possibles compagnons de APM 08279+5255, un spectre intégral de champ du champ de $15'' \times 12''$ centré sur l'objet a été obtenue avec le spectrographe intégral de champ OASIS (voir Section 5.2). La qualité des conditions atmosphériques n'a pas dépassé $1''.5$ FWHM lors de l'observation, et la correction d'optique adaptative n'a pas été appliquée. Le spectre de APM 08279+5255 a été reconstruit en intégrant tous les spectres élémentaires du cube de données à l'intérieur d'un disque de $1''.5$ de rayon et centré sur la position moyenne de l'image du quasar reconstituée avec toutes les longueurs d'onde disponibles (voir Figure 5.8).

Entre 5600 et 6200 Å, une raie d'absorption Lyman- α très large est visible dans le bleu de la raie d'émission NV et elle correspond à des nuages de gaz qui sont éjectés par le quasar. D'autre part, une absorption par le doublet NV $\lambda\lambda 1238,1242$ est détectée dans le rouge de cette même raie à un décalage spectral $z_{\text{abs}} = 3.9014$. C'est une indication qu'une partie du gaz est en mouvement par rapport au quasar avec une différence de vitesses typiquement supérieure à 1500 km s^{-1} . Downes et al. (1999) considèrent que le décalage spectral $z_{\text{em}} = 3.911$ des raies moléculaires CO(4-3) et CO(9-8) correspond au décalage spectral de la galaxie hôte du quasar. Dans cette hypothèse, les raies d'émission de haute ionisation du quasar sont la manifestation d'un gaz éjecté par le noyau actif à une vitesse de $+2500 \text{ km s}^{-1}$ relativement au gaz moléculaire, et les quatre principales composantes du système de raies d'absorption très larges ont alors des vitesses relatives de $+500$, $+5330$, $+7750$ et $+10170 \text{ km s}^{-1}$ (voir aussi Hines et al. 1999).

Les deux composantes de APM 08279+5255 n'étant pas résolues dans les données OASIS, nous avons réalisé une simulation afin de pouvoir comparer les spectres de chacune d'entre elles. Dans ce modèle, on considère deux fonctions gaussiennes de largeur à mi-hauteur FWHM $1''.5$, de rapport d'intensité $r = 1.2$ et de séparation angulaire $\Delta\theta = 0''.35$. La composante la plus faible domine la plus forte d'un facteur R supérieur à deux à partir d'une distance à la position médiane entre les deux composantes qui satisfait :

$$d > \frac{\text{FWHM}^2 \ln(rR)}{8\Delta\theta \ln(2)} = 1''.0 \quad (5.1)$$

La taille et le centre du disque d'extraction du spectre de chaque composante sont en outre choisis de manière à ce que le signal de la composante considérée soit au moins le double du niveau du fond de ciel en tout point du disque. On calcule ensuite le rapport des spectres de la composantes Nord-est à la composante Sud-ouest normalisé à celui de l'étoile standard où la même extraction est appliquée. D'après la Figure 5.8, la seule

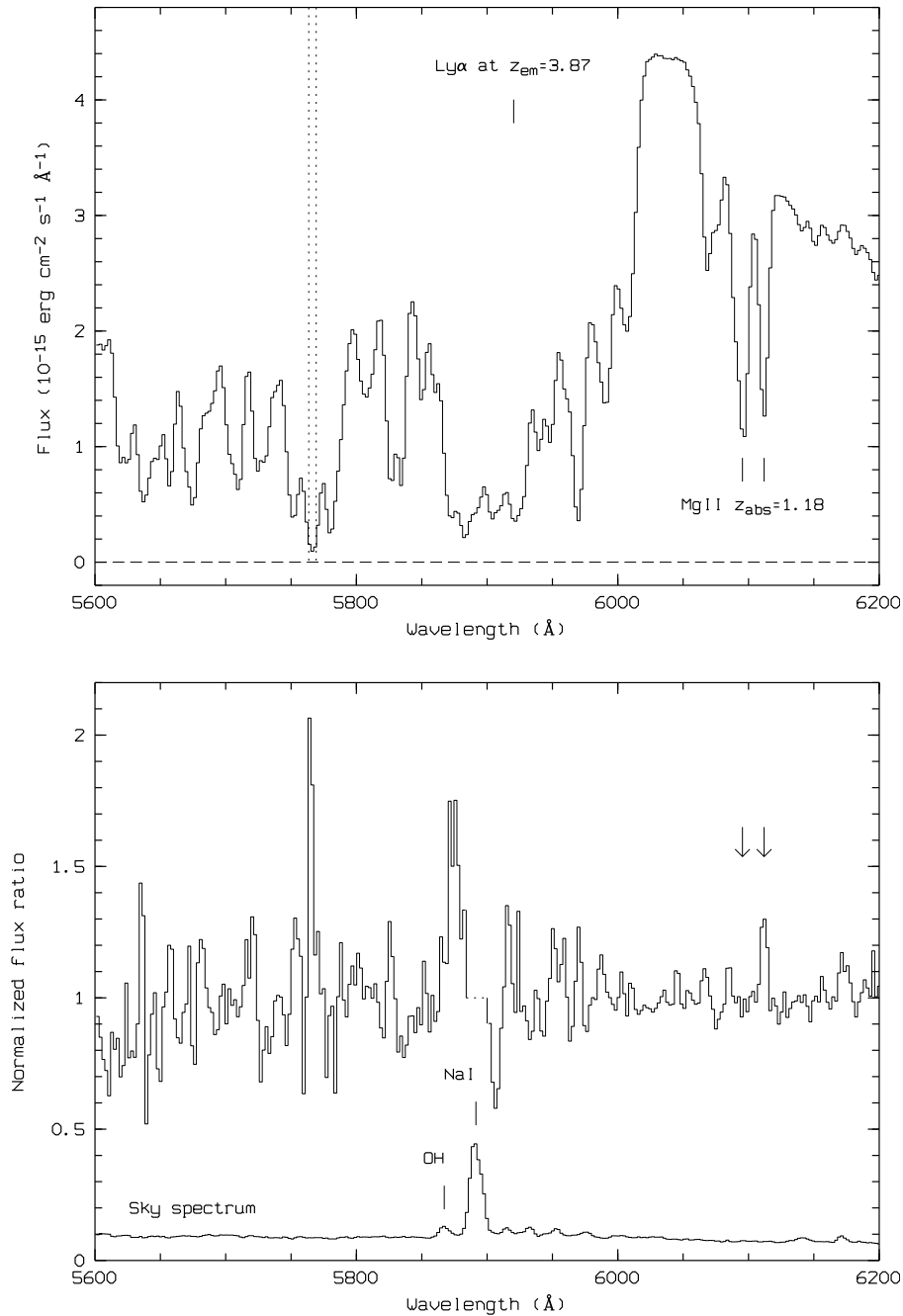


FIG. 5.8: **En haut** : spectre visible du quasar APM 08279+5255 obtenu en spectroscopie intégrale de champ. En raison de conditions d'observation nuageuses, la calibration en flux est incertaine par un facteur de l'ordre de 1.5. Les lignes verticales en pointillés montrent la position et la largeur du filtre utilisé pour reconstruire l'image en bande étroite dans la Figure 5.9.

En bas : rapport du spectre des composantes Nord-est et Sud-ouest du quasar. Il n'y a pas de différence systématique excepté dans la raie d'absorption $MgII\lambda 2803$ à $z_{abs} = 1.18$.

différence significative entre les spectres des deux composantes se situe au niveau de la raie $\text{MgII}\lambda 2803$ visible en absorption à 6112 \AA (la déviation standard est égale à 3σ).

Le rapport du doublet $\text{MgII}\lambda\lambda 2796, 2803$ et par conséquent aussi la densité de colonne sont plus faibles en avant-plan de la composante Nord-Est du quasar. C'est l'indication de variations de densité de colonne sur de *petites échelles* (typiquement $3 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$) dans le système MgII (fort) à $z_{\text{abs}} = 1.18$. Un spectre de rapport signal-sur-bruit extrêmement élevé a depuis été obtenu à haute résolution spectrale avec le télescope Keck I de 10 m (Ellison et al. 1999b). Toutefois, ce spectre est la superposition de la lumière provenant des deux images du quasar dont l'intensité est similaire. Ellison et al. (1999b) signalent qu'il ne leur est pas possible d'ajuster simultanément les profils des deux raies des doublets MgII non saturés qu'ils observent. Il s'agit là encore d'une manifestation des variations de la densité de colonne d'une ligne de visée à l'autre (voir aussi Rauch et al. 1999).

Finalement, la possibilité que APM 08279+5255 soit un quasar binaire, c'est-à-dire une paire physique où deux quasars distincts possèdent des décalages spectraux comparables, est rejetée par la présence de la raie d'absorption Lyman- α très large dans le spectre de chacune des composantes du quasar. D'une part ce phénomène est rarement observé, d'autre part la densité du gaz éjecté possède des variations spatiales extrêmement rapides si bien que le profil d'un système donné de raies d'absorption très larges est en soi unique. Comme dans le rapport des spectres des deux composantes on ne constate pas de différence significative au niveau des longueurs d'onde de la raie d'absorption très large, cela implique que les deux images sont celles d'un même et unique quasar soumis à un phénomène de lentille gravitationnelle.

Image reconstruite

Parmi les images en bande étroite (de largeur FWHM égale à 5.7 \AA) qu'il est possible de reconstruire de 5600 à 6200 \AA , nous ne détectons pas d'objet à raie d'émission de flux supérieur à $6 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ sans soustraction de l'image du quasar. Il faut cependant noter que mis à part la raie d'absorption Lyman- α très large cet intervalle de longueurs d'onde ne couvre pas le décalage spectral des systèmes d'absorption détectés dans le spectre de APM 08279+5255 pour ce qui est des émissions $[\text{OII}]$ et Lyman- α . Par contre, en soustrayant une image du quasar reconstruite à partir de toutes les longueurs d'onde disponibles, nous trouvons dans les absorptions de la forêt Lyman- α les plus profondes un excès de lumière $1''.5$ au Nord-Est du quasar. C'est en particulier le cas de l'image en bande étroite centrée sur 5766.4 \AA (voir Figure 5.9) où la magnitude de l'objet est estimée à $R \simeq 20.6$ si son spectre est plat le long de la bande R . Cependant, la non-détection dans le continu en H met des doutes sur la réalité de la détection en R , à moins qu'il ne s'agisse d'une raie d'émission.

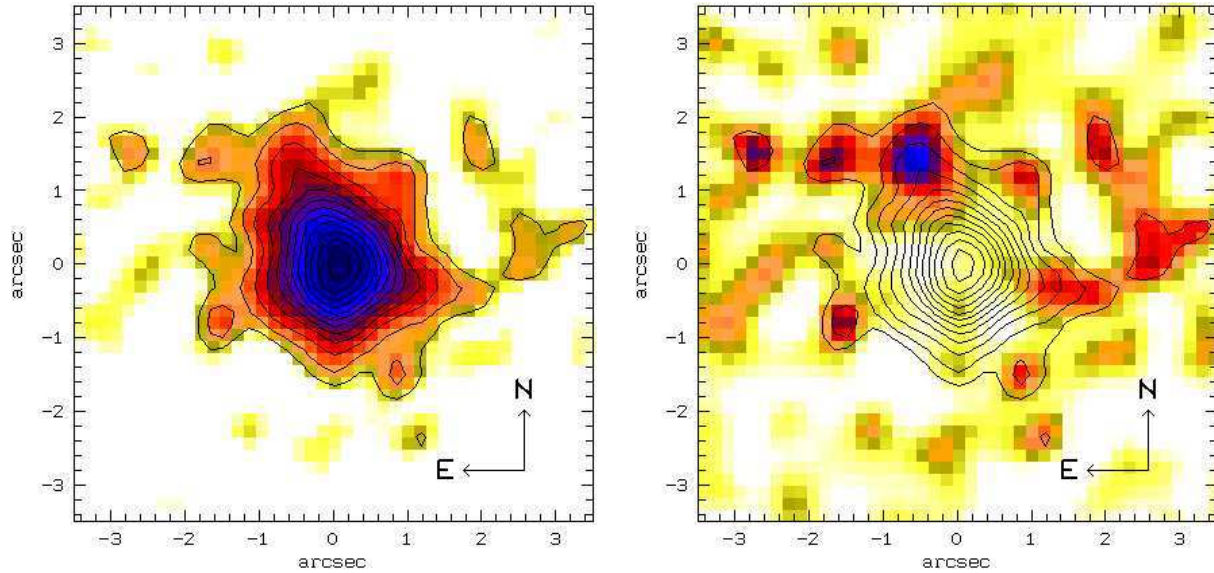


FIG. 5.9: **A gauche** : image en bande étroite du champ entourant le quasar APM 08279+5255 à partir de la spectroscopie intégrale. La longueur d'onde centrale et la largeur du filtre sont respectivement de : 5766.4 \AA et 5.7 \AA , et correspondent à l'absorption Lyman- α de la forêt la plus profonde qui soit observée dans le spectre.

A droite : même champ après soustraction de l'image du quasar. La magnitude de l'excès de flux à 3σ situé $1''.5$ au Nord-est du quasar est : $R \sim 20.6$ si son spectre est effectivement plat en bande R .

5.3.3 Caractéristiques de la lentille

Trois principaux systèmes d'absorption ont été détectés dans le spectre de APM 08279+5255 : un absorbant MgII *fort* à $z_{\text{abs}} = 1.18$, un autre système MgII à $z_{\text{abs}} = 1.81$ et un candidat Lyman- α lorentzien à $z_{\text{abs}} = 3.07$ (Irwin et al. 1998). Le candidat Lyman- α lorentzien n'a pas été confirmé par Hines et al. (1999). Ces auteurs montrent que, si les raies d'émission du quasar ne sont pas polarisées, les raies d'absorption très larges en revanche le sont au moins autant que le continu, avec une polarisation linéaire supérieure à 1%. Or, il se trouve que la polarisation augmente au niveau de la dépression située entre 4870 et 5015 \AA . Cela justifie l'identification de la dépression à la transition OVI/Ly β du système de raies d'absorption très larges associé au quasar.

Le paramètre d'impact moyen de la galaxie responsable du mirage gravitationnel est faible puisque celle-ci doit se trouver entre les deux images très rapprochées du quasar (voir plus loin). Un système d'absorption fort peut donc très bien se produire à la traversée de cette galaxie dans le spectre du quasar APM 08279+5255. Parmi les trois systèmes observés, l'absorbant MgII à $z_{\text{abs}} = 1.18$ est de loin le meilleur candidat, à moins qu'il ne se produise en fait dans le halo d'une galaxie de magnitude $H > 21.3$ non détectée dans

l'image PUEO de $18'' \times 18''$ (soit une dimension projetée de $155 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ à $z_{\text{abs}} = 1.18$).

Kochanek (1992) a en effet montré que les décalages spectraux intermédiaires sont favorisés : une lentille gravitationnelle est toujours plus efficace lorsqu'elle se trouve placée à mi-chemin entre la source et l'observateur. La distribution de probabilités du décalage spectral de la lentille est donc une fonction dont le maximum est prononcé. Dans le cas de APM 08279+5255 ($z_{\text{qso}} = 3.9$), ce maximum se situe à $z_{\text{gal}} = 1 - 1.15$ suivant la cosmologie adoptée. A plus grand décalage spectral, la probabilité devient rapidement négligeable et pour ce même quasar, elle est typiquement de 0.005 pour $z_{\text{gal}} = 3$.

Dispersion de vitesses et masse dynamique

Dans le cadre général de la théorie des lentilles gravitationnelles, une distribution de masse à symétrie sphérique engendre un nombre impair de solutions qui sont autant d'images du quasar à l'arrière-plan de la lentille (Young et al. 1980). Puisque nous ne détectons que deux de ces images dans nos données PUEO, la troisième doit être extrêmement faible : $H \geq 21.3$ ou bien située entre celles-ci avec $H \gtrsim 17$. Nous considérons ici un modèle simplifié où la lentille est une sphère isotherme singulière caractérisée par une dispersion de vitesses à une dimension σ_{\parallel} . Cette dispersion de vitesse est celle du halo de matière noire associé à la lentille. En suivant l'approche de Young et al. (1980), on peut dans ce cas montrer que l'angle de déviation de la lumière provenant du quasar est constant, et que pour des paramètres d'impact suffisamment petits, il se forme deux images dont la séparation $\Delta\theta$ et le rapport des brillances r satisfont respectivement :

$$\sigma_{\parallel} = c \left(\frac{S \Delta\theta}{8\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.2)$$

$$A = 2 \left(\frac{r+1}{r-1} \right) \quad (5.3)$$

Le facteur d'amplification totale du mirage gravitationnel A est une simple fonction du rapport des brillances des deux images du quasar, et elle tend vers l'infini si la lentille et la source sont parfaitement alignées. Pour APM 08279+5255, on a $r = I_{\text{NE}}/I_{\text{SO}} = 1.21$ et donc $A \sim 20$. S est le rapport de la distance de l'observateur à la source sur la distance de la lentille à la source. Avec $\Omega_0 = 1$, cette dernière expression s'écrit ainsi :

$$S = \frac{(1 + z_{\text{gal}})^{\frac{1}{2}} [(1 + z_{\text{qso}})^{\frac{1}{2}} - 1]}{(1 + z_{\text{qso}})^{\frac{1}{2}} - (1 + z_{\text{gal}})^{\frac{1}{2}}} \quad (5.4)$$

La dispersion de vitesse à une dimension et donc aussi la masse totale de la lentille peuvent être estimées directement à partir de la mesure de l'écart angulaire entre les deux images du quasar. Pour un décalage spectral $z_{\text{gal}} = 1.18$, on obtient la valeur $\sigma_{\parallel} = 121 \text{ km s}^{-1}$. Ce résultat est cohérent avec l'élargissement cinématique au repos de la raie $\text{MgII}\lambda 2803$ à 6112

Å : $\Delta V \approx 120 \text{ km s}^{-1}$ après correction de l'élargissement par la résolution instrumentale (5.7 Å FWHM). Cette comparaison entre dispersions de vitesses prédite et observée est basée sur l'hypothèse selon laquelle l'élargissement cinématique observé dans le gaz est représentatif de la dispersion de vitesses dans la galaxie. Le théorème du viriel implique d'autre part que la masse dynamique comprise dans un paramètre d'impact $R \sim \Delta\theta/2 \simeq 1.5 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ est la suivante :

$$M_{\text{dyn}} \geq 1.86 \times 10^{11} M_{\odot} \left(\frac{V}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{R}{40 h_{50}^{-1} \text{ kpc}} \right) \approx 1.6 \times 10^{10} h_{50}^{-1} M_{\odot} \quad (5.5)$$

où $V = \sqrt{3}\sigma_{\parallel}$. La masse du viriel correspondante est ainsi $M_L = \Omega_0/\Omega_b M_{\text{dyn}} \geq 4 \times 10^{11} h_{50}^{-1} M_{\odot}$. Les valeurs obtenues pour R , σ_{\parallel} et M_{dyn} sont faibles et typiques de celles que l'on peut rencontrer dans les *galaxies naines*.

Magnitude de la galaxie

Connaissant la valeur de la dispersion de vitesses dans le halo de matière noire de la lentille, il est désormais possible de calculer la magnitude attendue pour cet objet. La relation de Faber-Jackson pour une galaxie elliptique (resp. de Tully-Fisher pour une spirale) s'écrit :

$$M_B = -19.9 + 5 \log h - 2.5\gamma \log \left(\frac{\sigma}{\sigma_{\star}} \right) \quad (5.6)$$

où $\gamma = 4$ et $\sigma_{\star} = 220 \text{ km s}^{-1}$ (Kochanek 1993, 1996) (resp. $\gamma = 2.6$ et $\sigma_{\star} = 144 \text{ km s}^{-1}$; Fukugita & Turner 1991). À $z_{\text{abs}} = 1.18$, le flux en bande B est décalé vers le rouge en bande I , si bien que $I \sim 25.9$ (resp. $I \sim 23.7$) avec $\Omega_0 = 1$. En tenant compte de la correction moyenne pour passer du flux en bande I au flux en bande H : $K \sim -1.3$ pour une elliptique (resp. $K \sim -0.5$ pour une spirale), ainsi que du point zéro de ces deux bandes, on en déduit que $H \sim 25.0$ (resp. $H \sim 22.1$).

5.3.4 Conclusion

La détection par le Télescope Spatial Hubble de la galaxie responsable du mirage gravitationnel est une tâche délicate dans la mesure où celle-ci est placée entre les deux images du quasar qui ont une magnitude élevée : $H \sim 13.4$ et une séparation angulaire faible : $\Delta\theta \approx 0''.35$. Une image en bande H vient d'être obtenue avec le TSH et la caméra proche infrarouge NICMOS (Ibata et al. 1999). Ces auteurs montrent que la troisième composante du quasar est située entre les deux principales composantes de APM 08279+5255. La lentille gravitationnelle n'est pas détectée cependant. D'après l'intensité résiduelle des raies d'absorption saturées dans le spectre Keck du quasar (Ellison et al. 1999b), sa magnitude est estimée à $V \gtrsim 22$ (Ibata et al. 1999), ce qui est compatible avec l'hypothèse qu'il s'agit d'une petite galaxie spirale.

En ce qui concerne la source de l'émission de lumière, deux autres quasars à grand décalage spectral ont des caractéristiques très similaires à celles de APM 08279+5255. Il s'agit de FIRAS 10214+4724 à $z_{\text{em}} = 2.29$ (Rowan-Robinson et al. 1991; Scoville et al. 1995; Eisenhardt et al. 1996) ainsi que, tout particulièrement, de H 1413+117 à $z_{\text{em}} = 2.56$ ("Le Trèfle"; Magain et al. 1988; Barvainis et al. 1994, 1995). Ce sont eux aussi des mirages gravitationnels fortement amplifiés qui ont été détectés dans l'infrarouge lointain et dans le domaine sub-millimétrique. Le quasar H 1413+117 possède en outre des raies d'absorption très larges.

Dans le cadre du modèle unifié des quasars, APM 08279+5255, H 1413+117 et FIRAS 10214+4724 pourraient être des manifestations différentes d'un seul et même type d'objets (voir Figure 5.10). L'observation de lumière polarisée dans les galaxies infrarouges ultra-lumineuses et à un moindre niveau dans les quasars à raies d'absorption très larges est expliquée par un phénomène de réflexion du rayonnement émis par le noyau actif sur des nuages ou un vent de matière ionisée. Cependant, ni FIRAS 10214+4724 ni H 1413+117 n'est intrinsèquement aussi lumineux que APM 08279+5255. Le facteur d'amplification optique total de ce dernier étant de l'ordre de 21, sa luminosité intrinsèque est typiquement de plusieurs fois $10^{14} L_{\odot}$, ce qui reste malgré tout parmi les plus élevées qui soient.

La découverte de APM 08279+5255 est d'autant plus importante qu'à l'heure actuelle on ne connaît qu'une petite dizaine de paires de quasars dédoublés gravitationnellement¹. Son éclat en fait aussi une cible de choix pour l'étude spectroscopique des abondances chimiques des nuages de la forêt Lyman- α et de l'inhomogénéité des absorbants métalliques à l'échelle du kiloparsec (Ellison et al. 1999a,b).

¹Notons que pour estimer la constante de Hubble H_0 à partir de cet objet, il faudrait mesurer le délai temporel associé aux chemins optiques de chacune des images (Refsdal 1964). Les trajets étant différents, les variations éventuelles du flux du quasar ne seront pas perçues simultanément par l'observateur. Il s'agirait donc de mesurer à intervalle régulier le rapport des flux des deux images sur une période de l'ordre de l'année (Vanderriest et al. 1989). Le délai temporel est d'autant plus court que la paire est plus serrée, si bien que cette période pourrait être de quelques mois seulement dans le cas de APM 08279+5255. La mesure du rapport des flux doit se faire aux fréquences radio plutôt que dans le domaine visible afin de profiter de la grande résolution spatiale offerte par les interféromètres à longue base et être la plus précise possible.

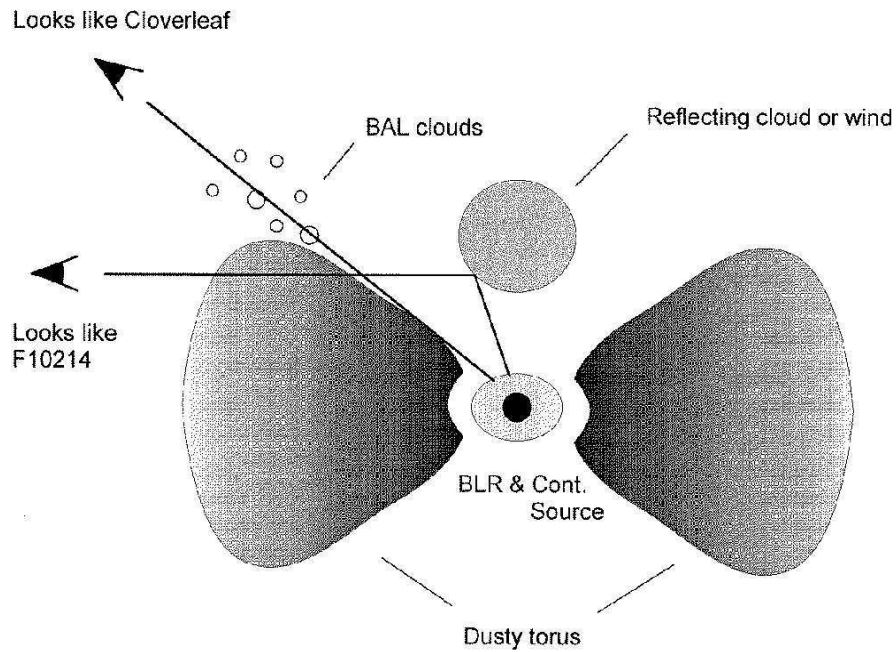


FIG. 5.10: Schéma illustratif (Barvainis et al. 1995) du modèle unifié où les quasars, les quasars à raies d'absorption très larges (tels que H 1413+117 et APM 08279+5255) et les galaxies infrarouges ultra-lumineuses (telles que FIRAS 10214+4724) sont en réalité des objets similaires observés avec différents angles d'inclinaison : $i \sim 0^\circ$, $0^\circ < i < 90^\circ$ et $i \sim 90^\circ$ respectivement. Les raies d'absorption très larges sont causées par des nuages dont le facteur de couverture est de 0.1. Ces nuages proviennent de la surface d'un tore de poussières qui entoure la région d'émission des raies larges et du continu des quasars.

5.4 Cas des systèmes lorentziens

Recherches de l'émission et limites de flux

Avec de fortes densités de colonne en hydrogène neutre, et un niveau plus ou moins élevé d'enrichissement chimique, les systèmes lorentziens ont été souvent considérés comme étant des régions de formation d'étoiles à grand décalage spectral. Des signes de cette activité ont donc été recherchés, à la fois dans les systèmes lorentziens et dans de possibles galaxies compagnons. Les différents relevés ont été basés sur la recherche de l'émission Lyman- α , mais ils n'ont cependant abouti qu'à la détection de quelques rares systèmes lorentziens.

Les meilleures limites de détection atteintes à ce jour sont celles de Lowenthal et al. (1995) qui ont combiné les techniques de l'imagerie Fabry-Pérot et celles de la spectroscopie à longue fente pour observer un total de 11 systèmes lorentziens à $2 < z_{\text{abs}} < 3.15$. Lowenthal et al. (1995) ne détectent pas d'émission Lyman- α supérieure à $3 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Cette limite en flux correspond à un taux de formation d'étoiles de l'ordre de $1 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ en l'absence de poussière, soit 10 fois moins que dans les grandes galaxies spirales de notre environnement local. Les systèmes lorentziens détectés se situent pour la plupart à un décalage spectral voisin de celui du quasar : $z_{\text{abs}} \sim z_{\text{em}}$ (Hunstead et al. 1990; Møller & Warren 1993; Leibundgut & Robertson 1999; Fynbo et al. 1999). Pour les quatre objets dans le spectre de : Q 0836+113 (non confirmé par Lowenthal et al. 1995), Q 0528–250, Q 2059–360 et Q 0151+048A en effet, le quasar est suffisamment proche pour ioniser le gaz et produire l'émission Lyman- α observée, même s'il est vraisemblable que le gaz n'est pas physiquement associé au quasar (voir Møller et al. 1998). La Table 5.1 donne un résumé des flux et des limites sur l'émission Lyman- α des différents systèmes lorentziens observés jusqu'à maintenant.

Les seules détections de l'émission Lyman- α de systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$ sont celles de Q 2233+131 à $z_{\text{abs}} = 3.15$ et DMS 2247–0209 à $z_{\text{abs}} = 4.10$ (Djorgovski et al. 1996; Djorgovski 1997). Les propriétés de l'objet dans le champ de Q 2233+131 sont celles d'une jeune galaxie spirale dans le processus de formation : sa luminosité est $\sim L_{\star}$, son taux de formation d'étoiles $\approx 14 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ et sa taille physique $\sim 21 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ (d'après la séparation angulaire de $2''.4$ entre l'émission et le système lorentzien). Cet objet plutôt compact ressemble de fait aux sphéroïdes des galaxies de Steidel. Son émission Lyman- α est d'ailleurs asymétrique avec une queue dans le rouge. En ce qui concerne l'objet dans le champ de DMS 2247–0209, il s'agit d'une galaxie de magnitude $R \approx 26$ décalée de $3''.3$ par rapport au quasar (soit une distance de $43 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$). La luminosité déduite du continu de la galaxie est $\sim 0.5 L_{\star}$, et le taux de formation d'étoiles $\approx 1.4 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, ce qui en fait un objet très jeune ou plus vraisemblablement une galaxie naine. Une faible raie d'émission Lyman- α est détectée à $z_{\text{abs}} = 4.097$, mais le spectre Keck n'est cependant pas de rapport signal-sur-bruit suffisant pour qu'il soit possible d'étudier le profil de la raie.

TAB. 5.1: Résumé des limites de flux sur l'émission $Ly\alpha$.

Champ	z_{abs}	$F(Ly\alpha)$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	Référence
Q 0151+048A	1.93	1.9×10^{-15}	Fynbo et al. (1999)
Q 1215+333	2.00	$< 6.3 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 0201+3634	2.46	$< 3.6 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 1409+093	2.46	$< 5.0 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 0836+113	2.47	2.9×10^{-17}	Hunstead et al. (1990)
Q 1209+0919	2.58	$< 4.2 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 0913+0715	2.62	$< 2.8 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 1409+093	2.67	$< 5.0 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 1337+113	2.80	$< 1.1 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 0045-0341	2.81	$< 2.1 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 0528-250	2.81	7.4×10^{-17}	Møller & Warren (1993)
Q 0336-0142	3.06	$< 3.6 \times 10^{-17}$	Lowenthal et al. (1995)
Q 2059-360	3.08	2.0×10^{-16}	Leibundgut & Robertson (1999)
Q 2233+131	3.15	6.4×10^{-17}	Djorgovski et al. (1996)
DMS 2247-0209	4.10	3.5×10^{-18}	Djorgovski (1997)
PSS 1443+2724	4.22	$< 1.0 \times 10^{-17}$	ce travail
BR 1202-0725	4.38	$< 4.0 \times 10^{-17}$	Petitjean et al. (1996)
BRI 1335-0415	4.41	$< 1.0 \times 10^{-17}$	ce travail

Galaxies à raie d'émission dans le champ

S'il y a peu ou pas d'émission Lyman- α dans le voisinage immédiat des systèmes lorentziens à $z_{abs} \ll z_{em}$, deux galaxies à raies d'émission au décalage spectral de systèmes lorentziens ont en revanche été détectées à 540 et 600 h_{50}^{-1} kpc de la ligne de visée des quasars PHL 957 et Q 0000-2619 respectivement (Lowenthal et al. 1991; Macchetto et al. 1993). Un groupe de galaxies a aussi été découvert, la galaxies la plus proche étant située à 170 h_{50}^{-1} kpc de la ligne de visée (Francis et al. 1996). Le taux de formation d'étoiles déduit des flux Lyman- α est de $5 - 20 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ en l'absence de poussière, ce qui est comparable aux valeurs observées dans les galaxies locales de type spiral Sc. Les relevés de l'émission $H\alpha$ sont a priori moins affectés par la présence de poussières, ce qui permet de quantifier l'importance de l'extinction et de la diffusion résonnante dans les relevés de l'émission Lyman- α .

Mannucci et al. (1998) (voir aussi Bunker et al. 1999; Teplitz et al. 1998) ont effectué une recherche en bande étroite de l'émission $H\alpha$ au décalage spectral des systèmes lorentziens dans un total de 19 champs, et avec une limite de détection de seulement $1.6 \times 10^{-16} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Dans cinq champs, ils ont trouvé 16 candidats émetteurs $H\alpha$ à $1.2 < z_{em} < 2.5$ et deux candidats émetteurs [OII] à $z_{em} \simeq 1.2$. Les distances projetées de ces candidats vont de $9''$ à $120''$ par rapport au quasar, soit encore 70 h_{50}^{-1} kpc à 1 h_{50}^{-1} Mpc. Ces valeurs sont trop élevées pour que l'un des candidats soit directement responsable de l'absorption Lyman- α , mais cela montre en tout cas que les systèmes lorentziens sont fortement corrélés aux galaxies normales de champ (voir aussi Wolfe 1993).

La plupart des émetteurs Lyman- α sont de petits objets résolus avec des tailles de

l'ordre de $10 h_{50}^{-1} \text{kpc}$, et des taux de formation d'étoiles mesurés : $70 - 200 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ comparables à ceux déduits de la spectroscopie proche infrarouge des galaxies de Steidel ($40 - 530 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{an}^{-1}$; Pettini et al. 1998). Dans les galaxies de Steidel, l'émission Lyman- α sous-estime par 1.3 dex en moyenne le taux de formation d'étoiles calculé à partir de l'émission H α , tandis que l'extinction à 1500 Å est typiquement comprise entre une et deux magnitudes. D'après ces résultats, il semble y avoir concordance entre les abondances mesurées dans les systèmes lorentziens et la production des métaux dans les galaxies formant activement des étoiles (voir Pettini et al. 1998). Par conséquent, il existe sans doute un lien entre les galaxies de Steidel et les systèmes lorentziens, et cette possibilité est discutée plus avant dans la Sous-section 5.5.3.

5.4.1 Champ de BRI 1335–0415

BRI 1335–0415 est un quasar non émetteur radio de magnitude $R = 19.4$ situé à très grand décalage spectral $z_{\text{em}} \approx 4.4$. Il fait partie de l'échantillon des 31 quasars à $z_{\text{em}} > 3.9$ qui ont été sélectionnés dans le visible pendant le relevé multi-couleurs de l'APM (Irwin et al. 1991; Storrie-Lombardi et al. 1996b). En fait, BRI 1335–0415 est à $z_{\text{em}} > 4$ la source d'émission de poussières à 1.3 mm la plus forte (Omont et al. 1996a) après le quasar BR 1202–0725 (Omont et al. 1996b). Cependant, cette émission n'est pas étendue comme c'est le cas pour BR 1202–0725 où une autre composante existe à 4" du quasar et correspond à un compagnon Lyman- α à $z_{\text{em}} \approx z_{\text{qso}}$ (Petitjean et al. 1996a; Hu et al. 1996).

BRI 1335–0415 a de plus été détecté à 3 mm dans la raie $J = 5 - 4$ de la molécule de CO (Guilloteau et al. 1997). C'est la deuxième détection de CO à $z_{\text{em}} > 3$ et son intensité est encore une fois comparable à celle de BR 1202–0725. La principale différence entre ces deux objets provient d'un système d'absorption à $z_{\text{abs}} = 4.405$ dans le spectre de BRI 1335–0415, qui se manifeste par les raies SiII λ 1260 et CII λ 1334 (Storrie-Lombardi et al. 1996b). Il y a une forte raie d'absorption Lyman- α à ~ 6580 Å confirmant ainsi la présence d'un absorbant métallique de densité de colonne en hydrogène neutre élevée. Dans le spectre OASIS (voir Figure 5.11), nous avons estimé que $\log N(\text{HI}) \sim 19.4$, ce qui montre qu'il s'agit d'un système lorentzien à $z_{\text{abs}} = 4.405 \approx z_{\text{em}}$.

5.4.2 Champ de PSS 1443+2724

PSS 1443+2724 est lui aussi un quasar à très grand décalage spectral avec $z_{\text{em}} = 4.42$, et sa magnitude est $r = 19.3$ (Kennefick et al. 1995). Il compte parmi les cinq quasars découverts pendant une recherche multi-couleurs de quasars à $z_{\text{em}} > 4$ utilisant une version digitalisée du second relevé de l'observatoire du mont Palomar (POSS II; Reid et al. 1991). Depuis cette époque, il n'y a pas eu d'étude plus approfondie de PSS 1443+2724 malgré la

TAB. 5.2: Journal des observations OASIS.

Objet	R	z_{em}	Date	Scénario	Intervalle (Å)	FWHM (Å)	T_{exp} (s)
BRI 1335-0415	19.4	4.40	27-30/3/98	F8/MR2/0''4	6200-7000	5.8	14400
PSS 1443+2724	19.6	4.42	27-30/3/98	F8/MR2/0''4	6200-7000	5.8	15914

présence d'une possible raie d'absorption Lyman- α lorentzienne dans son spectre à 6352 Å (Kennefick et al. 1995). Les données OASIS nous ont permis de confirmer ce candidat système lorentzien et d'identifier les raies d'absorption métalliques SiII λ 1260, OI λ 1302, SiII λ 1304 et CII λ 1334 qui lui sont associées à $z_{abs} = 4.22$. La densité de colonne en hydrogène neutre de ce système lorentzien est difficile à estimer étant donnée l'incertitude relative au placement du continu, et elle est typiquement comprise entre $20.5 < \log N(\text{HI}) < 21$.

Résultats

Le journal des observations de chaque champ se trouve dans la Table 5.2. Les spectres des quasars BRI 1335-0415 et PSS 1443+2724 ainsi que deux images en bande étroite reconstruites au décalage spectral de chaque systèmes lorentziens sont donnés en Figure 5.11. Le seul objet détecté mis à part l'un des quasars centraux est une galaxie dans le champ de BRI 1335-0415. Il s'agit d'une galaxie d'avant-plan car elle émet un continu de magnitude $R \sim 20$ dans différentes images en bande étroite centrées sur les absorptions de la forêt Lyman- α les plus profondes du spectre de BRI 1335-0415. Le flux de cette galaxie n'est donc pas absorbé par la forêt Lyman- α dans l'intervalle de longueurs d'onde couvert par l'observation, ce qui donne une limite supérieure sur son décalage spectral $z_{em} < 4.1$.

Nous ne détectons en revanche aucune émission des systèmes lorentziens dans chacun des deux champs. Les trois objets à l'Ouest de PSS 1443+2724 sont des cosmiques résiduels (voir Sous-section 5.2.4). Les cubes de données combinés sont de qualité très comparable. Nous avons donc calculé les limites sur le flux Lyman- α des deux systèmes lorentziens à partir de l'intensité de la galaxie dans le champ de BRI 1335-0415. Pour cela, nous avons utilisé des images en bande étroite ayant une largeur égale à la résolution instrumentale FWHM, soit 5.8 Å. Dans ces différentes images, le flux vaut typiquement 1×10^{-17} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ pour une ouverture circulaire de $\approx 2''8$ de diamètre. Cela correspond à une limite de détection de 1.5×10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ arcsec $^{-2}$.

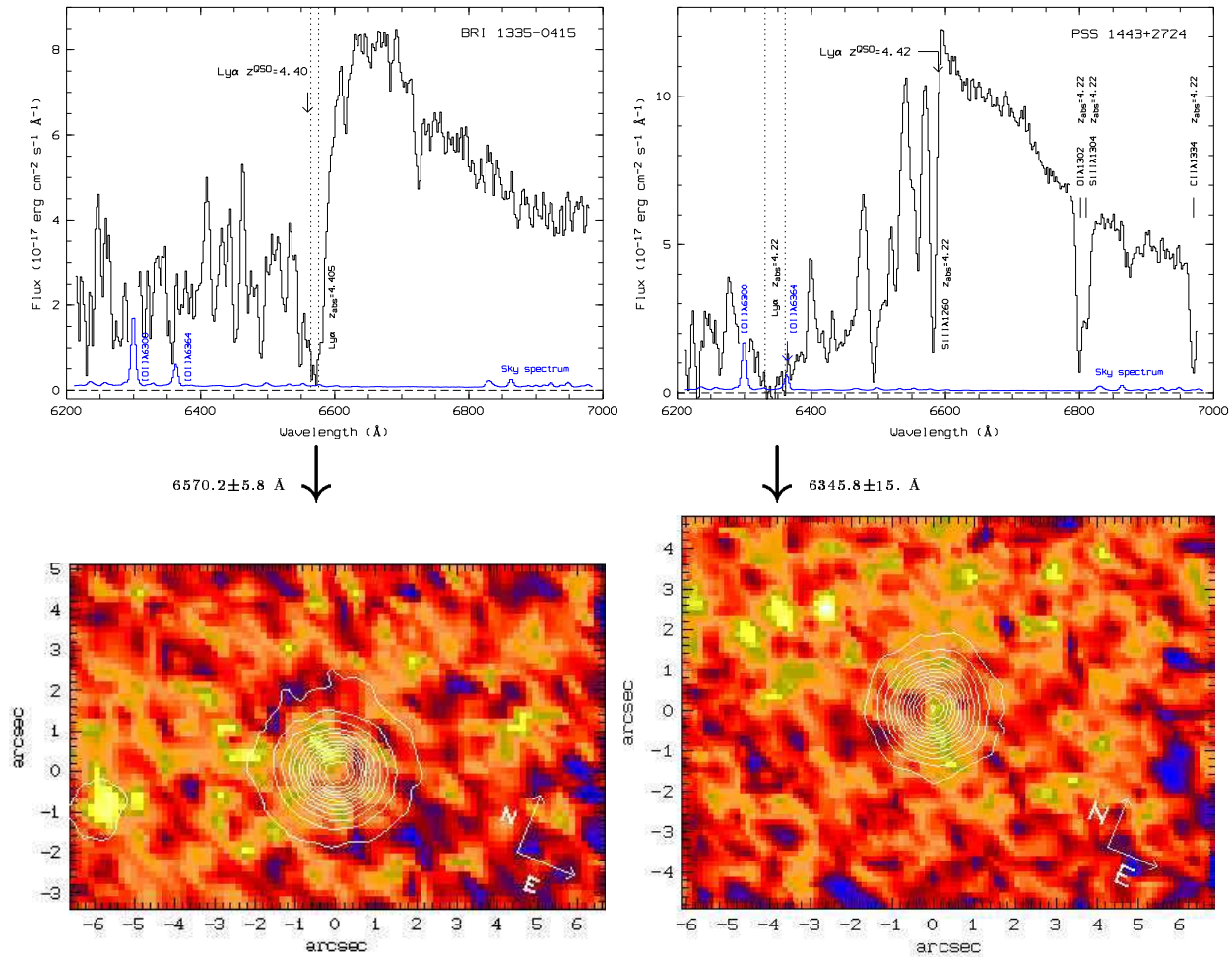


FIG. 5.11: Observations OASIS du champ des quasars BRI 1335–0415 et PSS 1443+2724.

En haut : spectres des quasars calibrés en flux et reconstruits avec les cubes de données résultant de la mosaïque d'un total de quatre poses de 3600 – 4500 s chacune. Ce sont actuellement les meilleurs spectres disponibles. Exceptée la forêt Lyman- α , les principales raies d'absorption sont indiquées autour de la position des raies Ly α /NV des deux quasars. Le spectre du fond du ciel nocturne au Mauna Kea (en bleu) a été calibré en flux pour comparaison.

En bas : images en bande étroite des systèmes lorentziens dans le spectre de ces quasars, obtenues avec des filtres carrés centrés sur chacune des absorptions Lyman- α (voir les lignes en pointillés dans les deux spectres). *Le contraste a été volontairement amplifié de manière à discerner les fluctuations d'intensité dans le fond des images.* Les contours des images des quasars intégrées sur toutes les longueurs d'onde ont été superposés : dans le champ de BRI 1335–0415, une galaxie d'avant-plan est détectée dans le continu avec une magnitude $R \sim 20$. Dans le champ de PSS 1443+2724, seuls trois cosmiques résiduels sont visibles.

5.5 Modélisation de l'émission $Ly\alpha$

Les observations effectuées avec le spectrographe intégral de champ OASIS ont permis d'obtenir une limite supérieure sur l'émission Lyman- α de deux systèmes lorentziens aux plus grands décalages spectraux connus : $z_{abs} > 4$. Nous nous proposons maintenant de calculer plus généralement la luminosité Lyman- α des systèmes lorentziens, en utilisant deux modèles indépendants pour leur taux de formation d'étoiles intrinsèque. Cela nous permet de discuter plus avant de la nature et de la taille des objets auxquels il sont associés et, en particulier, de leur lien avec les régions de formation d'étoiles à grand décalage spectral.

5.5.1 L'évolution chimique cosmique

Notre première approche consiste à *suivre l'évolution cosmique de la formation d'étoiles moyenne dans l'Univers* (Pei et al. 1999).

On fait initialement l'hypothèse selon laquelle les systèmes lorentziens sont de grands disques de galaxie. Pour cela, on suppose que la densité volumique de systèmes lorentziens à grand z_{abs} est égale à celle des systèmes à $z_{abs} = 0$ (leur rayon change mais pas leur nombre), et que le taux de formation d'étoiles à $z_{em} \neq 0$ est proportionnel à la luminosité moyenne d'une galaxie spirale à $z_{em} = 0$. Le taux de formation d'étoiles volumique moyen étant relié à la densité cosmique de gaz neutre (corrigée du biais d'extinction des quasars) par :

$$\dot{\rho}(z) = -\frac{3H_0^2\dot{\Omega}_g(z)}{8\pi G} \quad (5.7)$$

on peut alors montrer que le taux de formation d'étoiles moyen est (voir Bunker et al. 1999, pour les détails techniques) :

$$\dot{M}_{\text{disque}}(z) = -2.96 \times 10^4 \dot{\Omega}_g(z) h_{50}^{-1} M_{\odot} \text{ an}^{-1} \quad (5.8)$$

Il se trouve que la densité cosmique de gaz neutre corrigée du biais d'extinction des quasars est obtenue comme solution dans les modèles de Pei et al. (1999) qui décrivent de manière cohérente l'évolution chimique moyenne de l'Univers.

Dans l'hypothèse où les systèmes lorentziens ne seraient pas des grands disques mais des structures protogalactiques en voie de fusion, on suppose que la densité volumique de systèmes lorentziens était plus importante dans le passé (leur nombre $n(z)$ change mais pas leur rayon $R_{\star} = 23 h_{50}^{-1} \text{kpc}$). Le rapport du nombre moyen de disques attendus (voir Lanzetta et al. 1991) :

$$\langle n(z) \rangle = 1.9 \times 10^{-2} \left(\frac{R_{\star}}{23 h_{50}^{-1} \text{kpc}} \right) (1 + \langle z \rangle)(1 + 2q_0 \langle z \rangle)^{\frac{1}{2}} \quad (5.9)$$

au nombre moyen de systèmes lorentziens observés (Lanzetta et al. 1995b; Storrie-Lombardi et al. 1996a) correspond typiquement au nombre de structures protogalactiques F qui s'assembleront pour donner une galaxie spirale dans notre environnement local : $F \sim 7$ (resp. 11) pour $\langle z \rangle \simeq 2.5$ (resp. 4.1). On en déduit simplement le taux de formation d'étoiles moyen dans un des fragments par :

$$\dot{M}_{\text{fragm}}(z) = \dot{M}_{\text{disque}}(z)/F \quad (5.10)$$

Extinction par les poussières

Ces différents calculs ne tiennent cependant pas compte du fait que l'émission Lyman- α est sujette à l'extinction par les poussières, contrairement à l'émission $H\alpha$. Pour corriger de l'extinction par les poussières le flux de la raie Lyman- α , qui est proportionnel au taux de formation d'étoiles dans l'hypothèse où ce dernier est constant (loi de Kennicutt 1983) :

$$L(\text{Ly}\alpha) = f_e \dot{M} \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1} \quad (5.11)$$

nous nous servons des valeurs de la métallicité *mesurées* dans les systèmes lorentziens. Haiman & Spaans (1999) résolvent le problème du transfert radiatif dans un milieu statique et inhomogène, et nous nous plaçons dans le cadre de cette simulation numérique. L'intérêt de cette dernière est de calculer la fraction f_e de photons Lyman- α qui s'échappent du milieu en fonction de la métallicité de ce milieu. Cela nous permet d'évaluer f_e moyennant certaines hypothèses (voir Sous-section 5.5.2).

5.5.2 Formation hiérarchique de halos

La seconde approche consiste à se placer immédiatement dans le cadre conceptuel des modèles hiérarchiques décrivant la formation des halos de la matière noire (Press & Schechter 1974) et à contraindre a posteriori la vitesse circulaire des halos qui contiennent les systèmes lorentziens. Cela signifie que l'on *suit l'évolution de la masse moyenne des halos qui augmente régulièrement par le processus de leur fusion*.

La théorie de la formation hiérarchique des galaxies a connu dans les toutes dernières années un important succès. En effet, ses prédictions sont en accord (Baugh et al. 1998) avec l'histoire globale de la formation des étoiles observée dans les échantillons de galaxies à $3 \lesssim z_{\text{em}} \lesssim 4$ (Madau et al. 1996, 1998).

Dans la théorie hiérarchique, les galaxies spirales, naines ou irrégulières sont créées à partir du gaz qui s'accumule dans les halos de la matière noire, tandis que les galaxies elliptiques géantes et les sphéroïdes se produisent lors de la fusion des galaxies spirales (Mao & Mo 1998). Elle prédit en particulier que la masse caractéristique d'un halo qui se forme à un décalage spectral z donné est simplement reliée à la vitesse circulaire de la

matière noire (voir Cole et al. 1994) :

$$M_{\text{halo}}(V_c, z) = 4.7 \times 10^5 h_{50}^{-1} M_{\odot} \left(\frac{V_c}{\text{km s}^{-1}} \right)^3 (1+z)^{-\frac{3}{2}} \quad (5.12)$$

avec $\Omega_0 = 1$. De nouveaux halos se créent sans cesse par fusion des halos existants déjà. Le nombre de halos diminue avec le temps mais la masse de chacun d'eux augmente régulièrement. En conséquence, la relation 5.12 décrit aussi à vitesse circulaire fixée l'évolution de la masse caractéristique des halos en fonction du décalage spectral z . Dans le cadre de ce modèle, on s'attend donc à ce que les systèmes lorentziens, dont la densité numérique par ligne de visée est observationnellement une fonction croissante de z_{abs} (Storrie-Lombardi et al. 1996a), soient majoritairement associés aux plus grands décalages spectraux à des halos de faibles masses (et faibles vitesses circulaires) qui se trouvent dans le processus de fusion (Rauch et al. 1997a).

Taille et vitesse circulaire

McDonald & Miralda-Escudé (1999) considèrent un modèle de systèmes lorentziens basé sur des nuages aux mouvements aléatoires dans des halos sphériques. Ils utilisent le formalisme de Press & Schechter (1974) pour l'abondance des halos, et les observations de la distribution des densités de colonne en hydrogène neutre pour contraindre la répartition spatiale et la masse totale des nuages. Ils montrent que ce modèle de halos sphériques est en accord avec la cinématique des systèmes lorentziens observée dans les multiples composantes de leurs profils de raies d'absorption de basse ionisation : il passe en effet avec succès les tests de Kolmogorov-Smirnov définis par Prochaska & Wolfe (1997b), et notamment celui sur l'élargissement en vitesses ΔV des profils, tout en reproduisant la fraction de la densité critique de matière observée sous forme de gaz atomique Ω_g et l'évolution de la fréquence des systèmes lorentziens par unité de décalage spectral dn/dz .

Ce résultat semble contraire à celui de Prochaska & Wolfe (1997b, 1998) qui trouvent que seuls des modèles de disques épais en rotation rapide peuvent statistiquement reproduire les données. Ces derniers auteurs rejettent notamment les modèles de halos galactiques isothermes et les disques du modèle hiérarchique de la matière noire froide (Kauffmann 1996) (voir Chapitre 2). En fait, le modèle de halos de Prochaska & Wolfe (1997b) est beaucoup trop simplifié pour passer avec succès le test sur l'élargissement en vitesses des profils, car la dispersion des vitesses internes et le nombre des nuages traversés sont chacun fixés à la même valeur dans tous les halos (190 km s^{-1} et 10 composantes).

Dans une simulation de 5400 systèmes lorentziens, McDonald & Miralda-Escudé (1999) prédisent la distribution des paramètres d'impacts b jusqu'au centre des halos hôtes. Deux populations distinctes coexistent, la première pour $\Delta V > 80 \text{ km s}^{-1}$ où ΔV a tendance à augmenter avec b , la seconde pour $\Delta V \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ avec des b plus importants que dans la précédente. Cette différence provient du fait qu'à grand paramètre d'impact les

densités de colonne en hydrogène neutre sont de plus en plus faibles et les nuages de moins en moins nombreux. Indépendamment de cela, la plupart des paramètres d'impact sont compris entre 1 et $10 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ (voir aussi Petitjean et al. 1992) de manière cohérente avec l'observation des contreparties visibles de ces objets (Møller & Warren 1998). Les faibles valeurs de b s'expliquent par la grande abondance de halos de petite taille à grand décalage spectral. Nous retiendrons que la vitesse circulaire d'un halo de matière noire froide dont le rayon du viriel est $r_{vir} \sim 10 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ vaut typiquement $V_c = 3\pi H_0 r_{vir} (1+z)^{\frac{3}{2}} = 50 \text{ km s}^{-1}$ à $z = 4$.

Taux de formation d'étoiles

Nous considérerons dans cette étude, qu'après formation et virialisation d'un halo, le gaz baryonique que celui-ci contient se refroidit pour engendrer des étoiles de façon continue pendant t_* années, et avec une efficacité ϵ_* :

$$\dot{M} = \frac{\Omega_b}{\Omega_0} M_{\text{halo}} \frac{\epsilon_*}{t_*} \quad (5.13)$$

Nous suivons l'approche de Haiman & Spaans (1999) en choisissant l'hypothèse *la plus simple* où chacun de ces deux paramètres a une valeur constante dans tous les halos : $\epsilon_* = 0.1$ et $t_* = 10^8$ ans.

L'évolution avec le décalage spectral de la luminosité des objets associés aux systèmes lorentziens est donc évaluée avec un taux de formation d'étoiles proportionnel à la masse moyenne des halos à ce même décalage spectral. L'hypothèse d'un taux de formation d'étoiles proportionnel à la masse moyenne des halos est valable tant que l'essentiel du gaz n'a pas été consommé, c'est-à-dire à $z_{em} \gtrsim 1$, et donc, notamment, pour $z_{em} \sim 3.4$ et $z_{em} \sim 4.5$ où les deux constantes sont estimées afin de pouvoir reproduire correctement la densité de surface des émetteurs Lyman- α (Cowie & Hu 1998; Hu et al. 1998). Dans le cadre de leur modèle d'évolution chimique, Pei et al. (1999) montrent en effet que le déclin des quantités de gaz et du taux de formation d'étoiles dans les galaxies est en moyenne récent ($z \lesssim 1$), et qu'il fait suite à une période d'intense formation d'étoiles et d'enrichissement chimique à $1 \lesssim z \lesssim 3$. À $z \gtrsim 3$, l'évolution des galaxies est encore dans une phase d'effondrement et de rassemblement du gaz baryonique.

Une description complète de l'évolution des baryons à l'échelle galactique doit prendre en compte des processus physiques aussi variés que le chauffage par les chocs et le refroidissement radiatif du gaz, la régulation de la formation des étoiles par l'énergie qu'elles rejettent à la fin de leur évolution, les processus de fusion des galaxies à l'intérieur des nouveaux halos, ou bien l'évolution des populations stellaires qui se sont formées (voir Cole et al. 1994). Nous n'essayerons pas de décrire ici l'évolution du contenu en poussières d'une galaxie donnée, mais plutôt de reproduire l'évolution moyenne et la dispersion des métallicités qui sont observées dans les systèmes lorentziens (Figure 5.12). À $z_{abs} > 3$,

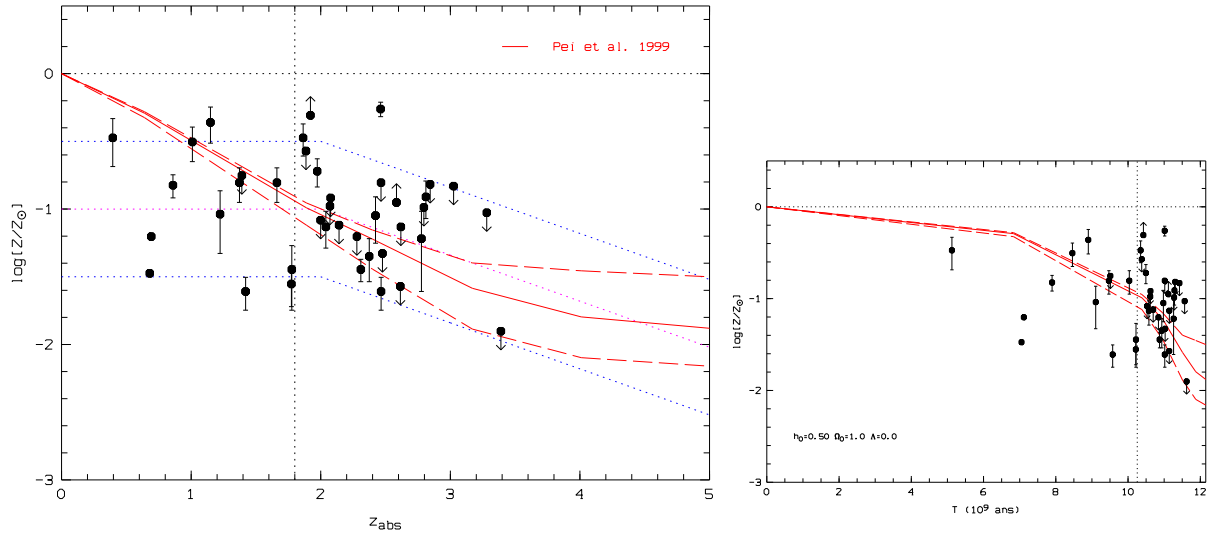


FIG. 5.12: **A gauche** : mesure des abondances du zinc en fonction du décalage spectral pour 40 systèmes lorentziens (Pettini et al. 1994, 1997b; de la Varga & Reimers 1997; Boissé et al. 1998; Pettini et al. 1999a). La métallicité moyenne dans le modèle développé pour $z_{abs} > 1.8$ ainsi que les deux valeurs extrêmes de la métallicité (± 0.5 dex) sont respectivement données en pointillés magenta et bleu. Les trois solutions du modèle d'évolution chimique cosmique de Pei et al. (1999) sont indiquées pour comparaison en traits rouges. **A droite** : mesure des mêmes abondances du zinc en fonction du temps écoulé depuis le décalage spectral z_{abs} . La ligne verticale correspond à $z_{abs} = 1.8$.

on ne dispose encore à l'heure actuelle que d'un nombre limité de mesures, mais il a été solidement argumenté cependant qu'au delà de $z_{abs} = 3$ la diminution de la métallicité est réelle et que les galaxies pourraient seulement à cette époque commencer à former des étoiles d'une manière généralisée (Lu et al. 1996a; Pettini et al. 1997b).

Modèle de système lorentzien

Nous considérerons les systèmes lorentziens comme étant physiquement des milieux inhomogènes d'une façon analogue au modèle de halo sphérique de McDonald & Miralda-Escudé (1999). La possibilité que ces absorbants se produisent dans un gaz inhomogène avec plusieurs phases d'ionisation et différentes étendues spatiales est en accord avec les calculs de photo-ionisation (Petitjean et al. 1992; Giroux et al. 1994; Petitjean et al. 1996b) et l'observation récente de la phase de basse ionisation sur deux lignes de visée très proches (Rauch et al. 1999). Le système lorentzien type sera donc modélisé par un ensemble de nuages HI opaques, qui produisent l'absorption Lyman- α lorentzienne, et qui sont baignés dans une région HII transparente, où sont réparties les étoiles de façon homogène.

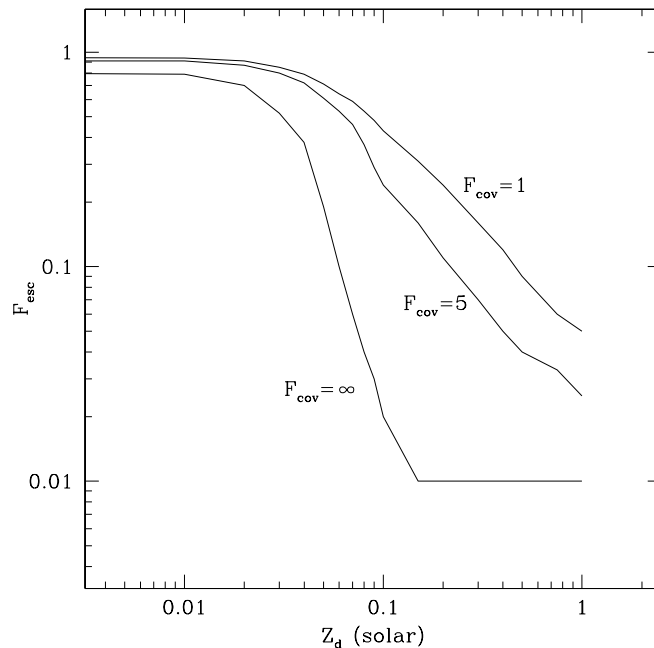


FIG. 5.13: Fraction de photons Lyman- α s'échappant d'un milieu inhomogène en fonction de la métallicité des nuages opaques. Chacune des courbes est associée à un taux de couverture $f_c = F_{\text{cov}}$: de haut en bas, F_{cov} prend les valeurs de 1, 5 et une infinité de nuages (milieu homogène) respectivement.

Par rapport à un milieu entièrement homogène, la sortie des photons Lyman- α est grandement favorisée par les multiples réflexions sur chacun des nuages opaques (voir Neufeld 1991). Nous nous plaçons dans le cadre de la simulation de Haiman & Spaans (1999) qui résolvent le problème du transfert radiatif pour l'émission Lyman- α . Ces auteurs supposent que les nuages HI sont eux-mêmes uniformément répartis dans la région HII. En fait, dans le modèle de halo sphérique de McDonald & Miralda-Escudé (1999) le profil de la densité *moyenne* du gaz décroît exponentiellement de l'intérieur vers l'extérieur du halo (voir aussi Petitjean et al. 1992). Cependant, si le rapport de la densité des étoiles à la densité des nuages HI est constant, le calcul de la fraction f_e des photons Lyman- α qui s'échappent reste essentiellement valable. La valeur de $f_e = F_{\text{esc}}$ dépend de la métallicité des nuages opaques et de leur taux de couverture $f_c = F_{\text{cov}}$ (Figure 5.13; Haiman & Spaans 1999), ce dernier paramètre étant le nombre moyen de nuages sur la ligne de visée.

Dans l'échantillon de systèmes lorentziens de Prochaska & Wolfe (1998), le nombre moyen de composantes par système telles que $\tau_{i \geq 2} > \tau_1/3$ est d'environ 1.8. Mesuré dans l'espace des vitesses, ce nombre constitue une limite inférieure dans l'espace réel étant donné que certains nuages peuvent avoir des vitesses d'agitation voisines, et se superposer. Pour cette raison, nous adopterons prudemment un taux de couverture de cinq nuages,

quitte à sous-estimer légèrement le flux de la raie Lyman- α . Cela signifie (voir Figure 5.13) que l'extinction par les poussières ne dépasse pas une demi-magnitude dans les systèmes lorentziens à $z_{abs} \approx 4$, dans *l'hypothèse* vraisemblable où la métallicité y reste inférieure à $\log(Z/Z_{\odot}) = -1.2$ dex (voir Figure 5.12).

5.5.3 Nature des systèmes lorentziens

Les prédictions des deux modèles qui viennent d'être présentés se trouvent dans les Figure 5.14 et 5.15 (avec $\Lambda = 0$, $q_0 = 0.5$ et $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Le flux de la raie Lyman- α des systèmes lorentziens à $z_{abs} > 1.8$ est donné pour chaque modèle en fonction des différents niveaux d'enrichissement chimique moyen observés à un décalage spectral donné (voir Figure 5.12). Notons que les limites sur le flux Lyman- α ne sont pas converties en limites sur le taux de formation d'étoiles, corrigé de la poussière avec la métallicité observée dans *chaque* système, car il n'y a que trois mesures et quatre limites pour 17 objets.

Remarques préliminaires

Dans les systèmes lorentziens à $2 \lesssim z_{abs} \lesssim 3$, les meilleures limites supérieures de détection de l'émission Lyman- α proviennent des observations de Lowenthal et al. (1995). Ces limites impliquent des taux de formation d'étoiles inférieurs à $1 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ en l'absence de poussière, mais elles restent sujettes à une correction d'extinction dont l'importance est toujours difficile à évaluer, étant donnés les niveaux de métallicité atteints par les systèmes lorentziens à ces décalages spectraux : $\log Z/Z_{\odot} \approx 1.2 \pm 0.5$.

D'autre part, le flux de la raie Lyman- α est typiquement une magnitude plus faible pour les objets à $z_{em} = 4$ que pour les objets à $z_{em} = 2$, via le module de distance-luminosité. Les systèmes lorentziens à $z_{abs} > 4$ contiennent cependant beaucoup moins de poussières qu'à $2 \lesssim z_{abs} \lesssim 3$ dans *l'hypothèse* où la métallicité diminue effectivement au-delà de $z_{abs} = 3$. Il n'existe malheureusement pas de mesure de l'abondance du zinc à $z_{abs} > 3$ pour confirmer cette hypothèse, bien qu'il y en ait pour des éléments en partie piégés dans les grains de poussières tels que le fer et le silicium (voir Chapitre 4).

L'hypothèse selon laquelle les systèmes lorentziens et plus généralement les galaxies forment l'essentiel de leurs étoiles à $z_{em} \sim 3$ s'appuie donc essentiellement sur le fait que la densité cosmologique de gaz neutre dans ces objets : Ω_g diminue dans l'intervalle $0 < z_{abs} \lesssim 3$. Cette constatation a été interprétée comme étant une conséquence de la formation d'étoiles (Lanzetta et al. 1995b ; Wolfe et al. 1995 ; voir aussi Pei et al. 1999). De plus, Ω_g décline au-delà de $z_{abs} \sim 3$, et cela pourrait indiquer que les systèmes lorentziens sont encore en train de s'effondrer à $z_{abs} > 3$ (Storrie-Lombardi et al. 1996a).

Il est donc raisonnable de penser tirer des conclusions relativement fiables de la conver-

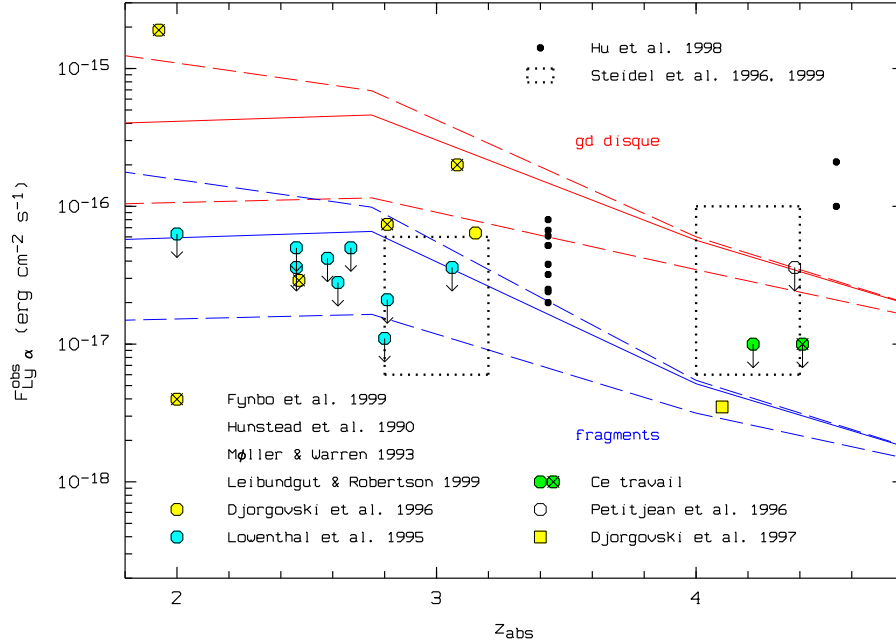


FIG. 5.14: Evolution du flux de l'émission Lyman- α avec le décalage spectral dans un modèle de disques, ou de fragments protogalactiques, où le taux de formation d'étoiles est constant. Dans les deux cas, les trois courbes en trait plein (resp. discontinu) montrent l'effet de l'extinction par rapport à la métallicité moyenne des systèmes lorentziens (resp. ± 0.5 dex ; voir Figure 5.12). Les limites à $2 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 3$ sont celles de l'échantillon de systèmes lorentziens de Lowenthal et al. (1995). Les objets marqués d'une croix sont vraisemblablement soumis au flux du quasar d'arrière-plan étant donné que $z_{\text{abs}} \approx z_{\text{em}}$ (Fynbo et al. 1999 ; Hunstead et al. 1990 ; Møller & Warren 1993 ; Leibundgut & Robertson 1999). Les trois autres limites à $z_{\text{abs}} > 4$ sont celles de BR 1202–0725 (Petitjean et al. 1996a), BRI 1335–0415 et PSS 1443+2724, et les détections sont celles de Q 2233+131 à $z_{\text{abs}} = 3.15$ et DMS 2247–0209 à $z_{\text{abs}} = 4.1$ (Djorgovski et al. 1996 ; Djorgovski 1997). On a indiqué la position des émetteurs Lyman- α à $z_{\text{em}} \approx 3.4$ et $z_{\text{em}} \approx 4.5$ (Cowie & Hu 1998 ; Hu et al. 1998), et celle de 75% des galaxies de Steidel à $z_{\text{em}} \sim 3.0$ et $z_{\text{em}} \sim 4.2$ détectables en Lyman- α (Steidel et al. 1996a, 1999).

sion des limites supérieures de détection de l'émission Lyman- α en taux de formation d'étoiles aux plus grands décalages spectraux, c'est-à-dire à $z_{abs} > 4$.

Résultats et interprétation

Dans le cadre de chacun des modèles précédemment développés, les deux limites supérieures obtenues à $z_{abs} > 4$ sont incompatibles avec l'hypothèse des grands disques ou celle des halos de vitesse circulaire $V_c > 250 \text{ km s}^{-1}$. Cependant, dans le premier cas par exemple, le rayon caractéristique de la galaxie recherchée à $z_{abs} \sim 4.1$ vaut d'après l'Equation 5.9 : $R_* \sim 76 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$. Les paramètres d'impact inférieurs à ce rayon doivent être comparés à la taille du champ du spectrographe OASIS qui est de $15'' \times 12''$, soit $96 \times 76 h_{50}^{-2} \text{ kpc}^2$ à $z_{abs} \sim 4.1$. Par conséquent, il n'est pas possible de rejeter entièrement le modèle des galaxies spirales géantes sur la base de deux non-détections seulement à cause de la limitation de l'angle solide couvert par le champ. Notons cependant que cette situation est nettement plus critique dans les autres recherches existantes puisqu'elles ont été effectuées en spectroscopie longue fente (Lowenthal et al. 1995; Pettini et al. 1995a; Bunker et al. 1999).

Les deux limites supérieures obtenues à $z_{abs} > 4$ sont en revanche cohérentes avec un taux de formation d'étoiles obscurci ou non par la présence de poussières dans des fragments protogalactiques (voir Figure 5.14). La détection de la contrepartie visible du système lorentzien à $z_{abs} = 4.1$ sur la ligne de visée du quasar DMS 2247-0209 (Djorgovski 1997) va bien dans ce sens : elle est compatible avec une galaxie naine (ou bien extrêmement jeune) dans un halo de matière noire de vitesse circulaire $V_c \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ (voir Figure 5.15). Les taux de formation d'étoiles non obscurcis qui sont déduits sont dans tous les cas inférieurs à $1 h_{50}^{-2} M_\odot \text{ an}^{-1}$. C'est une indication que les systèmes lorentziens ne sont pas de forts émetteurs Lyman- α (Cowie & Hu 1998; Hu et al. 1998) et qu'ils sont moins brillants que les *deux tiers* de la population des galaxies à la coupure de Lyman (galaxies de Steidel; Steidel et al. 1996a, 1999).

Dans 75% de ces dernières, l'émission Lyman- α qui est détectée correspond à des taux de formation d'étoiles non obscurcis de $1 - 10 h_{50}^{-2} M_\odot \text{ an}^{-1}$. Les valeurs déduites de l'émission $H\alpha$ sont de $40 - 530 h_{50}^{-2} M_\odot \text{ an}^{-1}$ (Pettini et al. 1998). L'émission Lyman- α sous-estime donc en moyenne par 1.6 dex le taux de formation d'étoiles intrinsèque à ces objets. Les propriétés des galaxies de Steidel à $z_{em} \sim 4$ sont semblables à celles des galaxies de Steidel à $z_{em} \sim 3$, et les métallicités stellaires et interstellaires semblent en particulier nettement plus élevées : $\log Z/Z_\odot \sim -0.5$ (Pettini 1999; Pettini et al. 1999c) que dans le gaz interstellaire des systèmes lorentziens où $\log Z/Z_\odot \sim -1.2$ à $z_{abs} \sim 2.5$. Cela signifie que même si les galaxies de Steidel produisent une absorption Lyman- α lorentzienne, elles pourraient ne constituer qu'une fraction négligeable de l'ensemble des systèmes lorentziens connus, tels que $\log N(\text{HI}) \lesssim 21.5$. Notre modèle de système lorentzien (avec un facteur de couverture $f_c = F_{cov} = 5$) fournit d'ailleurs une extinction égale à 1.3 dex pour l'émission

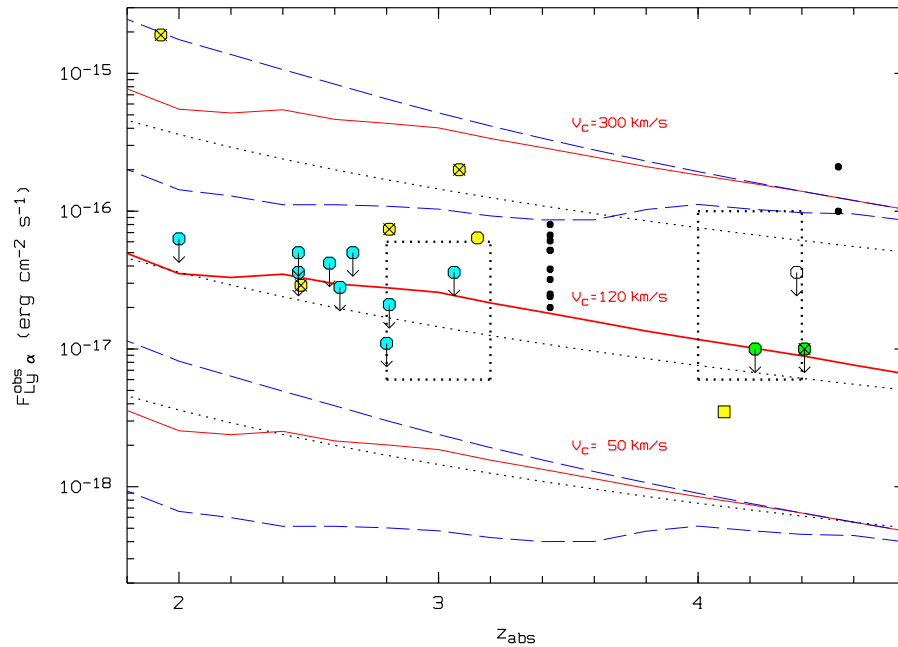


FIG. 5.15: Evolution du flux de l'émission Lyman- α avec le décalage spectral dans les modèles hiérarchiques, en fonction de trois vitesses circulaires : $V_c = 50, 120, 300 \text{ km s}^{-1}$ que pourraient avoir les halos contenant les systèmes lorentziens (et dans l'hypothèse où le taux de formation d'étoiles est constant). Les différents symboles sont identiques à ceux de la Figure 5.14. Les flux équivalents à des taux de formation d'étoiles non obscurcis de $0.1, 1$ et $10 h_{50}^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ sont indiqués en traits pointillés.

Lyman- α avec la métallicité typique des galaxies de Steidel.

Cas des galaxies de Steidel

Les galaxies de Steidel sont caractérisées par une puissante émission ultraviolette. Ce sont probablement des traceurs biaisés de la masse qui sont associés à des halos très massifs : $M_{vir} \sim 10^{12} M_{\odot}$ à $z_{em} \sim 3$ (Steidel et al. 1998). Elles possèdent cependant des dispersions de vitesses étonnamment faibles (70 km s^{-1}). Ce paradoxe pourrait être levé s'il s'agit en réalité de galaxies satellites faiblement massives dont le fort taux de formation d'étoiles est déclenché par des collisions à l'intérieur des halos de matière noire les plus massifs (Primack et al. 1998). Les galaxies de Steidel apparaissent comme des galaxies lumineuses de petites tailles, avec des rayons de $1.8 - 6.5 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ et des magnitudes absolues en bande B de -21.5 à -23 (Lowenthal et al. 1997 ; voir aussi Giavalisco et al. 1996b). Il est intéressant de constater que les systèmes lorentziens ont des tailles similaires (Møller & Warren 1998) et pourraient donc être les progéniteurs des galaxies de Steidel étant donné leurs moindres métallicités. Une relation entre systèmes lorentziens et galaxies de Steidel pourrait être établie en recherchant les galaxies de Steidel au décalage spectral de systèmes lorentziens de métallicités variées, et d'étudier leur regroupement et leurs propriétés.

La détection de l'émission Lyman- α des galaxies de Steidel montre que malgré des quantités de poussières importantes l'effet d'extinction et la diffusion résonnante des photons Lyman- α sont compliqués par la géométrie et la cinématique du milieu interstellaire. Trois quart des galaxies de Steidel ont un flux Lyman- α supérieur à environ $6 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ mais ce flux est toujours moins important que prévu sur la base de l'intensité du continu ultraviolet ; certaines galaxies de Steidel possèdent même une raie Lyman- α en absorption. Il pourrait y avoir une certaine corrélation entre l'intensité des absorptions métalliques du milieu interstellaire et celle de l'absorption Lyman- α , et une anti-corrélation avec l'intensité de l'émission Lyman- α (Spinrad et al. 1998a). La raie d'émission Lyman- α peut être décalée de plusieurs centaines de km s^{-1} relativement aux raies d'absorption interstellaires (telles que $\text{Si II } \lambda 1260$, $\text{O I } \lambda 1302$ et $\text{C II } \lambda 1334$), et son profil est de plus clairement asymétrique (profil P-Cygni). C'est la signature de vents stellaires globalement centrifuges qui sont caractéristiques des galaxies formant activement des étoiles telles que celles qui sont observées localement (Kunth et al. 1998).

En réanalysant les spectres des régions HII de l'archive IUE, Giavalisco et al. (1996a) ont montré que la largeur équivalente de la raie Lyman- α n'est en réalité que faiblement corrélée à l'indicateur de métallicité $[O/H]$: cela suggère que le transport des photons Lyman- α est avant tout régi par la cinématique du milieu interstellaire. Avec le spectrographe GHRS du Télescope Spatial Hubble, Kunth et al. (1998) trouvent que sur 8 régions HII de différentes métallicités et propriétés physiques les quatre galaxies possédant une émission Lyman- α sont le siège de vents stellaires avec des vitesses allant jusqu'à 200 km s^{-1} .

s^{-1} . Même dans l'hypothèse où le milieu interstellaire est homogène, l'émission Lyman- α est au moins partiellement possible parce que la diffusion résonnante par le gaz neutre en mouvement par rapport au site de production des photons Lyman- α est plus efficace à des longueurs d'onde plus petites que 1215.7 \AA (voir aussi Tenorio-Tagle et al. 1999). Ce mécanisme est complémentaire de l'effet de porosité (le caractère inhomogène) du gaz neutre du milieu interstellaire qui rend quant à lui possible l'émission Lyman- α dans une configuration statique.

Nous remarquerons qu'il n'est pas sûr que de forts vents stellaires se produisent dans les galaxies associées à la plupart des systèmes lorentziens vus leur faibles degrés d'enrichissement chimique, mais nous retiendrons que les effets combinés de l'inhomogénéité et de la cinématique du milieu interstellaire peuvent compliquer l'interprétation du flux de l'émission Lyman- α et les tentatives d'en déduire le taux de formation d'étoiles.

Conclusion de cette étude

Nous avons insisté sur le fait que ce ne sont pas tant les poussières qui affectent la recherche de l'émission Lyman- α , mais plutôt le manque d'informations sur la morphologie, la taille et la nature des galaxies responsables de l'absorption Lyman- α lorentzienne.

Dans l'hypothèse où les systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} > 4$ sont effectivement associés à des galaxies où l'extinction et la diffusion résonnante de l'émission Lyman- α sont limitées par les faibles métallicités et l'inhomogénéité du milieu, les résultats de notre étude favorisent des objets de petites dimensions. L'imagerie du champ de quasars avec le TSH a montré qu'à décalage spectral intermédiaire les systèmes lorentziens représentent une population d'objets diversifiée (Le Brun et al. 1997). C'est une claire indication qu'à plus grand décalage spectral les systèmes lorentziens sont les progéniteurs de toutes les galaxies indépendamment de leur type morphologique. Dans un certains nombre de cas, il pourrait s'agir de galaxies naines bien que des structures protogalactiques ayant un rayon de l'ordre du kiloparsec soit envisageables.

Dans le modèle de halo basé sur les modèles hiérarchiques (McDonald & Miralda-Escudé 1999), le flux attendu de l'émission Lyman- α des systèmes lorentziens peut être aussi faible que $10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ($V_c \sim 50 \text{ km s}^{-1}$). Dans les simulations numériques de la formation hiérarchique des galaxies, une dizaine d'objets de petite dimension forment activement des étoiles et sont observés à $\pm 400 \text{ km s}^{-1}$ des systèmes lorentziens avec des magnitudes typiques $K_s = 21 - 23$ (Rauch et al. 1997a). Les structures protogalactiques pourraient ne pas être des sites d'intense formation d'étoiles avant d'entrer en collision et d'être associées à des halos de matière noire plus massifs (Primack et al. 1998). Elles pourraient cependant être la principale source de photons ultraviolets et d'éléments lourds lors d'une première génération d'étoiles à $z_{\text{em}} > 5$ (Madau et al. 1999; voir aussi Miralda-Escudé & Rees 1998).

L'imagerie profonde en bande étroite du champ entourant les systèmes lorentziens à $z_{abs} \sim 2$ est sur le point d'être conduite avec de nouveaux détecteurs dans le domaine proche infrarouge installés au foyer de la nouvelle génération des grands télescopes, ceci afin de détecter leur raie d'émission $H\alpha$. En l'absence de poussière, il est vrai que l'émission $H\alpha$ est beaucoup moins grande que l'émission Lyman- α puisque : $L(Ly\alpha) = 8.7L(H\alpha)$ dans le cas B de la recombinaison (Brocklehurst 1971). Cependant, l'émission $H\alpha$ est beaucoup moins affectée par l'extinction due aux poussières, et n'est pas sujette au phénomène de diffusion résonnante. Cela permettra de clarifier l'importance des poussières dans les non-détections de l'émission Lyman- α à tout décalage spectral, et de mieux contraindre la nature des systèmes lorentziens et leur lien avec la formation des galaxies et les galaxies de Steidel en particulier.

Chapitre 6

Recherche de quasars dans le champ de Coma

Nous avons réalisé un projet de recherche de noyaux actifs de galaxie en direction de l'amas de galaxies de Coma, dans un champ de $9 h_{50}^{-1}$ Mpc de côté. Le principal objectif de ce projet est de fournir des cibles idéales pour un suivi spectroscopique en ultraviolet avec le Télescope Spatial Hubble. Il s'agit de la première étape vers une étude de l'association des nuages d'hydrogène de la forêt Lyman- α avec les grandes structures de la distribution des galaxies et les halos galactiques à très bas décalage spectral. C'est en réalité le type même de projet préliminaire à tout travail sur les absorbants qui, dans ce cas précis, se trouvent être le gaz intergalactique tiède d'un amas de galaxies proches.

6.1 Nature de la forêt Ly α à $z_{\text{abs}} \approx 0.02$

6.1.1 Amas de Coma et grandes structures

La région de l'amas de Coma est avec celles de Virgo et de Persée l'une des mieux étudiées en terme de propriétés des nombreuses galaxies dans le champ (voir Biviano 1998). Situé vers le Pôle Nord Galactique à un décalage spectral $z_{\text{Coma}} \simeq 0.0232$, l'amas de galaxies de Coma (Abell 1656) est l'archétype des amas riches, une concentration de galaxies plutôt régulière et grossièrement sphérique qui s'étend sur une distance projetée de $\sim 2^\circ$ ($4.5 h_{50}^{-1}$ Mpc). Projeté sur la voûte céleste, l'amas de Coma semble relié par de minces filaments de galaxies aux amas d'Abell 2197, 2199 et 1367 (voir Figure 6.1). En réalité, il fait lui-même partie avec Abell 1367 d'une seule et même structure allongée de $\gtrsim 300 \times 10 \times 10 h_{50}^{-3}$ Mpc³ : il s'agit du "Grand Mur" découvert pendant le relevé du Center for Astrophysics (De Lapparent et al. 1986; Geller & Huchra 1989) pour la mesure du décalage spectral des galaxies dans le Catalogue de Zwicky (Zwicky et al.

1968). Il se trouve que cette structure est étroitement liée à la formation de l'amas. C'est la manifestation de la chute de matière, de gaz et de galaxies le long de chacune des deux branches de ce filament (voir West 1998).

Le champ de l'amas de galaxies de Coma est un laboratoire idéal pour étudier l'association du gaz du milieu intergalactique avec cette concentration de galaxies. La meilleure stratégie serait d'observer le gaz en absorption dans le spectre de plusieurs dizaines de sources d'arrière-plan, réparties dans un champ de $\sim 8^\circ \times 8^\circ$. Cela permettrait de sonder toutes les échelles en même temps, depuis celle des grands vides et des filaments jusqu'à celle des halos de galaxies. Les paires de quasars, et tout particulièrement celles ayant au plus quelques minutes d'arc de séparation projetée, fournissent des contraintes intéressantes sur la dimension et la cinématique de ces structures en étudiant les corrélations entre raies d'absorption détectées le long de lignes de visée adjacentes (Smette et al. 1995; Petitjean et al. 1998; D'Odorico et al. 1998). Puisque l'absorption de lumière est extrêmement sensible aux quantités de gaz interposées le long de chaque ligne de visée, il est a priori possible de sonder la distribution spatiale de gaz froid/tiède à l'intérieur de l'amas de galaxies (10^{14-17} atomes cm^{-2}), ainsi que celle du réseau de filaments de la forêt Lyman- α (10^{13-15} atomes cm^{-2}).

6.1.2 Les résultats du programme-clé

Le programme-clé du Télescope Spatial Hubble (TSH) sur les raies d'absorption dans le spectre des quasars a fourni un échantillon de 987 raies d'absorption Lyman- α à bas décalage spectral $z_{\text{abs}} \lesssim 1.5$. Ces raies ont été identifiées dans le spectre de 63 quasars observés pendant les quatre premières années d'utilisation du TSH, avec le spectrographe pour objets faibles FOS (Bahcall et al. 1993, 1996; Jannuzi et al. 1998).

Le nombre de raies d'absorption Lyman- α s'est révélé être beaucoup plus important à bas décalage spectral que celui qui était prévu en extrapolant simplement les valeurs observées à grand décalage spectral. Ces résultats sont venus confirmer définitivement ceux de Morris et al. (1991) et Bahcall et al. (1991) qui ont observé la ligne de visée du quasar 3C 273 avec les spectrographes du TSH GHRS et FOS respectivement. La combinaison des données du télescope spatial avec celles des télescopes terrestres implique donc l'existence d'une transition dans le taux d'évolution des raies de la forêt Lyman- α , pour un décalage spectral $z_{\text{abs}} \sim 1.7$ soit environ deux tiers du temps de Hubble. Cette évolution de la densité numérique des raies observées est beaucoup plus rapide pour les raies associées à des éléments lourds que pour les raies où seul HI est détecté (Weymann et al. 1998a).

Bahcall et al. (1996) ont suggéré qu'il pouvait en fait exister deux populations de nuages Lyman- α . La première population serait intimement liée à des halos de galaxie ou des débris de marée gravitationnelle, et plus généralement, aux régions les plus denses de l'Univers qui sont bien matérialisées par les filaments de la distribution à grande échelle

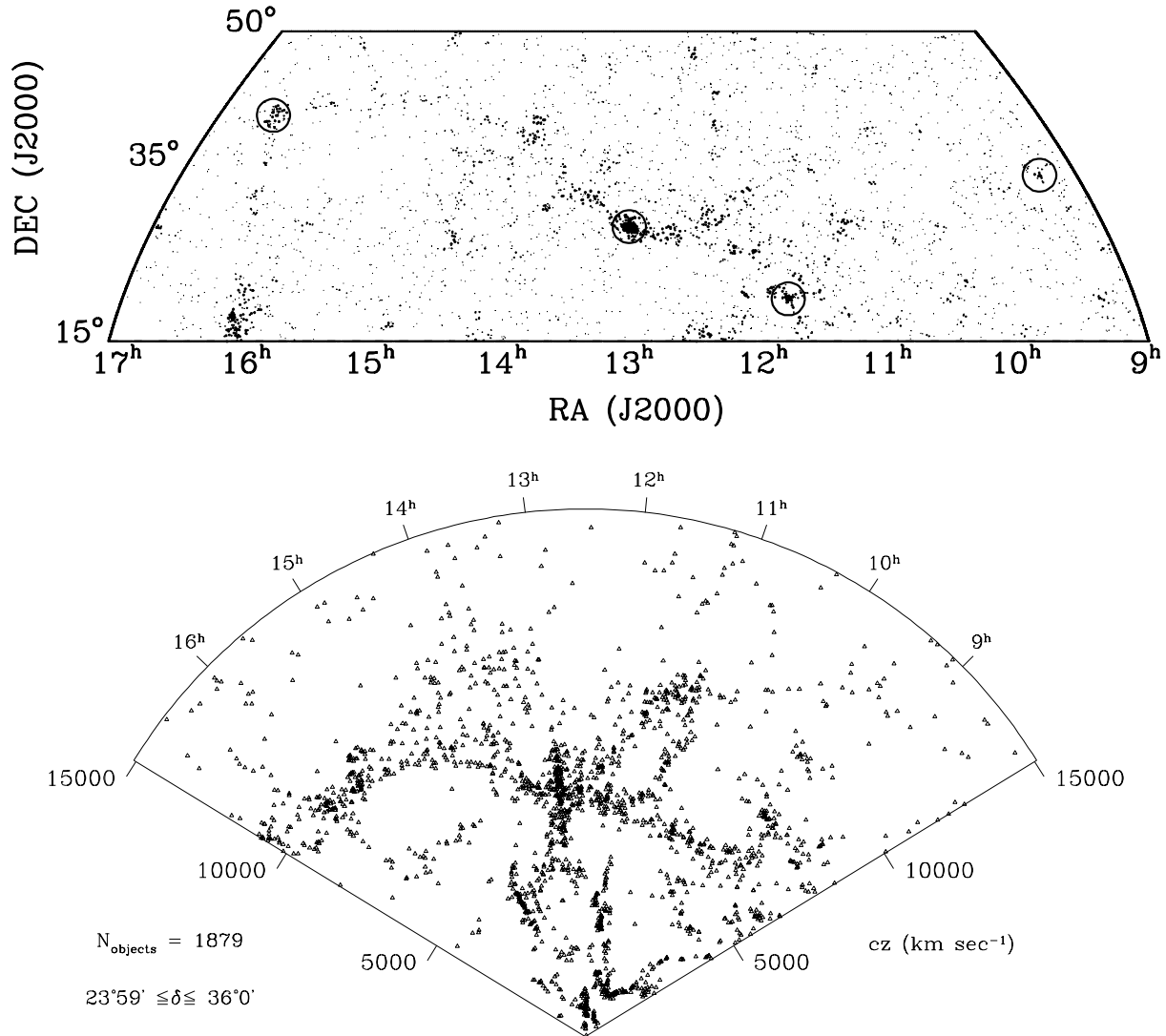


FIG. 6.1: **En haut** : distribution des 3649 galaxies du troisième catalogue de référence des galaxies brillantes (RC3; De Vaucouleurs et al. 1991). La taille des symboles est proportionnelle au logarithme de la densité locale de galaxies (d'après West 1994). Les cercles matérialisent la position des amas de galaxies à $z_{\text{em}} \leq 0.03$: par ordre d'ascension droite croissante, Abell 779, 1367, 1656 (Coma) et 2197/2199.

En bas : distribution des galaxies dans le plan (ascension droite, vitesse cz), intégrée sur 12° de déclinaison. Les positions et les décalages spectraux ont été mis à jour par Falco et al. (1999). L'amas de galaxies de Coma est très clairement visible au centre du Grand Mur de galaxies qui s'étend sur $\sim 300 h_{50}^{-1} \text{Mpc}$.

des galaxies. La seconde population serait composée de nuages diffus répartis de manière beaucoup plus homogène dans le milieu intergalactique. A grand décalage spectral, ces nuages domineraient en nombre les nuages de la première population, mais leur évolution serait plus rapide. Ils pourraient donc ne plus exister à bas décalage spectral, soit parce qu'ils se sont dissipés au cours de l'expansion de l'Univers soit parce qu'ils se sont effondrés dans les puits de potentiel de la matière noire.

6.1.3 Association galaxies-absorbants

La découverte inattendue d'un grand nombre de nuages Lyman- α à bas décalage spectral a fortement stimulé la recherche des galaxies associées à ces absorbants. Les relevés de décalages spectraux des galaxies ont tout d'abord été effectués dans le champ des quasars observés par le Télescope Spatial Hubble, et notamment près de 3C 273 : ce quasar est le plus proche avec un décalage spectral $z_{em} = 0.158$ et le plus brillant sur le ciel avec une magnitude apparente $V = 12.7$.

Salzer (1992), Morris et al. (1993) et Salpeter & Hoffman (1995) ont observé des coïncidences dans l'espace des vitesses pour des paramètres d'impact allant de quelques centaines de kiloparsecs à quelques megaparsecs. Toutefois, il ne semble pas y avoir de correspondance univoque entre l'absorbant et la galaxie. Morris et al. (1993) ont analysé les décalages spectraux d'un échantillon de galaxies complet jusqu'à la magnitude $B \approx 19$ dans un rayon de l'ordre de $800 h_{50}^{-1} \text{kpc}$. Ils ont ensuite combiné cet échantillon avec les décalages spectraux de toutes les galaxies connues à moins de $16 h_{50}^{-1} \text{Mpc}$ de la ligne de visée (Huchra et al. 1990). Morris et al. (1993) ont ainsi montré que les absorbants ne sont pas distribués au hasard, mais que la fonction de corrélation galaxie-absorbant n'est pas aussi forte que la fonction de corrélation galaxie-galaxie.

Pour interpréter ces résultats, Mo & Morris (1994) ont modélisé un ensemble de halos de galaxies et de nuages intergalactiques distribués aléatoirement. Ils en ont déduit que les halos de galaxies peuvent expliquer environ 20% des systèmes d'absorption Lyman- α à bas décalage spectral, et ont suggéré que ces nuages-là soient confinés par la pression d'un gaz chaud qui environnerait les galaxies et les groupes de galaxies.

Halos galactiques ou grande structure ?

Lanzetta et al. (1995a) ont récemment effectué un grand relevé en imagerie et spectroscopie des galaxies faibles dans le champ de six quasars, avec pour objectif d'identifier tous les objets de magnitudes $r < 21.5$ à une distance projetée $\theta < 1.3'$. Il ressort de cette étude que la fraction des systèmes d'absorption Lyman- α se produisant dans des galaxies lumineuses à $z_{em} \lesssim 1$ est supérieure à $32\% \pm 10\%$, et que toutes ces galaxies-là sont entourées d'une enveloppe de gaz de rayon $\approx 320 h_{50}^{-1} \text{kpc}$ et de facteur de couver-

ture grossièrement unité. Pour étayer ces considérations, ils mettent en avant l'existence d'une anti-corrélation statistique entre la largeur équivalente au repos des raies Lyman- α $w_r(Ly\alpha) > 0.3 \text{ \AA}$ et le paramètre d'impact des galaxies associées à chacune des raies ρ_{gal} . Dans le cadre du même relevé, Chen et al. (1998) confirment ces résultats avec un plus grand échantillon de galaxies : sur un total de 87 galaxies, 26 sont physiquement associées à un nuage de la forêt Lyman- α , et seulement 7 ne produisent aucune absorption détectable. Chen et al. (1998) montrent aussi que la quantité de gaz HI traversée est marginalement corrélée à la luminosité en bande B de la galaxie, mais pas à sa brillance de surface moyenne, son rayon effectif ou son rapport disque sur bulbe par exemple.

L'identification d'un nuage Lyman- α au halo d'une contrepartie unique est difficile en soi car les galaxies ont tendance à se regrouper dans l'espace physique, et les galaxies les moins lumineuses sont aussi les plus nombreuses. Il existe donc une ambiguïté entre l'identification d'une galaxie lumineuse, et celle d'une galaxie naine à plus faible paramètre d'impact mais non détectée en imagerie (Linder 1998). D'autre part, il est vraisemblable que l'anti-corrélation entre $w_r(Ly\alpha)$ et ρ_{gal} initialement observée par Lanzetta et al. (1995a) soit en fait causée par la présence d'absorbants riches en métaux dans leur échantillon d'étude. Dans leur propre relevé, Le Brun et al. (1996) ont trouvé une anti-corrélation beaucoup plus faible, tandis que Bowen et al. (1996) n'ont détecté aucun signe d'une telle tendance. Ces deux derniers groupes ont cependant confirmé l'existence d'un halo de gaz d'hydrogène autour des galaxies avec un taux de couverture supérieur à 50% pour des paramètres d'impact inférieurs à $200 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$. Ils ont suggéré que les nuages Lyman- α à $z_{\text{abs}} \lesssim 1$ puissent ne pas appartenir strictement aux galaxies mais se distribuer dans la grande structure filamentaire locale qui contient les régions denses où se forment les galaxies.

Nous ferons à ce sujet la remarque suivante. Dans l'échantillon étudié par Bowen et al. (1996) à $0 < z < 0.08$, la différence des vitesses entre paires galaxies-absorbants est, en accord avec la distribution trouvée à $z \sim 0.5$ par Lanzetta et al. (1995a) et Le Brun et al. (1996), aussi petite que 300 km s^{-1} , alors que les paramètres d'impact vont eux jusqu'à plus de $1 h_{50}^{-1} \text{ Mpc}$ (Van Gorkom et al. 1996; Bowen et al. 1998). Cela signifie que le gaz et les galaxies se répartissent le long de structures étendues où la dispersion de vitesses reste faible.

Nuages diffus et galaxies naines

Les raies Lyman- α de largeur équivalente plus faible que $w_r = 0.3 \text{ \AA}$ pourraient avoir une origine intergalactique, sans aucune relation avec les galaxies, bien que cela reste encore une question ouverte à bas décalage spectral. La première simulation numérique à avoir été poursuivie jusqu'à $z = 0$ (Riediger et al. 1998) indique l'existence d'un nombre important de ces raies faibles (voir Sous-section 6.1.4). La spectroscopie avec le TSH ne permet cependant pas d'obtenir le rapport signal-sur-bruit nécessaire à leur détection en

un temps raisonnable. Ceci dit, la meilleure exception se trouve encore une fois sur la ligne de visée du quasar 3C 273. Dans un spectre obtenu avec le spectrographe GHRS (Morris et al. 1991), un total de 14 raies Lyman- α de largeurs équivalentes $0.025 < w_r < 0.25 \text{ \AA}$ est effectivement détecté, et seulement deux ont $w_r > 0.25 \text{ \AA}$. De plus, Morris et al. (1993) n'ont pas trouvé de corrélation significative entre les décalages spectraux des galaxies qu'ils ont mesurés dans le champ et les décalages spectraux de ces raies. Avec le même instrument, Tripp et al. (1998) ont détecté 26 raies Lyman- α de largeur équivalente $w_r > 0.05 \text{ \AA}$ sur la ligne de visée du quasar H 1821+643 et 13 sur la ligne de visée de PG 1116+215. Cela implique une densité de 102 ± 16 raies par unité de décalage spectral pour $w_r > 0.05 \text{ \AA}$ et $z_{\text{abs}} < 0.28$, en accord avec les résultats de la simulation de Riediger et al. (1998).

Tripp et al. (1998) ont constaté que les galaxies se trouvant à une distance projetée inférieure à $900 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ de la ligne de visée du quasar sont *toujours* associées à un absorbant Lyman- α à moins de 1000 km s^{-1} , et que la majorité de ces galaxies est associée à un absorbant Lyman- α à moins de 350 km s^{-1} (voir Figure 6.2). Tripp et al. (1998) en ont conclu que les nuages Lyman- α de largeur équivalente $0.05 < w_r < 0.5 \text{ \AA}$ sont généralement les traceurs à bas décalage spectral de la distribution globale du gaz dans les grandes structures plutôt que la manifestation du halo gazeux de galaxies précises. Un certain nombre d'absorbants Lyman- α est en fait connu pour appartenir aux grands vides des relevés de galaxies (Stocke et al. 1995; Shull et al. 1996). Shull et al. (1996) ont observé 10 systèmes d'absorption de largeur équivalente $0.026 < w_r < 0.24 \text{ \AA}$ le long de quatre lignes de visée passant à travers des grands vides ou des super-amas de galaxies : trois de ces systèmes appartiennent aux vides, les galaxies brillantes les plus proches étant distantes de plusieurs megaparsecs. Dans quelques cas aussi, des galaxies naines ont été identifiées à une distance de $200 - 600 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$ de la ligne de visée par leur émission à 21 cm de longueur d'onde au repos avec le très grand réseau d'antennes du VLA (Van Gorkom et al. 1996). Cela suggère qu'au moins certains des absorbants Lyman- α de densité de colonne en hydrogène neutre : $N(\text{HI}) \sim 10^{13} \text{ atomes cm}^{-2}$ sont associés à des galaxies de faible masse, typiquement $10^9 M_{\odot}$. Shull et al. (1996) ont ainsi montré que la densité numérique des nuages Lyman- α à bas décalage spectral est comparable à celle des galaxies naines de luminosité $L \approx 0.01 L_{*}$.

Cas des groupes et des amas de galaxies

Les systèmes de raies d'absorption Lyman- α produits dans des groupes ou des amas de galaxies n'ont été que très récemment découverts, et il semble que de nouvelles observations soient nécessaires pour éclaircir la situation actuelle. Les premières études de Stocke et al. (1995) et Shull et al. (1996) ont montré que la plupart des nuages de la forêt Lyman- α à bas décalage spectral se rassemble dans les grandes structures de la distribution des galaxies. Le fort taux de regroupement des raies d'absorption Lyman- α à bas

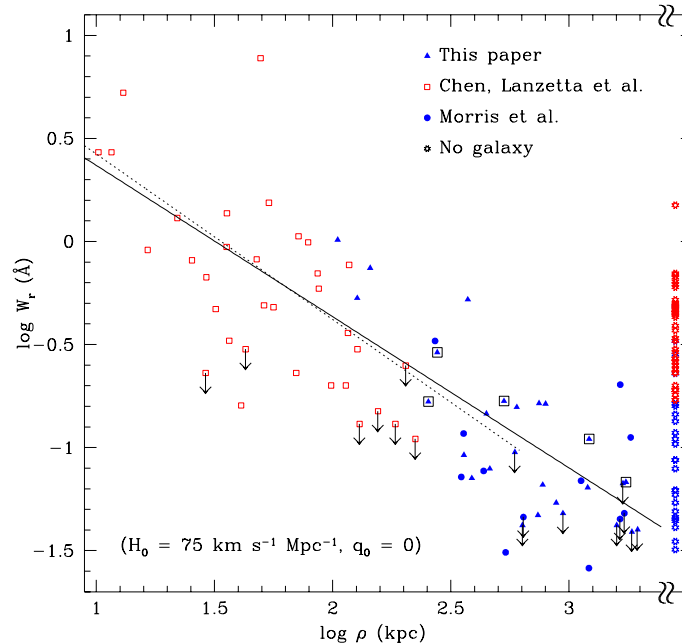


FIG. 6.2: Evolution du logarithme de la largeur équivalente des raies d'absorption de la forêt Lyman- α avec le logarithme du paramètre d'impact de la galaxie détectée la plus proche (Tripp et al. 1998). Il existe une corrélation significative jusqu'à des séparations projetées de plus de $3150 h_{50}^{-1} \text{kpc}$. Sur le côté droit du graphique, les symboles en étoiles correspondent aux raies Lyman- α n'ayant pas de galaxie associée, vraisemblablement parce que le relevé des décalages spectraux des galaxies dans le champ est encore incomplet.

décalage spectral (Bahcall et al. 1996; Ulmer 1996) montre l'influence croissante avec le temps des grandes structures sur la forêt Lyman- α .

Tripp et al. (1998) ont trouvé plusieurs amas de galaxies ayant des absorbants Lyman- α associés, mais ils estiment encore possible que les nuages Lyman- α évitent les régions de plus haute densité, à savoir les amas de galaxies riches. D'autre part, Shull et al. (1998) ont détecté en utilisant eux aussi le spectrographe GHRS un regroupement de fortes absorptions Lyman- α sur la ligne de visée de la BL Lac PKS 2155–304 ($V = 13.1 - 13.7$). Les nuages ont une densité de colonne en hydrogène neutre combinée de $(2 - 5) \times 10^{16}$ atomes cm^{-2} . Trois d'entre eux ont été identifiés avec le réseau d'antennes du VLA (Van Gorkom et al. 1996; Shull et al. 1998) aux halos très étendus ou au gaz intra-groupe de quatre grandes galaxies HI au même décalage spectral $z_{\text{abs}} \approx 0.057$. Dans ce cas, il est probable que les absorptions se produisent en fait dans le halo de galaxies naines qui ne sont pas détectées ou des nuages de gaz primordial, plutôt que dans des queues de marée (Morris & Van Den Bergh 1994) ou des vents galactiques (Wang 1995). En effet, Shull et al. (1998) ont déduit de l'absence de raies d'absorption $\text{Si III } \lambda 1206$ et $\text{C IV } \lambda 1548$ associées

aux deux plus forts systèmes Lyman- α des limites à 4σ sur les abondances aussi faibles que $[\text{Si}/\text{H}] \leq 0.003$ et $[\text{C}/\text{H}] \leq 0.005$.

Lanzetta et al. (1996) ont identifié un groupe de galaxies à $z \approx 0.265$ qui est responsable d'un système d'absorption Lyman- α large dans le spectre du quasar Q 1545+2101 à $z_{\text{em}} \sim z_{\text{abs}}$. Ces données ont été obtenues avec le spectrographe FOS (12 Å FWHM) et la résolution spectrale n'est pas suffisante pour établir si le ou les nuages sont associés à l'ensemble du groupe de galaxies ou seulement à certains halos en particulier. Ortiz-Gil et al. (1999) ont donc observé de nouveau ce quasar à plus haute résolution en utilisant le spectrographe GHRS (0.07 Å FWHM). Ils ont détecté 8 raies d'absorption Lyman- α bien séparées, avec une dispersion de vitesses de 163 km s^{-1} comparable à celle du groupe de galaxies contenant le quasar (239 km s^{-1}). L'identification de systèmes d'absorption *discrets* montre que les absorptions se produisent dans des nuages d'hydrogène plutôt que dans un milieu intra-groupe diffus. Une relation univoque entre ces nuages et des galaxies bien précises reste cependant difficile à établir dans un environnement aussi dense. Il faudrait pouvoir disposer de plusieurs lignes de visée pour augmenter la statistique, et avoir une meilleure connaissance des décalages spectraux des galaxies dans l'amas. Cette problématique sera développée dans la Sous-section 6.2.2.

Observations dans la région de Virgo

Pour être exhaustif, il faut ajouter qu'une étude est en cours de réalisation dans le champ de l'amas de galaxies de Virgo. Impey et al. (1999) ont observé un échantillon de 10 lignes de visée avec le télescope spatial et le spectrographe GHRS : 139 absorbants Lyman- α à des décalages spectraux $0 < z_{\text{abs}} < 0.22$ sont ainsi détectés avec des densités de colonne $10^{13} < N(\text{H I}) < 10^{15} \text{ atomes cm}^{-2}$.

Une analyse de regroupement suggère que les différents systèmes ne sont pas distribués aléatoirement dans l'espace des vitesses, et qu'il existe un excès de paires de plus proches voisins sur une échelle de vitesses de $250 - 750 \text{ km s}^{-1}$. L'amplitude des corrélations entre absorbants est 4–5 fois plus petite que celle des corrélations entre galaxies sur une échelle de vitesses de $250 - 500 \text{ km s}^{-1}$, en accord avec les résultats de Groggin & Geller (1998). Pour que l'échantillon de galaxies soit complet jusqu'à la magnitude $M_B = -16$, l'étude de l'association entre galaxies proches et absorbants Lyman- α a dû être restreinte à la statistique de 11 systèmes Lyman- α dans l'intervalle de vitesses radiales $900 < v < 3000 \text{ km s}^{-1}$. Les paramètres d'impact sont tous supérieurs à $100 h_{50}^{-1} \text{ kpc}$. Impey et al. (1999) proposent que les absorbants Lyman- α se trouvent préférentiellement dans les régions de densité de galaxies intermédiaire, et signalent qu'il est souvent impossible d'associer un halo de galaxie *unique* à un système d'absorption en particulier.

Il est clair qu'une telle étude est fortement limitée par le manque d'information sur la position des galaxies dans le champ de l'amas de Virgo. Des relevés spectroscopiques profonds seront donc nécessaires pour déterminer les décalages spectraux des galaxies

dans des cônes autour des lignes de visée, avant de pouvoir comparer la distribution spatiale du gaz et celle des galaxies dans le champ avec les prédictions des simulations hydrodynamiques de l'Univers local.

6.1.4 Les simulations hydrodynamiques

Les simulations numériques décrivant l'évolution du gaz baryonique constituent un moyen de comparaison avec les observations à la fois utile et prédictif. Les simulations se sont révélées extrêmement performantes pour reproduire et expliquer les propriétés des nuages de la forêt Lyman- α telles que la distribution des densités de colonne et celle des paramètres Doppler. En tenant compte de la photo-ionisation et du refroidissement du gaz baryonique, elles indiquent que les nuages Lyman- α suivent les structures filamentaires et aplaties des puits de potentiel gravitationnel de la matière noire froide (Cen et al. 1994; Petitjean et al. 1995; Hernquist et al. 1996; Miralda-Escudé et al. 1996).

Les premières simulations numériques à être poursuivies à bas décalage spectral ont fait l'approximation que la densité de matière baryonique reste proportionnelle à celle de la matière noire (Petitjean et al. 1995; Mücke et al. 1996). Elles ont pu établir que le nombre de raies Lyman- α par unité de décalage spectral est ajustée par une loi de puissance par morceaux : $\gamma \approx 2.6$ ($1.5 < z_{\text{abs}} < 3$) et $\gamma \approx 0.6$ ($0 < z_{\text{abs}} < 1.5$) pour $N(\text{HI}) > 10^{14}$ atomes cm^{-2} (Riediger et al. 1998). Ce résultat est en parfait accord avec les observations du Télescope Spatial Hubble (Weymann et al. 1998a). Le changement dans le taux d'évolution des nuages Lyman- α à $z_{\text{abs}} \sim 1.7$ s'explique naturellement par la compétition entre l'effet de l'expansion cosmologique, et l'affaiblissement du fond diffus ionisant causé par la diminution du nombre des quasars (voir aussi Theuns et al. 1998).

A grand décalage spectral, l'évolution des nuages Lyman- α est en effet essentiellement régie par l'expansion cosmologique, qui augmente l'état d'ionisation moyen du gaz et, à un moindre degré, par le déplacement du gaz vers les filaments (Miralda-Escudé et al. 1996). Les structures aplaties dominent la forêt Lyman- α à grand décalage spectral, mais se dissipent avec le temps ou s'intègrent dans des régions plus denses. Les absorptions par le gaz qui se trouve dans les filaments et les nœuds des grandes structures deviennent finalement majoritaires, car ils évoluent moins vite.

A bas décalage spectral, $z_{\text{abs}} < 0.5$, les simulations de Petitjean et al. (1995) prédisent que les absorbants Lyman- α ont une distribution bimodale. Environ 25% des raies se produisent dans les halos de galaxies lumineuses ou des groupes de galaxies ($M > 3 \times 10^{11} M_{\odot}$) avec un rayon de l'ordre de $3 h_{50}^{-1} \text{Mpc}$. Les autres raies se produisent dans des nuages de gaz primordial situés à une distance de $4 - 14 h_{50}^{-1} \text{Mpc}$ de la galaxie la plus proche. Dans les simulations, la majeure partie de la forêt Lyman- α n'est donc pas directement associée aux galaxies.

Il faut garder à l'esprit que si les nuages de la forêt Lyman- α occupent plus de 90%

du volume de l'Univers à tout décalage spectral, ils contiennent sans doute une fraction de la masse baryonique totale qui diminue beaucoup avec le temps. Cette fraction de tous les baryons prédits par la théorie de la nucléosynthèse primordiale décroît en effet de 94% à $z = 3$ à 26% à $z = 0$ (voir Figure 6.3). Les simulations hydrodynamiques à haute résolution (Cen & Ostriker 1999a) montrent qu'à bas décalage spectral 47% des baryons ne se trouvent pas sous la forme d'un gaz froid/tiède de température $T < 10^5$ K, mais sous celle d'un gaz tiède/chaud de température $10^5 < T < 10^7$ K.

Ce gaz tiède/chaud émet dans le domaine ultraviolet lointain et des rayons X mous qui sont très difficiles à observer à bas décalage spectral à cause du milieu interstellaire de la Galaxie. Il devrait cependant être possible de le détecter par son doublet d'absorption $\text{OVI}\lambda\lambda 1031,1037$. Dans les simulations hydrodynamiques, le gaz tiède/chaud se trouve essentiellement dans des régions non virialisées, qui sont distribuées le long des structures filamentaires qui relient les nœuds les plus denses où les galaxies se forment ou sont collectées (voir Figure 6.3). Cen & Ostriker (1999a) montrent que le gaz tiède/chaud est principalement ionisé par des collisions dans la petite fraction du gaz qui s'effondre dans les puits de potentiel gravitationnel de la matière noire, et que l'énergie thermique des supernovae ne contribue que pour 20% de toute l'énergie produite.

Il semble d'autre part que le taux de refroidissement par les métaux éjectés dans les vents stellaires ne soit pas suffisant pour diminuer la grande température de ce gaz tiède/chaud qui est de faible densité : les baryons sont donc progressivement incorporés dans des structures de plus en plus grandes et de plus en plus chaudes.

6.2 Définition d'un projet à long terme

Il existe encore peu de quasars connus à l'arrière-plan d'amas de galaxies, et de nouveaux quasars et plus généralement des noyaux actifs sont indispensables pour compléter et homogénéiser les échantillons actuels, puis étudier en absorption la forêt Lyman- α et son association avec les grandes structures et les halos galactiques à bas décalage spectral. Ces objets doivent être parmi les plus brillants de leur catégorie : $B < 17 - 18$ pour que leur observation à moyenne résolution spectrale soit possible avec le Télescope Spatial Hubble.

6.2.1 Autres recherches de quasar

Les seules recherches systématiques de quasars dans le champ d'amas de galaxies, et dans le domaine des longueurs d'onde visibles, ont pour l'instant été effectuées dans un champ de $5^\circ \times 5^\circ$ centré sur l'amas de Virgo à $z_{\text{Virgo}} \approx 0.008$. He et al. (1984) ont trouvé 53 candidats quasars à raies d'émission et 29 objets à fort excès ultraviolet en utilisant

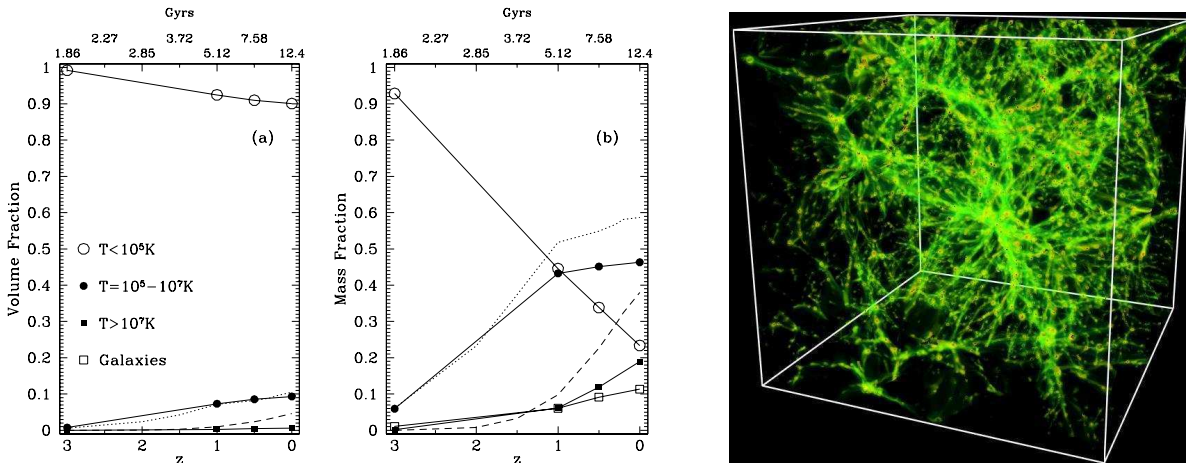


FIG. 6.3: **A gauche** : évolution des fractions de volume (a) et de masse (b) du gaz baryonique à différentes températures ainsi que du gaz dans les galaxies, d'après les simulations hydrodynamiques à haute résolution de la formation des grandes structures (Cen & Ostriker 1999a).

A droite : distribution spatiale au décalage spectral $z = 0$ du gaz tiède/chaud ($10^5 < T < 10^7$ K) sur une échelle de $140 h_{50}^{-1}$ Mpc dans les mêmes simulations hydrodynamiques. L'évolution de la matière noire froide, du gaz et des galaxies est traitée simultanément, et l'influence des étoiles sur le milieu intergalactique est prise en compte à travers l'énergie thermique des supernovae, les photons ultraviolets ionisants et les métaux éjectés dans l'explosion des supernovae. Les régions vertes (resp. jaunes) correspondent à des densités de 10 (resp. 100) fois la densité baryonique moyenne à $z = 0$.

des plaques à prisme objectif. Un total de 29 quasars a été découvert avec le télescope de 5 m du Mont Palomar, et 23 d'entre eux parmi les candidats quasars à raies d'émission (He et al. 1984; Impey & He 1986; Yang et al. 1995). Quelques quasars et noyaux actifs ont aussi été sélectionnés dans le domaine des rayons X, puis identifiés dans le domaine des longueurs d'onde visibles, près de galaxies elliptiques et d'amas de galaxies (Knezek & Bregman 1998). Cette technique, en soi intéressante, ne fournit cependant qu'un ou deux quasars par champ, et ne permet pas d'obtenir la densité souhaitée de ~ 1 quasar pour $1 \square^\circ$. Il existe enfin des relevés multi-couleurs non publiés autour des amas d'Abell 2029 et Abell 2255 (Horowitz et al. 1994).

6.2.2 Stratégie d'observation au TSH

Nous avons effectué un relevé (Ledoux et al. 1999) de quasars et de noyaux actifs de galaxie dans un rayon projeté de $\approx 4^\circ$ du centre de l'amas de galaxies de Coma. Notre approche est d'utiliser un ensemble de lignes de visée concentrées dans une seule région

du ciel afin de sonder régulièrement un grand volume. De cette façon, les absorbants détectés pourront être comparés individuellement avec les galaxies, et ceci jusqu'à de faibles luminosités et des paramètres d'impact $\rho_{\text{gal}} \gtrsim 100 h_{50}^{-1} \text{kpc}$. La région choisie est celle de Coma parce qu'elle est une des mieux étudiées pour ce qui est des propriétés des galaxies, et que le relevé Sloan doit en couvrir le champ en priorité et fournir les décalages spectraux de toutes les galaxies jusqu'à la magnitude $r' \sim 18$. Cette magnitude correspond typiquement à une luminosité $0.06L_*$ (resp. L_*) à $z = 0.02$ (resp. $z = 0.08$). Par comparaison, les relevés de décalages spectraux actuellement disponibles dans le champ de Coma, et dans celui de Virgo, sont restreints à la magnitude $m_{\text{Zw}} = 15.5$ (Geller & Huchra 1989).

Etablir l'existence d'une relation entre les nuages de la forêt Lyman- α et les galaxies reste difficile dans un environnement aussi dense que celui de l'amas de galaxies de Coma. Il faut en effet disposer de nombreuses lignes de visée, et surtout, avoir une bonne connaissance des décalages spectraux des galaxies dans l'amas : ces deux conditions sont remplies dans notre projet de cartographie du gaz Lyman- α dans le champ de l'amas de Coma. D'autre part, ce dernier est un amas de galaxies riche dont le milieu intra-amas possède globalement une température de l'ordre de 10^{7-8} K et est donc observable par les rayons X qu'il émet. Dans les régions internes de Coma, cela pourrait signifier que les galaxies soient dépouillées de leur hydrogène neutre, et l'on peut s'attendre à observer ce phénomène en absorption pour des paramètres d'impact typiquement inférieurs à $100 h_{50}^{-1} \text{kpc}$. Des nuages Lyman- α pourraient aussi provenir de la chute de gaz le long de chacune des deux branches du filament.

Les possibilités complémentaires de ce projet sont la mesure des abondances en éléments lourds des nuages Lyman- α et celle des abondances du milieu intra-amas, ainsi que l'étude de la phase OVI.

La sélection des candidats quasars nécessaires est dictée par une stratégie d'observation spécifique au projet Coma : ce sont les quasars de plus faibles décalages spectraux qui sont aussi les plus utiles. Au décalage spectral de l'amas de Coma, $z_{\text{Coma}} = 0.0232$, l'absorption Lyman- α se produit à une longueur d'onde $\lambda_c = 1244 \text{ \AA}$. La vitesse particulière maximum d'un nuage dans une très grande structure est typiquement de $\pm 2000 \text{ km s}^{-1}$, ce qui représente un tout petit intervalle de 17 \AA centré sur λ_c . Ce domaine étant limité, il est préférable de l'observer à moyenne (plutôt que basse) résolution spectrale afin de déterminer précisément la position des différents absorbants, ce qui n'empêche pas d'étudier aussi des absorptions à $z_{\text{abs}} \approx z_{\text{Coma}}$ appartenant à des ions métalliques.

La présence sur la ligne de visée d'un système optiquement épais à la limite de Lyman pourrait absorber entièrement le continu du quasar à une longueur d'onde de 1244 \AA si son décalage spectral est supérieur à $z_{\text{abs}} = 0.36$. Pour des quasars de décalages spectraux plus grands que $z_{\text{em}} = 0.36$, la probabilité qu'un tel système soit interposé sur la ligne de visée n'est pas négligeable. Pour $0.36 < z_{\text{em}} < 1.16$, elle est typiquement de 0.5 puisque la densité par unité de décalage spectral des systèmes optiquement épais à la limite de

Lyman est de $0.25(1+z)^{1.5}$ (Stengler-Larrea et al. 1995). D'autre part, la contamination de possibles absorptions Lyman- α à $z_{\text{abs}} \approx 0.0232$ par la forêt Lyman- β dans le spectre du quasar se produit à partir d'un décalage spectral $z_{\text{em}} = 0.21$. Cette complication fait que les quasars de décalages spectraux $z_{\text{em}} < 0.21$ représentent les meilleures cibles pour le projet de sonder la distribution d'un gaz chaud intra-amas dans Coma.

Nous nous proposons donc de combiner deux relevés complémentaires de candidats quasars. Le premier est basé sur une sélection dans le domaine des longueurs d'onde visibles, où les quasars sont connus pour avoir un décalage spectral moyen $z_{\text{em}} \sim 1.5$ (Boyle et al. 1990; Hewett et al. 1995), avec un critère d'excès ultraviolet et l'absence de mouvement propre : la méthode de l'excès ultraviolet est relativement complète pour $0 < z_{\text{em}} < 0.5$, tandis que son efficacité diminue lorsque le décalage spectral augmente et que la magnitude U devient incertaine. Pour $0.5 < z_{\text{em}} < 1$, certains relevés ne sont complets qu'à 70% voire moins (Green 1986). Le second relevé est basé soit sur une sélection dans le domaine des rayons X avec le satellite ROSAT, pour laquelle plus de la moitié des sources sont des noyaux actifs de galaxie (Voges et al. 1996) de décalage spectral moyen $z_{\text{em}} \sim 0.5$ (Maccacaro et al. 1991; Page et al. 1996), soit sur la présence d'un continu bleu et de raies d'émission dans un spectre sans fente. La technique de la spectroscopie sans fente est efficace pour trouver des objets avec de fortes raies d'émission à tout décalage spectral, ainsi que des régions HII extragalactiques à bas décalage spectral.

6.3 Recherche des quasars à l'arrière-plan de Coma

6.3.1 Evolution des quasars en couleur

La distinction dans un diagramme couleur-couleur $B - V$, $U - B$ entre les quasars de faible décalage spectral, $z_{\text{em}} < 1$, et les étoiles du disque et du halo de la Galaxie est illustrée dans la Figure 6.4. Ce graphique est basé sur des simulations effectuées jusqu'à une magnitude limite $V \sim 20$ par Fan (1999) pour le relevé digital Sloan. Ces auteurs ont utilisé des distributions spectrales d'énergie réalistes pour les étoiles, les quasars et les galaxies actives (c'est-à-dire possédant un noyau actif), tout en modélisant de façon cohérente les populations stellaires et la distribution spatiale des étoiles en direction du Pôle Nord Galactique.

A un décalage spectral bas ou intermédiaire, $z_{\text{em}} < 2$, les quasars ont des couleurs dominées par la pente – négative – du continu de leur spectre (F_{λ}). Ce continu suit une loi de puissance dont l'indice spectral moyen est $\alpha = 0.5$ (Francis 1996). Les quasars possèdent donc des couleurs qui sont très bleues : $U - B < -0.5$ et qui dépendent assez faiblement du décalage spectral. En effet, les raies d'émission des quasars autres que Lyman- α (et H α) ont des largeurs équivalentes inférieures à 100 Å qui modifient peu les couleurs intégrées sur une bande large. Pour un décalage spectral $z_{\text{em}} \sim 2$, la longueur

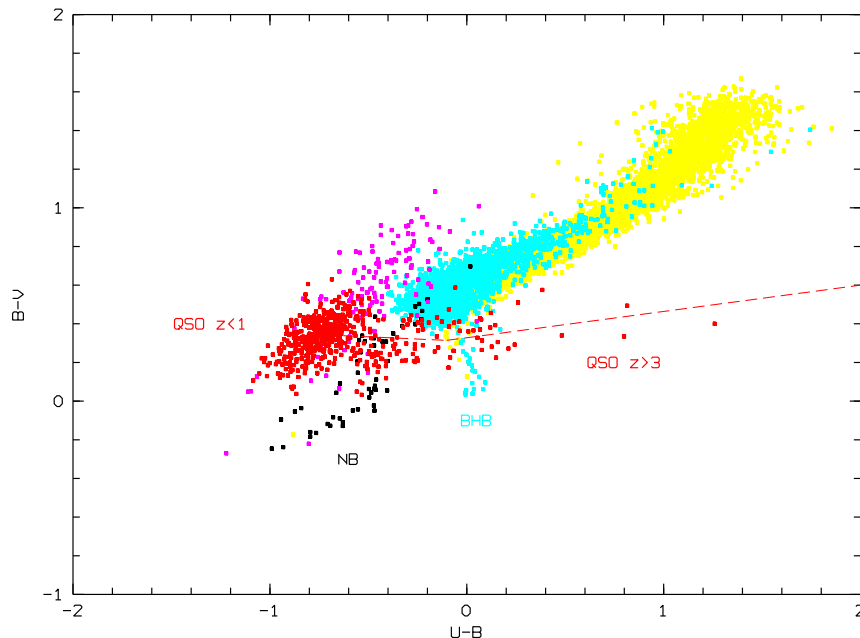


FIG. 6.4: Distribution simulée des couleurs des étoiles du disque (jaune) et du halo (bleu) de la Galaxie, des naines blanches (noir), des quasars (rouge) et des galaxies actives (magenta). Cette simulation a été réalisée jusqu'à une magnitude limite $V \sim 20$ dans un champ de 10° en direction du Pôle Nord Galactique (Fan 1999). Le trait plein en rouge indique la position moyenne des quasars de décalage spectral $z_{em} > 1$.

d'onde observée de la raie d'émission Lyman- α coïncide typiquement avec la bande U centrée à 3650 \AA , et cela renforce encore la couleur bleue du continu.

A grand décalage spectral, $z_{em} > 2.5$, le flux dans la partie bleue du spectre est absorbé par la forêt Lyman- α , et, éventuellement, par un ou plusieurs systèmes d'absorption optiquement épais à la limite de Lyman. La couleur des quasars à grand décalage spectral est donc rouge : $U - V > 0$ et varie fortement d'un objet à l'autre suivant la distribution des nuages Lyman- α sur la ligne de visée et la présence, ou l'absence, de système(s) d'absorption optiquement épais à la limite de Lyman (Figure 6.5, à gauche). Il y a en fait très peu de quasars à $z_{em} > 3.7$ qui ont un flux détectable en bande U . La sélection des quasars à grand décalage spectral nécessite l'utilisation d'un diagramme couleur-couleur et de bandes situées dans le rouge où l'émission du quasar est suffisamment élevée.

6.3.2 Critère général de la sélection

Les quasars que nous avons cherché dans ce travail doivent être suffisamment brillants : B (ou V) $\lesssim 18$ afin de pouvoir être observés en spectroscopie basse ou moyenne résolution

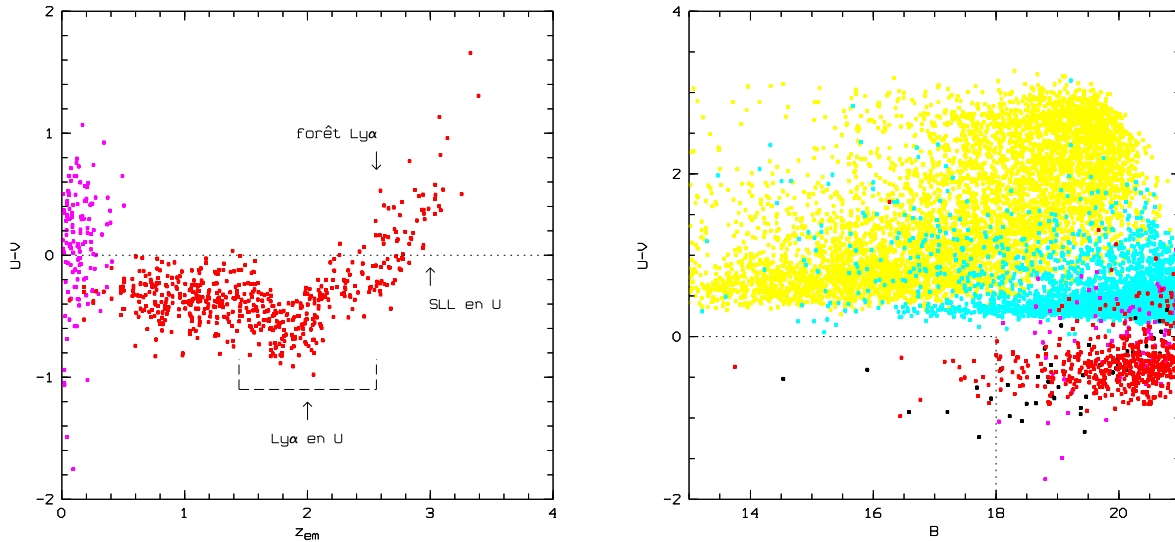


FIG. 6.5: **A gauche** : évolution des couleurs $U - V$ des quasars (rouge) et des galaxies actives (magenta). Le passage en bande U de la raie d'émission Lyman- α , de la forêt Lyman- α et des systèmes d'absorption optiquement épais à la limite de Lyman, est indiqué.

A droite : limites de la sélection des objets à excès ultraviolet et positions relatives des différentes sources de la simulation de Fan (1999) (voir Figure 6.4).

avec le spectrographe imageur (STIS) du Télescope Spatial Hubble. Cette contrainte imposée au flux des candidats est très forte, puisqu'à ces magnitudes la densité de quasars projetée sur le ciel est un peu moins d'un objet par degré carré (Hartwick & Schade 1990). Afin d'exclure le moins possible de quasars, nous avons donc sélectionné les candidats à partir d'un seul critère de couleur, plutôt que deux : $U - V < 0$. Même dans ces conditions cependant, l'échantillon de quasars identifiés n'est pas entièrement complet.

6.3.3 Sources de contamination

Rechercher des quasars à de telles magnitudes implique que la source de contamination des échantillons de candidats soit essentiellement de nature stellaire.

De manière générale, la position des quasars dans un diagramme couleur-couleur se distingue assez bien de celle des étoiles normales. La seule exception est pour les quasars à $z_{em} \approx 2.8$ qui ont des couleurs très voisines de celles des étoiles bleues de la branche horizontale et qui se trouvent dans le halo (Figure 6.4). Comme il est possible de le voir dans le diagramme couleur-magnitude $U - V$, B (Figure 6.5, à droite), la source de contamination de notre échantillon de candidats provient d'étoiles bleues très chaudes, les étoiles dégénérées naines blanches et les étoiles de type spectral A, notamment.

Les naines blanches ont tendance à être aussi bleues que les quasars en $U - B$, et *au moins* aussi bleues en $B - V$. Notons aussi que les étoiles du halo de la Galaxie sont plus bleues que les étoiles du disque, car elles sont en moyenne plus pauvres en métaux que ces dernières. Enfin, les galaxies actives ne constituent pas une source de contamination dans le cadre de notre projet, à partir du moment où elles se trouvent à l'arrière-plan de l'amas de galaxies de Coma, ou tout du moins à l'intérieur du Grand Mur de galaxies dont fait partie cet amas.

6.4 La sélection des candidats

Les candidats noyaux actifs de galaxie ont été sélectionnés en collaboration avec d'une part Henri Reboul du Groupe de Recherche en Astronomie et Astrophysique du Languedoc (GRAAL, France) et d'autre part Dieter Engels de l'Observatoire de Hambourg (Allemagne). Les candidats sont brillants avec des magnitudes $B \lesssim 18$ et proviennent de deux sources complémentaires :

- Le relevé Olivier Moreau-Henri Reboul (OMHR) d'objets ponctuels à excès ultraviolet, effectué par Moreau & Reboul (1995). Il s'agit d'un relevé homogène profond ($V \simeq 20$), à grand champ ($\sim 3000^\circ$), et qui est spécialement dédié à la recherche de candidats quasars en direction du Pôle Nord Galactique. L'originalité de la sélection de ces candidats réside dans le fait qu'à des critères de couleur en bandes U , B et V est associée, si possible, la mesure des mouvements propres grâce à des plaques de Schmidt obtenues à deux époques différentes.
- Le Relevé de Quasars de Hambourg (RQH), en cours de réalisation (Hagen et al. 1995, 1999). Le RQH est un relevé à très grand champ ($\sim 13600^\circ$) qui utilise la technique du prisme objectif pour trouver des quasars dans l'hémisphère Nord : $\delta > 0$ et à des latitudes galactiques $|b| > 20^\circ$. Il a été principalement conçu afin d'obtenir un échantillon complet de quasars brillants $B \leq 17$ à grand décalage spectral, $z_{\text{em}} \geq 2$, et de fournir la base à une identification des noyaux actifs de galaxie détectés dans le domaine des rayons X par le satellite ROSAT.

Par ailleurs, nous avons sélectionné l'objet US 370 (Usher 1981) qui a été rangé dans la catégorie des candidats quasars avec $V = 18$ et $U - V = -0.55$ par Berger et al. (1991). Son mouvement propre n'a pu être déterminé en raison de la proximité d'une étoile brillante (Moreau & Reboul 1995) et seule une observation en spectroscopie sans fente en a déjà été faite (Weedman 1985). Nous avons donc choisi d'obtenir un spectre de cet objet pour confirmer sa nature, et mesurer son décalage spectral avec précision.

6.4.1 Le relevé OMHR

Berger et al. (1991) ont réalisé une analyse astrométrique et photométrique de 1221 objets non résolus et possédant un excès ultraviolet. Ces différents objets se trouvent dans un champ de 40.5° centré sur la région du ciel appelée SA 57 :

$$12\text{h}52\text{m}08.6\text{s} < \alpha_{\text{J2000}} < 13\text{h}21\text{m}39.2\text{s} \quad (6.1)$$

$$26^\circ 01' 12'' < \delta_{\text{J2000}} < 32^\circ 14' 39'' \quad (6.2)$$

Pour cela, ils ont utilisé la *Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie* (MAMA) et numérisé trois plaques de Schmidt en bandes U , B et V prises en 1962 avec le télescope de 48 pouces du Mont Palomar. Moreau & Reboul (1995) ont ultérieurement développé une procédure homogène afin de mesurer les magnitudes de tous les objets présents sur ces plaques digitalisées, jusqu'à une magnitude limite $V = 20.3$. Sur environ 130000 objets détectés, ces auteurs ont extrait une liste de 1759 candidats quasars sélectionnés comme étant principalement des objets non résolus avec un excès ultraviolet : le critère de couleur était $U - V < 0.1$ avec une précision photométrique en bandes U et V de 0.1 magnitude. 1681 candidats ont finalement été conservés après élimination des objets ayant des identifications spectroscopiques dans la littérature.

Les catalogues astrométriques issus des plaques de Schmidt prises en 1962 ont été récemment comparés aux catalogues extraits, de la même façon, à partir de plaques de Schmidt prises en 1991 et 1994 avec le télescope de l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA). Ce travail a ainsi fourni les mouvements propres de la plupart des candidats quasars et ceux de beaucoup d'autres objets (Moreau & Reboul, en préparation) dans un champ de 26.7° limité par le champ de visée du télescope de l'OCA :

$$12\text{h}56\text{m}42.1\text{s} < \alpha_{\text{J2000}} < 13\text{h}20\text{m}41.4\text{s} \quad (6.3)$$

$$26^\circ 50' 42'' < \delta_{\text{J2000}} < 31^\circ 57' 51'' \quad (6.4)$$

La précision de la mesure de ces mouvements propres à 1σ est de 5 à 8 millisecondes d'arc par an dans l'intervalle de magnitudes $16 < V \lesssim 18$ concerné par notre recherche de quasars à l'arrière-plan de l'amas de Coma.

Les différentes conditions imposées sur les candidats quasars OMHR, à savoir une morphologie non résolue, un excès ultraviolet et l'absence de mouvement propre supérieur à ~ 10 millisecondes d'arc par an (soit une vitesse projetée inférieure à 25 km s^{-1} à une distance de 500 pc) fournissent *a priori* des candidats quasars de grande qualité. Il est cependant prévu que les quasars identifiés soient observés en spectroscopie moyenne résolution avec le Télescope Spatial Hubble. Notre choix s'est restreint à des objets ayant une magnitude $\lesssim 18$: des quasars aussi brillants sont énormément plus rares, et les échantillons de candidats plus pollués par des étoiles, que pour des magnitudes > 18 .

En résumé, l'échantillon des candidats quasars OMHR sélectionnés pour être identifiés en spectroscopie rassemble les 18 objets les plus brillants et les plus bleus : $B \lesssim 18$,

$U - V \leq 0$ qui n'ont pas de mouvement propre détecté avec un taux de confiance de 0.68. Notons que les deux relevés OMHR (les relevés photométriques et de mouvements propres) ne sont pas exactement centrés sur Coma, et que plusieurs candidats ont été sélectionnés dans un rayon projeté de 5° du centre de l'amas de galaxies (voir Figure 6.6, en haut à droite).

6.4.2 Le relevé RQH

Les différents candidats quasars ont été sélectionnés sur les plaques à prisme objectif du Relevé de Quasars de Hambourg en deux étapes consécutives (Hagen et al. 1995, 1999). Les spectres sans fente ayant un continu bleu ont été rassemblés automatiquement à partir des données digitalisées qui ne sont disponibles qu'à basse résolution. Les spectres ainsi sélectionnés ont été renumérisés avec un micro-densitomètre PDS 1010G pour obtenir des spectres de haute résolution, avec une dispersion de 139 nm mm^{-1} au niveau de la longueur d'onde au repos de la raie $H\gamma$. Ces nouveaux spectres ont été classés interactivement sur un écran graphique : les spectres rouges ayant des raies d'absorption stellaires, telles que la bande G à 4300 \AA , des raies de Balmer larges ou les raies du calcium H et K, ont été éliminés, tandis que les autres spectres ont été conservés dans une archive.

Les spectres bleus d'apparence stellaire ont été rangés dans la catégorie "QSO/HS". Cela signifie que ce sont vraisemblablement des quasars ou des étoiles chaudes avec de faibles raies d'absorption. Dans ces spectres, ceux qui ont des raies d'émission évidentes, ou un continu à la forme inhabituelle, ont été rangés dans les catégories "QSO", ou "Emission étroite", respectivement. Enfin, si les spectres sont bleus et n'ont pas de raie d'émission ou de raie d'absorption évidente, ils entrent alors dans la classe "Non id" pour "Non identifié". Le nombre des candidats est le plus important dans la catégorie des sources non identifiées, alors que l'efficacité pour trouver des quasars diminue de la catégorie "QSO" vers les autres classes.

Nous avons extrait de l'archive tous les objets de magnitude $B \leq 18$ de façon à compléter la sélection des candidats OMHR dans un rayon projeté de $\sim 4^\circ$ du centre de Coma (voir Figure 6.6, en haut). Pour $z_{\text{em}} > 0.1$ et $B \leq 17.5$, Hagen et al. (1999) estiment que seulement 10% des quasars sont perdus en raison du chevauchement des spectres sur les plaques de Schmidt, et qu'environ 5% sont mal classés durant la procédure interactive de sélection. Les candidats déjà identifiés dans la littérature ont été éliminés par corrélation croisée avec les bases de données NED et SIMBAD¹. Nous avons de plus vérifié l'existence d'objets en commun avec le relevé OMHR pour éliminer ceux qui ont un mouvement propre significatif (taux de confiance supérieur à 0.68) ou bien une couleur $U - V > 0$. La liste finale des candidats RQH que nous avons utilisée pour le suivi

¹Les bases de données NED et SIMBAD sont maintenues par le Centre de Données Stellaires (CDS) à l'Observatoire de Strasbourg (France) et le Joint Propulsion Laboratory (JPL) au California Institute of Technology (USA) respectivement.

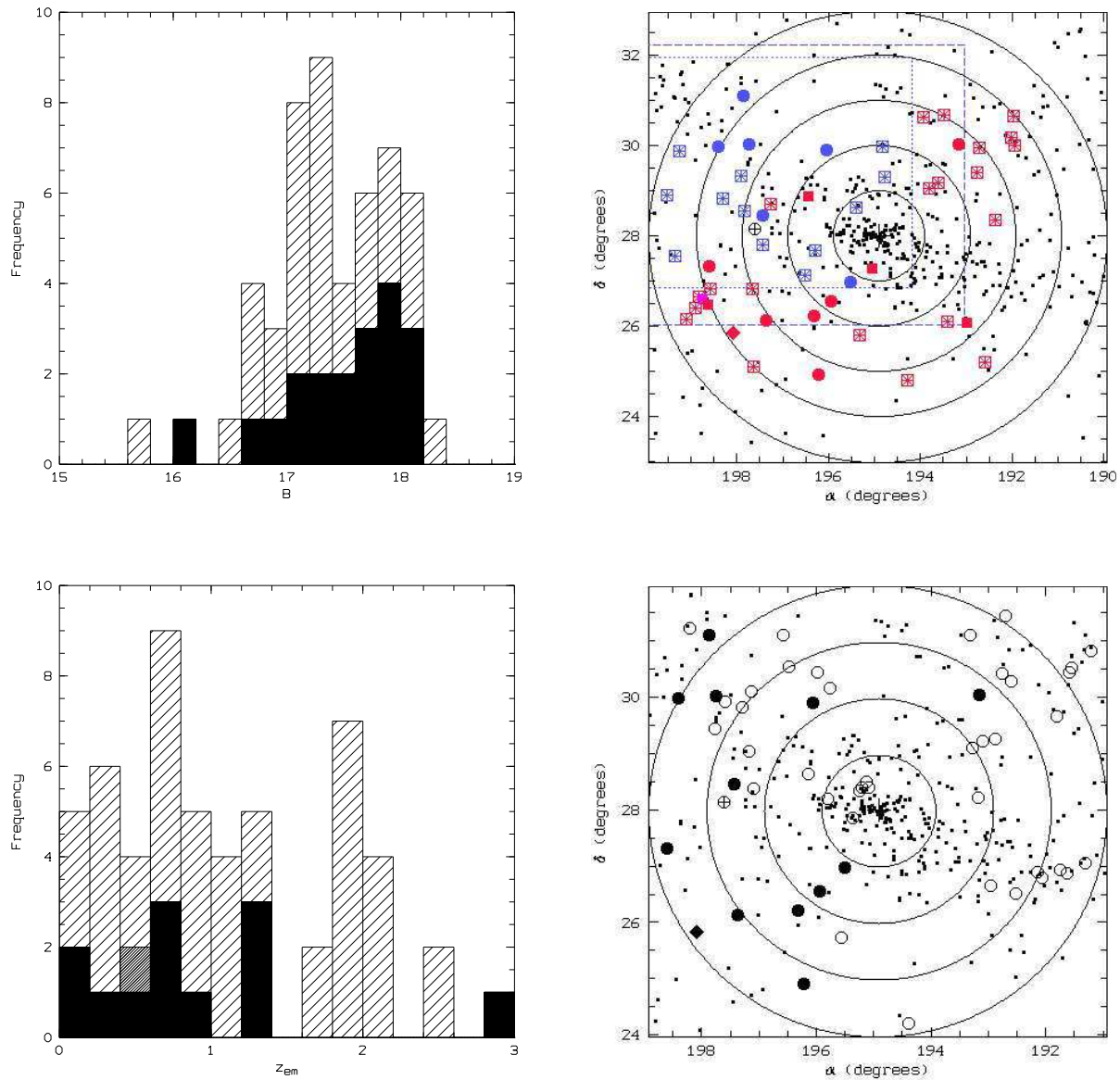


FIG. 6.6: **En haut à gauche** : histogramme des magnitudes B des candidats sélectionnés (hachures) et des galaxies actives et régions HII identifiées (noir). **En haut à droite** : distribution des candidats dans le champ de Coma, OMHR en bleu et RQH en rouge. Les symboles pleins sont les galaxies actives et régions HII identifiées, la croix cerclée US 370 et les autres symboles des étoiles. Les limites du relevé photométrique OMHR sont indiquées en trait discontinu, et celles du relevé de mouvements propres qu'il contient en trait pointillé.

En bas à gauche : histogramme des décalages spectraux des galaxies actives connues (hachures) et des galaxies actives identifiées (noir). US 370 est indiqué en gris. **En bas à droite** : distribution des galaxies actives dans le champ de Coma. Les symboles pleins correspondent aux objets identifiés.

spectroscopique est finalement composée de 31 objets.

Cette liste a été complétée par deux candidats noyaux actifs de galaxie appartenant au catalogue des sources détectées dans le domaine des rayons X par le satellite ROSAT. Les sources X de ce catalogue sont actuellement identifiées sur les plaques de Schmidt du Relevé de Quasars de Hambourg. Le taux de confirmation de ces candidats noyaux actifs de galaxie est très élevé (il est typiquement supérieur à 90%; Bade et al. 1992), mais la plupart d'entre eux sont moins brillants que notre limite de sélection ou étaient déjà connus. Le premier des deux candidats, RXJ1252.6+3002, fera partie du catalogue des sources ROSAT faibles (Voges et al., en préparation) tandis que le second, RXJ1303.7+2633, est publié dans le catalogue des sources ROSAT brillantes (Voges et al. 1999). Notons enfin que HS 1312+2735 est aussi une source X référencée dans ce dernier catalogue sous le nom de RXJ1314.3+2719.

6.5 Suivis spectroscopiques

Les observations visant à confirmer la nature des candidats sélectionnés ont été réalisées au foyer Cassegrain F/15 du télescope de 1.93 m de l'Observatoire de Haute-Provence du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, France). Elles ont eu lieu dans le cadre de deux missions, la première durant les nuits du 8 au 15 Avril 1997 et la seconde du 20 au 21 et du 27 au 29 Avril 1998. Le spectrographe à longue fente CARELEC (Lemaitre et al. 1990) a été utilisé en association avec un réseau de 150 traits mm^{-1} pour offrir une dispersion de 260 \AA mm^{-1} dans l'intervalle de longueurs d'onde $\lambda\lambda 3800\text{-}7250 \text{ \AA}$. Le détecteur était quant à lui un CCD Tektronix de 512×512 pixels de $27 \mu\text{m}$ de côté, avec un bruit de lecture de 9.2 électrons rms.

Pendant les observations, la qualité de l'atmosphère était habituellement comprise entre $1''.5$ et $2''.0$. En conséquence de quoi la plupart des poses ont été réalisées avec une largeur de fente de $2''.5$. Cela correspond à une largeur de fente projetée sur le détecteur égale à $62 \mu\text{m}$, ou 2.3 pixels. Dans cette configuration, la résolution instrumentale mesurée sur les raies de la lampe à hélium qui a servi pour la calibration en longueur d'onde était de 14 \AA FWHM. Un temps d'exposition de 3600 s a toujours été suffisant pour obtenir un rapport signal-sur-bruit plus grand que 10 dans le spectre des candidats les moins lumineux ($B \approx 18$).

L'étoile sous-naine O HZ 44 (Oke 1990) a été utilisée comme standard spectro-photométrique durant chacune des deux missions d'observation. En fonction de la stabilité atmosphérique de chaque nuit, la calibration absolue en flux possède typiquement une incertitude de 20 à 50%. Les données ont été réduites et analysées avec le programme LONG-SLIT implémenté dans le système de traitement d'images MIDAS qui a été développé à l'Observatoire Européen Austral (ESO, Allemagne). Après correction de champ plat et calibration en longueur d'onde, le signal a été extrait avec l'algorithme de Horne (Horne

TAB. 6.1: L'échantillon des objets extragalactiques identifiés.

No	Source	α_{J2000} (h m s)	δ_{J2000} (° ' ")	$l_{Coma}^{\perp,a}$ (°, Mpc)	B^b	Raies	z_{helio}	M_B	Type
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1	HS 1249+2620	12 51 54.4	+26 03 59	2.6 (6.0)	17.5	H β ,H α	0.045	-19.7	HII
2	RXJ1252.6+3002	12 52 37.8	+30 02 13	2.6 (6.0)	18.2	H γ ,H β ,[OIII]	0.228	-22.6	NLSy1
3	HS 1257+2732	13 00 14.4	+27 16 49	0.7 (1.6)	16.0	[OIII],H α	0.037	-20.7	HII
4	OMHR 120857	13 02 03.1	+26 58 09	1.1 (2.6)	17.1	MgII	0.98 :	-27.1	QSO
5	RXJ1303.7+2633	13 03 46.0	+26 33 11	1.7 (3.9)	17.8	MgII,H γ ,H β	0.437	-24.5	QSO
6	OMHR 102439	13 04 12.0	+29 53 49	2.2 (5.1)	18.1	Ly α ,SiIV,CIV	2.850	-28.8	QSO
7	HS 1302+2510	13 04 51.3	+24 54 47	3.3 (7.6)	17.4	MgII,[OII]	0.605	-25.6	QSO
8	HS 1302+2629	13 05 16.7	+26 13 03	2.1 (5.0)	17.6	H γ ,H β ,[OIII]	0.183	-22.7	Sy1
9	HS 1303+2908	13 05 45.1	+28 52 12	1.6 (3.8)	16.8	H β ,[OIII]	0.028	-19.3	HII
10	HS 1307+2623	13 09 28.8	+26 07 48	2.8 (6.7)	17.7	CIII],MgII	1.40	-27.4	QSO
11	OMHR 72209	13 09 44.9	+28 27 35	2.3 (5.3)	17.9	MgII	0.737 :	-25.6	QSO
12	US 370 ^c	13 10 28.1	+28 08 38	2.4 (5.6)	17.9	MgII,[NeV],[OIII]	0.497	-24.7	QSO
13	OMHR 62707	13 10 59.0	+30 01 07	3.2 (7.5)	18.1	CIII],MgII	1.38	-27.0	QSO
14	OMHR 62090	13 11 28.4	+31 05 51	4.0 (9.5)	18.0	CIII],MgII	1.334	-27.0	QSO
15	HS 1309+2605	13 12 19.2	+25 49 58	3.5 (8.3)	17.8	BL Lac :
16	OMHR 46627	13 13 36.2	+29 58 15	3.6 (8.5)	18.1	MgII	0.795 :	-25.6	QSO
17	HS 1312+2735	13 14 23.5	+27 19 20	3.3 (7.8)	17.2	[OIII]	0.133	-22.4	Sy1
18	HS 1312+2644	13 14 31.9	+26 28 31	3.6 (8.5)	17.0	H β ,[OIII]	0.071	-21.2	HII
19	HS 1312+2651	13 15 02.1	+26 35 43	3.8 (8.6)	17.4	H β ,MgI,NaD	0.071	E

^a Il s'agit de la distance angulaire entre la position de la source et le centre de l'amas de Coma (paramètre d'impact projeté; $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$).

^b Les magnitudes des objets HQS et ROSAT ont été déterminées sur des plaques à prisme objectif et sont donc erronées d'au plus 0.5 mag, au lieu de 0.1 mag pour les objets OMHR.

^c Usher (1981).

1986). Ce dernier permet d'obtenir un rapport signal-sur-bruit optimal dans le spectre d'objets relativement faibles, mais il sous-estime parfois légèrement l'intensité des raies d'émission dans les sources étendues.

6.6 L'échantillon extragalactique

Les coordonnées, les magnitudes apparentes ainsi que les décalages spectraux des objets extragalactiques qui ont été identifiés sont donnés en Table 6.1 (Colonnes 3, 4, 6 et 8). Dans la Colonne 5, les paramètres d'impact² par rapport au centre de Coma :

$$l_{Coma}^{\perp}(\text{kpc}) = \frac{29.0687}{h_0} \theta(\prime\prime) \frac{q_0 z_{Coma} + (q_0 - 1) \left(\sqrt{1 + 2q_0 z_{Coma}} - 1 \right)}{q_0^2 (1 + z_{Coma})^2} \quad (6.5)$$

s'échelonnent de 1.6 à 9.5 $h_{50}^{-1} \text{ Mpc}$ et sondent ainsi régulièrement depuis le cœur de l'amas de galaxies à moins d'un rayon d'Abell jusqu'à un environnement galactique de

²Dans la suite du Chapitre, nous avons adopté un modèle d'univers de Friedmann et Lemaître avec un paramètre de décélération $q_0 = 0.1$ et une constante de Hubble $H_0 = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

faible densité et les filaments des grandes structures. Les spectres calibrés en longueur d'onde et en flux se trouvent en Figure 6.7 ; le rapport signal-sur-bruit moyen a été calculé en fonction de la longueur d'onde à partir de la statistique des photons, après soustraction des raies spectrales dans un spectre normalisé à l'unité.

Nous avons découvert 16 nouveaux objets à raies d'émission, un candidat BL Lac et une galaxie elliptique, et nous avons confirmé la nature et le décalage spectral du quasar US 370. L'échantillon des objets à raies d'émission est composé de 9 quasars, 3 galaxies de Seyfert 1 et 4 régions HII extragalactiques. La classification en est expliquée ci-dessous, ainsi que dans la Sous-section 6.6.3. Nous avons estimé que HS 1309+2605 est un candidat BL Lac car aucune raie d'absorption de nature stellaire n'est détectée dans le spectre à fente longue (voir Figure 6.7). Il faut cependant remarquer que cette source n'est pas répertoriée dans le domaine des longueurs d'onde radio (Kim et al. 1994; Kim 1994) et que le rapport signal-sur-bruit dans notre spectre n'est pas suffisamment élevé pour définitivement conclure. La galaxie normale HS 1312+2651 avait été rangée dans la catégorie "Emission étroite" avec le spectre à prisme objectif, mais la raie d'émission n'a pas été confirmée par le spectre à fente longue.

6.6.1 Caractéristiques globales

Parmi les 16 nouveaux objets à raies d'émission, 12 ont des raies d'émission larges et sont par conséquent des quasars ou des galaxies de Seyfert 1. Nous avons adopté la définition de Véron-Cetty & Véron (1998) : un quasar est un objet ponctuel ou bien ayant un noyau ponctuel *plus brillant* que la magnitude absolue $B = -23$. Une distinction entre quasars et galaxies de Seyfert 1 a été faite sur la base de cette définition en calculant la magnitude absolue en bande B (M_B) de tous les objets à raies d'émission (Table 6.1, Colonne 9) :

$$M_B = B - 42.38 + 5 \log h_0 - 5 \log \left(\frac{q_0 z_{em} + (q_0 - 1) (\sqrt{1 + 2q_0 z_{em}} - 1)}{q_0^2} \right) + 2.5 \log(1 + z_{em})^\alpha \quad (6.6)$$

Le facteur de correction K a été appliqué en adoptant un continu en loi de puissance avec un indice spectral $\alpha = 0.5$ (Francis 1996).

Parmi les galaxies de Seyfert 1, il existe plusieurs sous-catégories. RXJ1252.6+3002 fait ainsi partie des galaxies de Seyfert 1 à raies d'émission étroites (Boller et al. 1996). En effet, la largeur à mi-hauteur intrinsèque de la raie $H\beta$ vaut environ 1150 km s^{-1} , et elle est seulement légèrement supérieure à celle de $[OIII]\lambda 5007$. En outre, le rapport des flux de $[OIII]\lambda 5007$ et de $H\beta$ est inférieur à l'unité, ce qui élimine la possibilité qu'il puisse s'agir

d'une galaxie de Seyfert 2 (Shuder & Osterbrock 1981). Un argument supplémentaire en faveur de cette classification provient de la détection de nombreuses raies de FeII non résolues autour de 4570 et 5190 Å (longueurs d'onde au repos; Koski 1978). HS 1302+2629 possède aussi des raies d'émission relativement étroites, mais étant donné que la largeur à mi-hauteur de la raie H β est de $\simeq 2350 \text{ km s}^{-1}$, elle doit être rangée dans la catégorie des galaxies de Seyfert 1 normales. Enfin, HS 1312+2735 est manifestement une galaxie de Seyfert 1, bien qu'il soit possible qu'il s'agisse là d'un type de Seyfert 1.5 d'après la forme de la raie H β .

Les objets ayant les plus faibles magnitudes absolues, à savoir : HS 1249+2620, HS 1257+2732, HS 1303+2908 et HS 1312+2644 ne possèdent que des raies d'émission permises et étroites. Dans la Sous-section 6.6.3, nous montrons que ce sont en réalité des régions HII extragalactiques, c'est-à-dire des galaxies à flambée de formation d'étoiles, qui sont vraisemblablement liées à la dynamique du super-amas de Coma (le Grand Mur).

6.6.2 Les décalages spectraux

Etant donnée la grande couverture des spectres obtenus à basse résolution, au moins deux raies d'émission sont détectées pour la plupart des quasars, galaxies de Seyfert 1 et galaxies à raies d'émission étroites. Cela permet des identifications univoques et la détermination précise des décalages spectraux. Dans la mesure du possible, trois raies d'émission fortes ont été sélectionnées avec une préférence pour les raies non résolues ne se trouvant pas en bordure des spectres, où la calibration en longueur d'onde est souvent de moins bonne qualité. Un profil gaussien a donc été ajusté sur les trois raies choisies (voir Table 6.1, Colonne 7) afin de mesurer leur centroïde, et le décalage spectral de chaque noyau actif de galaxie a été calculé en moyennant le décalage spectral des raies individuelles. Dans la Table 6.1 (Colonne 8), les valeurs de décalage spectral sont corrigées de l'atmosphère et données dans le référentiel héliocentrique. L'erreur associée est typiquement de l'ordre de 0.01 Å, soit $\Delta z_{\text{em}} \sim 10^{-3}$, à l'exception des sources OMHR 120857 et HS 1307+2623 pour lesquels une (resp. deux) raie(s) large(s) et légèrement asymétrique(s) fournissent une erreur de centrage plus importante ($\Delta z_{\text{em}} = 0.01$).

6.6.3 Les paramètres de raies

La Table 6.2 fournit la mesure des paramètres des raies en émission des objets de l'échantillon extragalactique. Les numéros de la Colonne 1 y sont les mêmes que ceux de la Colonne 1 de la Table 6.1. La largeur équivalente des raies détectées w_r (Colonne 3) ainsi que leur largeur à mi-hauteur FWHM (Colonne 4) sont corrigées du décalage spectral (référentiel au repos). La largeur à mi-hauteur FWHM est de plus corrigée de la réponse instrumentale, et aucune valeur n'en est donnée pour les raies qui ne sont pas résolues.

TAB. 6.2: Mesure des paramètres des raies en émission.

No	λ_{helio} (Å)	w_r (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	S/N	Transition	No	λ_{helio} (Å)	w_r (Å)	FWHM (km s ⁻¹)	S/N	Transition		
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)		
1	5080	4	16	H β	9	4998	30	21	H β		
1	5235	2	987	16	[OIII]	5007	9	5099	34	20	[OIII]	4959
1	6862	31	550	20	H α	5007	9	5147	117	18	[OIII]	5007
1	7029	11	1023	20	[SII]	6725	9	6745	111	25	H α	
2	4203	4	1308	14	[NeV]	3426	9	6910	18	733	24	[SII]	6725
2	5042	10	1264	16	H δ	10	4562	32	7306*	15	CIII]	1909	
2	5334	24	1549	15	H γ	10	6730	21	2101	18	MgII]	2798	
2	5970	68	1146	15	H β	11	4861	29	5948	34	MgII]	2798	
2	6147	27	1090	20	[OIII]	5007	12	4189	35	1628	13	MgII]	2798
3	5040	6	746	13	H β	12	5130	6	20	[NeV]	3426	
3	5195	4	842	13	[OIII]	5007	12	5585	8	858	14	[OII]	3727
3	6809	41	1040	31	H α	12	5798	5	13	[NeIII]	3869	
3	6972	11	829	25	[SII]	6725	12	6151	8	2041	12	H δ	
4	5534	31	6368	15	MgII]	2798	12	6518	21	2018	19	H γ	
5	4022	23	1912	14	MgII]	2798	13	4525	23	4206	27	CIII]	1909
5	6238	38	2561	17	H γ	13	6668	10	1147	20	MgII]	2798	
5	6989	80	2728	12	H β	14	4455	30	2641	25	CIII]	1909	
5	7122	15	771	12	[OIII]	4959	14	6533	9	1586	30	MgII]	2798
5	7189	24	431	12	[OIII]	5007	16	5025	20	1774	19	MgII]	2798
6	3975	10	871	12	Ly β	17	4227	16	13	[OII]	3727	
6	4682	105	2268*	16	Ly α	17	4385	11	1344	14	[NeIII]	3869	
6	5392	4	1179	22	SIV]	1400	17	4615	15	3277	16	H δ	
6	5957	23	974	19	CIV]	1549	17	4932	21	2878	14	H γ	
7	4492	47	4028*	35	MgII]	2798	17	5513	36	3485	19	H β	
7	5980	1	662	21	[OII]	3727	17	5621	26	18	[OIII]	4959
7	6978	11	2020	16	H γ	17	5677	58	17	[OIII]	5007	
8	4850	7	2619	19	H δ	17	7146	7	667	13	[OI]	6300	
8	5141	13	2521	17	H γ	18	4652	3	15	H γ		
8	5748	30	2347	18	H β	18	5208	13	28	H β		
8	5919	9	1137	22	[OIII]	5007	18	5314	8	29	[OIII]	4959
9	3977	6	19	[NeIII]	3869	18	5365	23	31	[OIII]	5007
9	4219	3	19	H δ	18	7032	97	697	27	H α		
9	4463	16	22	H γ	18	7202	19	852	33	[SII]	6725	

* Un ajustement gaussien est inapproprié voire impossible pour cette raie.

La classification des galaxies à raies d'émission étroites est essentiellement réalisée sur la base de diagrammes qui séparent différents processus physiques (Baldwin et al. 1981) : d'un côté, la photo-ionisation par un continu en loi de puissance, non thermique, dans les noyaux actifs de galaxie à raies d'émission étroites (les galaxies de Seyfert 2 et les LINERS), et, d'un autre côté, la photo-ionisation par les photons ultraviolets émis par les étoiles chaudes des associations OB (les régions HII extragalactiques). Les rapports de flux ont donc été calculés pour les raies les plus importantes (Veilleux & Osterbrock 1987), et des critères mettant en jeu les rapports de flux entre raies adjacentes ont été utilisés pour s'affranchir autant que possible de problèmes liés à l'extinction par les poussières. A partir du diagramme $[OIII]/H\beta - [SII]/H\alpha$, les quatre galaxies à raies d'émission étroites se révèlent être clairement des objets possédant un spectre de région HII. Les diagrammes $[OIII]/H\beta - [NII]/H\alpha$ et $[OIII]/H\beta - [OI]/H\alpha$ sont quant à eux moins précis à cause des erreurs sur les flux mesurés, mais ils donnent malgré tout des résultats cohérents avec

cette première classification.

6.7 Efficacité et importance du relevé

La sélection des candidats RQH s'est révélée efficace à hauteur de $29\% \pm 10\%$ pour trouver des noyaux actifs de galaxie (en incluant l'objet HS 1309+2605 qui est probablement du type BL Lac). De façon équivalente, la sélection des candidats OMHR ayant une couleur $U - V \leq 0$ et pas de mouvement propre détecté a eu un taux de succès de $33\% \pm 14\%$.

Il faut cependant noter que la sélection OMHR, par exemple, est associée à un taux de succès réel de $54\% \pm 14\%$, lorsque sont pris en compte les 8 quasars déjà connus dans la littérature et satisfaisant les mêmes critères de sélection. Il s'agit d'une efficacité élevée pour l'intervalle des magnitudes visibles qui sont concernées par ce travail (voir Section 6.3.3). Les relevés profonds du satellite ROSAT vers des régions de la Galaxie de faible densité de colonne en hydrogène neutre (telles que le trou de Lockman; Shanks et al. 1991; Hasinger et al. 1993, 1994) fournissent une sélection de noyaux actifs dans le domaine des rayons X dont l'efficacité est elle aussi typiquement de 60% (Zickgraf et al. 1997). D'autre part, le fait que tous les candidats OMHR soient ou bien des étoiles ou bien des quasars confirme la bonne qualité du rejet des sources diffuses (Moreau & Reboul 1995).

Sur un total de 51 candidats, 16 noyaux actifs de galaxie ou régions HII extragalactiques ont été identifiées et un possible objet BL Lac a été découvert. Cela représente une efficacité globale pour la sélection des galaxies actives de $33\% \pm 8\%$. Comparé au catalogue de Véron-Cetty & Véron (1998), le nombre de noyaux actifs de galaxie plus brillants que la magnitude 18 a été augmenté de 22% à moins de 2° du centre de l'amas de Coma, et de 36% dans l'anneau contenu entre 2° et 4° (voir Figure 6.6, en bas).

Plus de 50 quasars ou noyaux actifs de galaxie ayant une magnitude B ou $V \lesssim 18$ sont maintenant connus à l'arrière-plan de l'amas de galaxies de Coma dans un rayon de $\approx 4^\circ$. Ces objets constituent l'échantillon de ce type le plus grand à l'arrière-plan d'un amas de galaxies. La couverture sur le ciel va du cœur de l'amas jusqu'aux filaments des grandes structures, et elle est beaucoup plus uniforme qu'auparavant. La Figure 6.6 (en bas à droite) montre la distribution angulaire et la position des galaxies dans un catalogue homogène de galaxies brillantes ($B \leq 16$; Doi et al. 1995). Il existe en fait beaucoup plus de galaxies dans le champ (Godwin & Peach 1977; Slezak et al. 1988), et leur décalage spectral sera déterminé au cours de l'année 1999 dans le cadre du relevé Sloan. Il y a aussi ~ 15 paires de quasars ou noyaux actifs de galaxie ayant typiquement des séparations inférieures à $30'$. Ce nouvel échantillon fournit donc des cibles idéales pour le Télescope Spatial Hubble, afin d'étudier les nuages de la forêt Lyman- α à bas décalage spectral et leur association avec les halos galactiques et les structures à grande échelle

dans la distribution des galaxies.

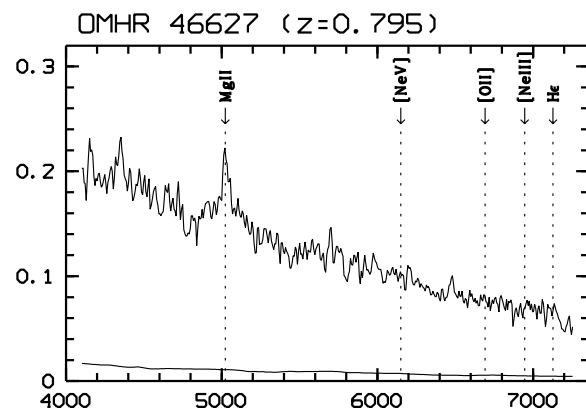
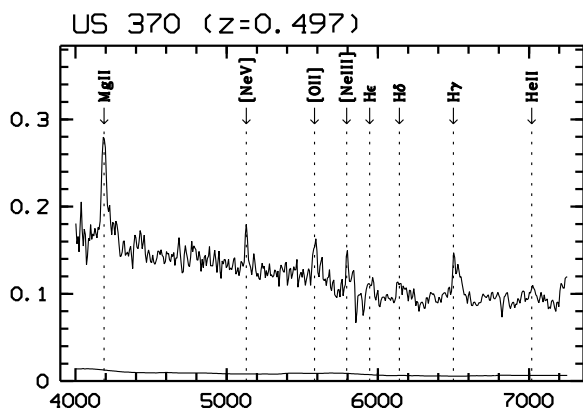
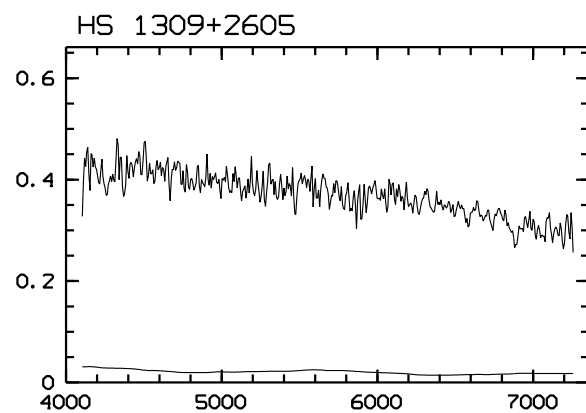
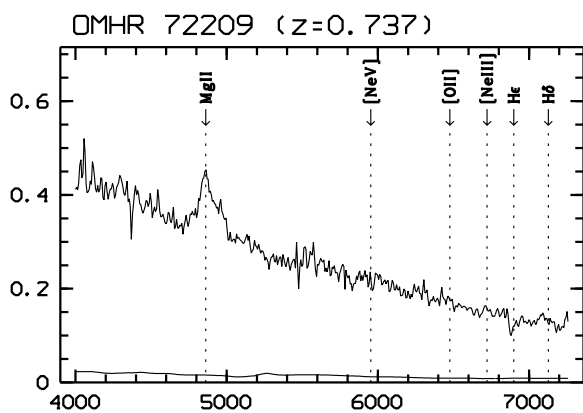
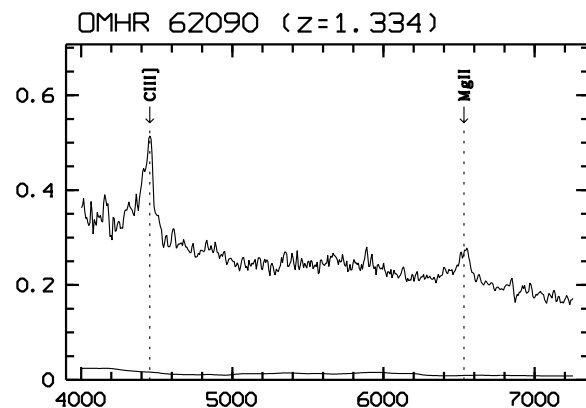
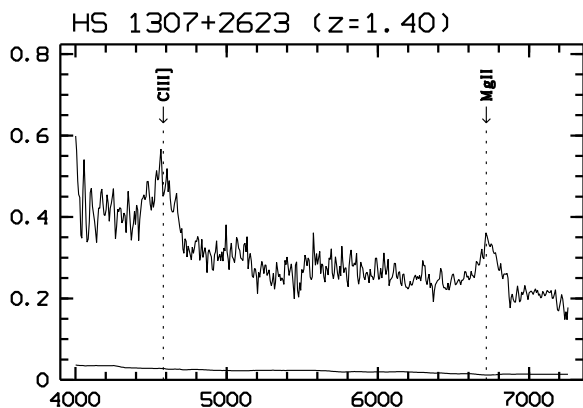
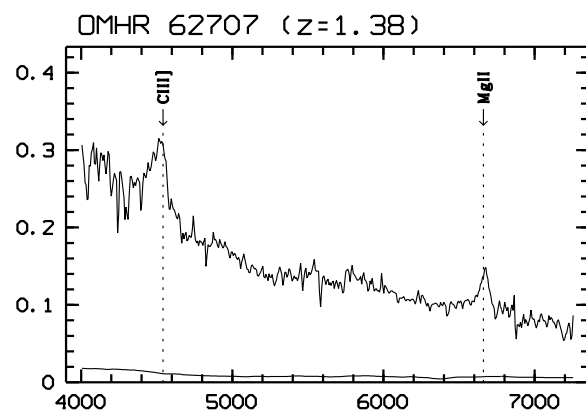
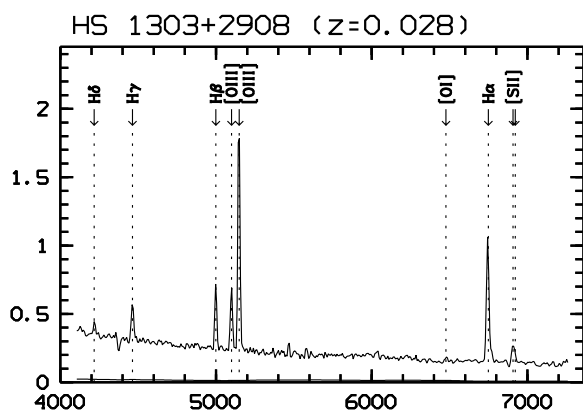


FIG. 6.7: Suite.

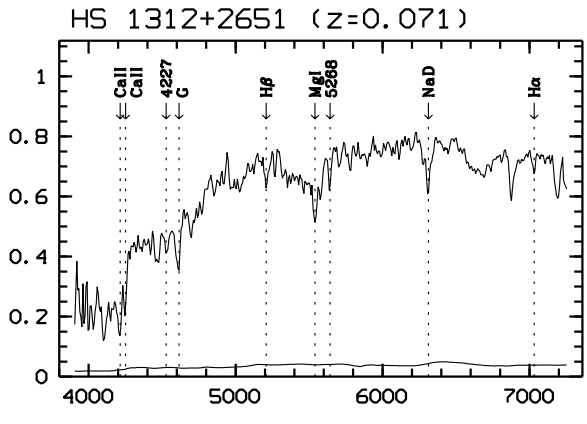
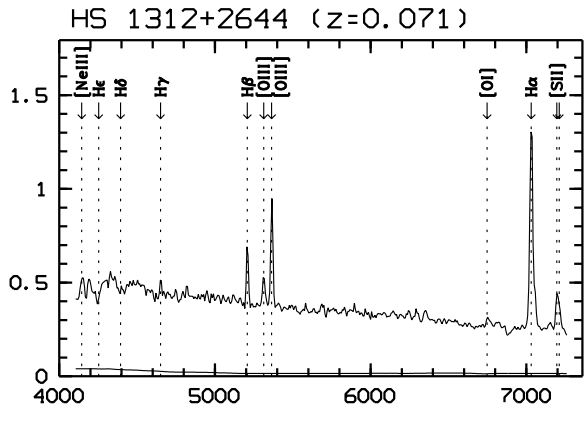
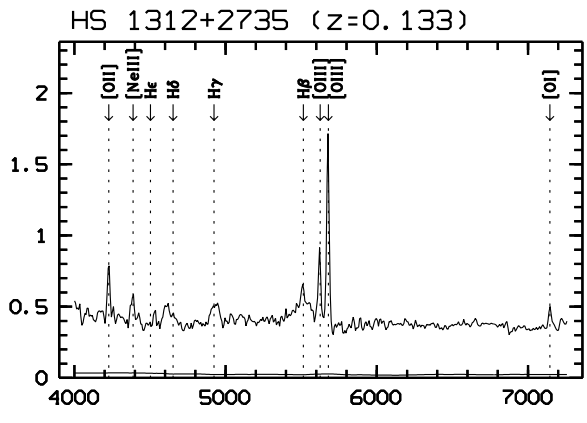


FIG. 6.7: *Suite.*

Chapitre 7

Implications et perspectives de la thèse

Les systèmes de raies d'absorption dans le spectre des quasars révèlent les propriétés du *gaz baryonique* à tout décalage spectral : $0 < z_{\text{abs}} \lesssim 5$.

Différentes structures se manifestent, depuis l'échelle des régions les plus diluées du milieu intergalactique via la forêt Lyman- α , jusqu'à celle des régions internes des halos de la matière noire via les systèmes lorentziens. Entre ces deux extrêmes de la distribution des densités de colonne en hydrogène neutre, on a tout lieu de croire que les absorbants MgII se produisent très généralement dans les halos des galaxies les plus lumineuses, tandis que les absorbants CIV sont plutôt associés aux filaments des grandes structures dans la distribution à grande échelle des galaxies.

7.1 Nature des systèmes lorentziens

Quoique rares observationnellement, les systèmes lorentziens dominent la densité de masse du *gaz neutre* dans l'Univers. Les fortes densités de colonne en hydrogène neutre ainsi que la présence de métaux dans ces objets montrent qu'ils sont associés à des régions de formation d'étoiles. Ce sont par conséquent des outils privilégiés pour l'étude de la formation et de l'évolution des galaxies.

Dans ce mémoire de thèse, nous avons présenté les résultats de nos travaux de recherche basés sur l'exploitation d'un ensemble de données, combinant à la fois spectroscopie à haute résolution et spectroscopie intégrale de champ. En analysant la *cinématique* du gaz, la dispersion des *métallicités* et les limites de détection de l'émission Lyman- α des systèmes lorentziens, nous avons donné des arguments suggérant que cette catégorie d'absorbants est représentative des pics de densité dans la distribution spatiale du gaz baryonique,

plutôt que des galaxies au sens strict (voir notamment le Chapitre 3). En particulier, l'étude des systèmes lorentziens ne peut se réduire à considérer l'*évolution cosmologique* des caractéristiques d'un seul et même type morphologique de galaxies, telles que les spirales ou leur progéniteurs.

Notre connaissance de la formation et de l'évolution des galaxies par le biais des systèmes lorentziens en absorption et des grands relevés de galaxies en émission est largement compatible avec le cadre conceptuel des modèles hiérarchiques de la formation et de la fusion des halos de la matière noire. Il semble en fait que soit en train d'émerger une vision globale de la formation des galaxies, et plus généralement de l'évolution des structures dans l'Univers. Les simulations numériques à haute résolution décrivent l'évolution d'un fluide baryonique, dont l'*enrichissement chimique* dépend très fortement de sa densité locale (Cen & Ostriker 1999b). Les régions ayant les densités les plus hautes atteignent rapidement des métallicités solaires, tandis que des régions typiques de l'Univers ont un enrichissement chimique beaucoup plus lent et régulier.

Cette description demande à être raffinée et confrontée à de nouvelles observations.

7.2 Cinématique et abondances chimiques

Il est nécessaire de clarifier la relation entre les systèmes lorentziens qui dominent la densité de masse du gaz neutre, et les galaxies lumineuses qui sont responsables de l'essentiel de la formation des étoiles et des métaux. Pour cela, nous avons réalisé une étude, présentée dans le Chapitre 4. Nous avons mis en évidence de faibles *quantités de poussière* dans les systèmes lorentziens, et montré que l'histoire nucléosynthétique du gaz n'est pas forcément la même que dans les étoiles de la Galaxie. D'autre part, nous avons suggéré l'existence d'une *évolution cosmologique* de la métallicité et des abondances relatives du manganèse et du fer à $z_{\text{abs}} \sim 0.5$. Cette possibilité est renforcée par l'identification de galaxies brillantes au même décalage spectral que celui des systèmes lorentziens étudiés.

A bas décalage spectral et décalage spectral intermédiaire, il sera utile de mener une *étude comparée* de la cinématique et des abondances chimiques dans les systèmes lorentziens. Pour chacun d'entre eux, la galaxie produisant l'absorption devra être identifiée pour connaître sa magnitude, sa taille et sa morphologie. L'étude de la cinématique en elle-même gagnera beaucoup à s'appuyer sur la détection dans le domaine *du visible et du proche infrarouge* des raies d'émission des régions de formation d'étoiles, telles que OIII λ 3727 et OIII λ 5007. Il est en effet possible que la largeur des profils d'absorption ultraviolet ne soit pas représentative de la cinématique du gaz à l'échelle galactique, si elle est influencée par une dynamique locale au milieu interstellaire (Pettini et al. 1997b).

De nouveaux échantillons de systèmes lorentziens seront bientôt disponibles à tout décalage spectral, soit lors d'identifications parmi les systèmes MgII (Rao et al. 1995)

soit lors des grands relevés de *quasars faibles*. Ces derniers permettront de construire des échantillons de systèmes lorentziens *non biaisés* en défaveur de possibles absorbants très poussiéreux. Les abondances chimiques et les rapports d'abondance de la phase gazeuse seront déterminés avec précision, à très haute résolution, grâce au spectrographe échelle UVES et la deuxième unité du VLT de l'ESO. Les profils de raies d'absorption non saturées, appartenant à des éléments *peu sensibles* à la présence de poussières, et d'origines nucléosynthétiques différentes, tels que Zn, S, P, N et Ar, pourront être systématiquement choisis.

Avec les grands relevés du ciel Sloan et 2dF, des quasars à $z_{\text{em}} \gtrsim 5$ vont probablement être identifiés (voir Fan et al. 1999). Le suivi spectroscopique de ces objets à moyenne résolution fournira des échantillons de systèmes lorentziens suffisamment importants pour entreprendre une étude statistique de leur *métallicité moyenne* à $z_{\text{abs}} > 3.5$. Il sera particulièrement intéressant de mesurer l'évolution de la métallicité avec le décalage spectral (Lu et al. 1996a). Cela permettrait en effet de contraindre les mécanismes de l'enrichissement chimique des systèmes lorentziens en relation avec celui de la forêt Lyman- α , et de savoir si la formation des étoiles est suffisamment efficace pour enrichir dans de courts intervalles de temps les systèmes lorentziens à des niveaux de métallicité $0.01 < \log Z/Z_{\odot} < 0.5$.

7.3 Lien avec les galaxies de Steidel

Un nombre important de galaxies a été découvert à $3 \lesssim z_{\text{em}} \lesssim 4$ (Steidel et al. 1996a, 1999). L'ensemble de ces galaxies domine la luminosité ultraviolette et le taux de formation d'étoiles intégrés pour $z_{\text{em}} \gtrsim 2$. Dans le Chapitre 5, nous avons insisté sur le fait que les systèmes lorentziens à grand décalage spectral ne sont pas de forts émetteurs Lyman- α , et qu'ils sont moins brillants que les deux tiers de la population des galaxies de Steidel. Etant données leurs faibles métallicités (Pettini et al. 1997b) et leurs petites dimensions (Møller & Warren 1998), certains systèmes lorentziens à grand décalage spectral ($\log Z/Z_{\odot} \sim 0.1$) pourraient bien être les *progéniteurs* des galaxies de Steidel ($\log Z/Z_{\odot} \gtrsim 0.3$). Si ces dernières sont des galaxies naines riches en gaz (Lowenthal et al. 1997), il est possible que l'intense formation d'étoiles observée soit le résultat d'interactions et d'une fusion en des structures plus massives (Primack et al. 1998). Pour examiner un tel scénario, les galaxies de Steidel devront être recherchées au même décalage spectral que les systèmes lorentziens, et leurs propriétés physiques et de regroupement étudiées.

Dans le chapitre 5, nous avons donné une limite supérieure sur le flux de l'émission Lyman- α de deux systèmes lorentziens à $z_{\text{abs}} > 4$. Avec la caméra proche infrarouge ISAAC et le VLT, il est désormais possible de rechercher l'émission H α qui est a priori peu affectée par la présence de grains de poussière. L'imagerie profonde ($F(\text{H}\alpha) \simeq 2 \times 10^{-17}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$) en bande étroite du champ de systèmes lorentziens à grand décalage spectral, $z_{\text{abs}} \sim 2$, devrait permettre d'évaluer l'importance des effets d'extinction et de diffusion

résonnante des photons Lyman- α , en relation avec la géométrie et la cinématique du milieu interstellaire qui compliquent l'interprétation de l'émission Lyman- α . Ce travail fournira aussi des contraintes sur la nature des systèmes lorentziens à grand décalage spectral, et sur le taux de formation d'étoiles des galaxies jeunes dans le champ. Des galaxies compagnons ont souvent tendance à se regrouper au même décalage spectral que les systèmes lorentziens (Mannucci et al. 1998; Teplitz et al. 1998) et il pourrait être intéressant de rechercher des grandes structures ou des amas de galaxies à $z_{em} \gtrsim 2$ (voir Francis et al. 1997).

7.4 Forêt Lyman- α et grandes structures

Des instruments performants sont mis en service actuellement au foyer du Télescope Spatial Hubble, ainsi qu'à ceux de la nouvelle génération des télescopes terrestres dont le VLT. Pour utiliser au mieux ces nouvelles ressources, l'astronomie devra se faire au début du 21^{ème} siècle à travers de larges collaborations internationales. De grands projets vont ainsi voir le jour, notamment dans le domaine des longueurs d'onde ultraviolettes et proche infrarouges.

Dans le Chapitre 6 de ce mémoire de thèse, nous avons décrit la première étape d'une étude de l'association des nuages d'hydrogène de la forêt Lyman- α avec les grandes structures de la distribution des galaxies et les halos galactiques à très *bas* décalage spectral. De nouveaux quasars ont été recherchés et identifiés dans le champ de l'amas de galaxies de Coma Berenices. Nous avons sélectionné dix lignes de visée réparties dans $64 \square^\circ$ autour de l'amas. Il est prévu de les observer à moyenne résolution avec le spectrographe imageur STIS du télescope spatial. Chacune des lignes de visée permettra d'analyser la distribution du gaz tiède en relation avec une variété d'environnements allant des halos de galaxies aux filaments et vides des grandes structures, en passant par le milieu intra-amas. A terme, cette étude fournira des éclaircissement quant à l'origine de la forêt Lyman- α à bas décalage spectral.

Un projet encore plus ambitieux est train de se développer. Son objectif est de contraindre la distribution spatiale et l'état physique des nuages de la forêt Lyman- α à grand décalage spectral. Les données observationnelles seront directement confrontées aux modèles cosmologiques décrivant l'évolution du gaz. Trois nuits ont été allouées sur le télescope de 2.2 m de l'ESO équipé de son imageur à grand champ, pour sélectionner dans $1 \square^\circ$ des candidats quasars faibles dont l'identification se fera ultérieurement en spectroscopie multi-fentes. Dans un deuxième temps, plusieurs dizaines de lignes de visée, parmi celles des quasars identifiés à $2 \lesssim z_{em} \lesssim 2.5$, seront observées à moyenne ou haute résolution sur la deuxième unité du VLT. Comme on peut l'imaginer, il s'agit d'un programme à la fois observationnel et théorique, de longue haleine, qui nécessitera une étroite interaction entre observateurs et modélisateurs.

Bibliographie

- Bacon R., Adam G., Baranne A., et al., 1995, *A&AS* 113, 347
- Bade N., Engels D., Fink H., et al., 1992, *A&A* 254, L21
- Bade N., Engels D., Voges W., et al., 1998, *A&AS* 127, 145
- Bade N., Fink H., Engels D., et al., 1995, *A&AS* 110, 469
- Bahcall J. N., Bergeron J., Boksenberg A., et al., 1993, *ApJS* 87, 1
- Bahcall J. N., Bergeron J., Boksenberg A., et al., 1996, *ApJ* 457, 19
- Bahcall J. N., Jannuzi B. T., Schneider D. P., et al., 1991, *ApJ* 377, L5
- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, *PASP* 93, 5
- Barvainis R., Antonucci R., Hurt T., Coleman P., Reuter H.-P., 1995, *ApJ* 451, L9
- Barvainis R., Tacconi L., Antonucci R., Alloin D., Coleman P., 1994, *Nat* 371, 586
- Baugh C. M., Cole S., Frenk C. S., Lacey C. G., 1998, *ApJ* 498, 504
- Beaver E. A., Burbidge E. M., McIlwain C. E., Epps H. W., Strittmatter P. A., 1972, *ApJ* 178, 95
- Bechtold J., 1994, *ApJS* 91, 1
- Berger J., Cordoni J. P., Fringant A. M., et al., 1991, *A&AS* 87, 389
- Bergeron J., Boissé P., 1991, *A&A* 243, 344
- Bergeron J., D'Odorico S., 1986, *MNRAS* 220, 833
- Bergeron J., Petitjean P., Cristiani S., et al., 1999, *A&A* 343, L40
- Bergeron J., Petitjean P., Sargent W. L. W., et al., 1994, *ApJ* 436, 33
- Bergeron J., Stasińska G., 1986, *A&A* 169, 1
- Bergeson S. D., Lawler J. E., 1993a, *ApJ* 408, 382
- Bergeson S. D., Lawler J. E., 1993b, *ApJ* 414, L137
- Bergeson S. D., Mullman K. L., Lawler J. E., 1994, *ApJ* 435, L157
- Biviano A., 1998, in A. Mazure, F. Casoli, F. Durret, D. Gerbal (eds.), *Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster*, p. 1

- Blades J. C., Hunstead R. W., Murdoch H. S., Pettini M., 1982, MNRAS 200, 1091
- Blades J. C., Hunstead R. W., Murdoch H. S., Pettini M., 1985, ApJ 288, 580
- Boissé P., Bergeron J., 1988, A&A 192, 1
- Boissé P., Le Brun V., Bergeron J., Deharveng J.-M., 1998, A&A 333, 841
- Boller T., Brandt W. N., Fink H., 1996, A&A 305, 53
- Bosma A., 1981, AJ 86, 1825
- Bowen D. V., Blades J. C., Pettini M., 1996, ApJ 464, 141
- Bowen D. V., Pettini M., Boyle B. J., 1998, MNRAS 297, 239
- Boyle B. J., Fong R., Shanks T., Peterson B. A., 1990, MNRAS 243, 1
- Boyle B. J., Smith R. J., Shanks T., et al., 1997, IAU Symposia 183, E6
- Bremer M. N., Fabian A. C., Sargent W. L. W., et al., 1992, MNRAS 258, 23
- Brocklehurst M., 1971, MNRAS 153, 471
- Bunker A. J., Warren S. J., Clements D. L., Williger G. M., Hewett P. C., 1999, MNRAS 309, 875
- Burles S., Tytler D., 1996, ApJ 460, 584
- Burles S., Tytler D., 1998, ApJ 499, 699
- Cardelli J. A., Savage B. D., 1995, ApJ 452, 275
- Carilli C. L., Menten K. M., Reid M. J., Rupen M. P., Yun M. S., 1998, ApJ 494, 175
- Carswell R. F., Hilliard R. L., Strittmatter P. A., Taylor D. J., Weymann R. J., 1975, ApJ 196, 351
- Cen R., Miralda-Escudé J., Ostriker J. P., Rauch M., 1994, ApJ 437, L9
- Cen R., Ostriker J. P., 1999a, ApJ 514, 1
- Cen R., Ostriker J. P., 1999b, ApJ 519, L109
- Cen R., Simcoe R. A., 1997, ApJ 483, 8
- Charlot S., Fall S. M., 1991, ApJ 378, 471
- Charlot S., Fall S. M., 1993, ApJ 415, 580
- Charlton J. C., Churchill C. W., 1998, ApJ 499, 181
- Chen H.-W., Lanzetta K. M., Pascarelle S., 1999, Nat 398, 586
- Chen H.-W., Lanzetta K. M., Webb J. K., Barcons X., 1998, ApJ 498, 77
- Chen W. L., Neufeld D. A., 1994, ApJ 432, 567
- Churchill C. W., Steidel C. C., Vogt S. S., 1996, ApJ 471, 164
- Cohen R. D., Barlow T. A., Beaver E. A., et al., 1994, ApJ 421, 453
- Cohen R. D., Beaver E. A., Junkkarinen V. T., Lyons R. W., Smith H. E., 1998, AAS 192, 5107

- Cole S., Aragón-Salamanca A., Frenk C. S., Navarro J. F., Zepf S. E., 1994, *MNRAS* 271, 781
- Courtès G., 1982, in C. M. Humphries (ed.), *IAU Colloq. 67 : Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes*, p. 123
- Cowie L. L., Hu E. M., 1998, *AJ* 115, 1319
- Cowie L. L., Songaila A., 1995, *ApJ* 453, 596
- Cowie L. L., Songaila A., 1998, *Nat* 394, 44
- Cowie L. L., Songaila A., Kim T.-S., Hu E. M., 1995, *AJ* 109, 1522
- Cristiani S., D'Odorico S., D'Odorico V., et al., 1997, *MNRAS* 285, 209
- Croom S. M., Shanks T., 1996, *MNRAS* 281, 893
- de la Varga A., Reimers D., 1997, in P. Petitjean, S. Charlot (eds.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems : 13th IAP meeting*, p. 456
- De Lapparent V., Geller M. J., Huchra J. P., 1986, *ApJ* 302, L1
- De Vaucouleurs G., De Vaucouleurs A., Corwin J. R., et al., 1991, in *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, p. 1
- Dey A., Spinrad H., Stern D., Graham J. R., Chaffee F. H., 1998, *ApJ* 498, L93
- Djorgovski S. G., 1992, in R. R. de Carvalho (ed.), *ASP Conf. Ser. 24 : Cosmology and Large-Scale Structure in the Universe*, p. 73
- Djorgovski S. G., 1997, in P. Petitjean, S. Charlot (eds.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems : 13th IAP meeting*, p. 303
- Djorgovski S. G., Pahre M. A., Bechtold J., Elston R., 1996, *Nat* 382, 234
- D'Odorico V., Cristiani S., D'Odorico S., et al., 1998, *A&A* 339, 678
- Doi M., Fukugita M., Okamura S., Tarusawa K., 1995, *ApJS* 97, 77
- Downes D., Neri R., Wiklind T., Wilner D. J., Shaver P. A., 1999, *ApJ* 513, L1
- Einasto J., Einasto M., Frisch P., et al., 1997a, *MNRAS* 289, 801
- Einasto J., Einasto M., Frisch P., et al., 1997b, *MNRAS* 289, 813
- Eisenhardt P. R., Armus L., Hogg D. W., et al., 1996, *ApJ* 461, 72
- Ellison S. L., Lewis G. F., Pettini M., Chaffee F. H., Irwin M. J., 1999a, *ApJ* 520, 456
- Ellison S. L., Lewis G. F., Pettini M., et al., 1999b, *PASP* 111, 946
- Falco E. E., Kurtz M. J., Geller M. J., et al., 1999, *PASP* 111, 438
- Fall S. M., Pei Y. C., 1993, *ApJ* 402, 479
- Fan X., 1999, *AJ* 117, 2528
- Fan X., Strauss M. A., Schneider D. P., et al., 1999, *AJ* 118, 1

- Ferguson A. M. N., Gallagher J. S., Wyse R. F. G., 1998, *AJ* 116, 673
- Fernández-Soto A., Lanzetta K. M., Yahil A., 1999, *ApJ* 513, 34
- Fitzpatrick E. L., 1996, *ApJ* 473, L55
- Foltz C. B., Chaffee F. H. J., Wolfe A. M., 1988, *ApJ* 335, 35
- Fontana A., Ballester P., 1995, *The Messenger* 80, 37
- Francis P. J., 1996, *PASA* 13, 212
- Francis P. J., Woodgate B. E., Danks A. C., 1997, *ApJ* 482, L25
- Francis P. J., Woodgate B. E., Warren S. J., et al., 1996, *ApJ* 457, 490
- Francois P., 1987, *A&A* 176, 294
- Franx M., Illingworth G. D., Kelson D. D., Van Dokkum P. G., Tran K.-V., 1997, *ApJ* 486, L75
- Fuhrmann K., 1998, *A&A* 338, 161
- Fukugita M., Turner E. L., 1991, *MNRAS* 253, 99
- Fynbo J. U., Møller P. A., Warren S. J., 1999, *MNRAS* 305, 849
- Ge J., Bechtold J., 1997, *ApJ* 477, L73
- Geller M. J., Huchra J. P., 1989, *Science* 246, 897
- Gialalisco M., Koratkar A., Calzetti D., 1996a, *ApJ* 466, 831
- Gialalisco M., Steidel C. C., Macchetto F. D., 1996b, *ApJ* 470, 189
- Giroux M. L., Sutherland R. S., Shull J. M., 1994, *ApJ* 435, L97
- Gnedin N. Y., Ostriker J. P., 1992, *ApJ* 400, 1
- Godwin J. G., Peach J. V., 1977, *MNRAS* 181, 323
- Gonzalez Delgado R. M., Leitherer C., Heckman T., et al., 1998, *ApJ* 495, 698
- Graham M. J., Clowes R. G., Campusano L. E., 1995, *MNRAS* 275, 790
- Gratton R. G., Sneden C., 1991, *A&A* 241, 501
- Green R. F., 1986, *IAU Symposia* 119, 429
- Grogin N. A., Geller M. J., 1998, *ApJ* 505, 506
- Guiderdoni B., Bouchet F. R., Puget J.-L., Lagache G., Hivon E., 1997, *Nat* 390, 257
- Guillemin P., Bergeron J., 1997, *A&A* 328, 499
- Guilloteau S., Omont A., McMahon R. G., Cox P., Petitjean P., 1997, *A&A* 328, L1
- Gunn J. E., Weinberg D. H., 1995, in S. Maddox, A. Aragon-Salamanca (eds.), *Wide Field Spectroscopy and the Distant Universe*, p. 3
- Haehnelt M. G., Steinmetz M., Rauch M., 1998, *ApJ* 495, 647
- Hagen H.-J., Engels D., Reimers D., 1999, *A&AS* 134, 483

- Hagen H.-J., Groote D., Engels D., Reimers D., 1995, *A&AS* 111, 195
- Haiman Z., Spaans M., 1999, *ApJ* 518, 138
- Hamann F., Ferland G. J., 1999, *ARA&A* 37, 487
- Hartwick F. D. A., Schade D., 1990, *ARA&A* 28, 437
- Hasinger G., Burg R., Giacconi R., et al., 1993, *A&A* 275, 1
- Hasinger G., Burg R., Giacconi R., et al., 1994, *A&A* 291, 348
- He X.-T., Cannon R. D., Peacock J. A., Smith M. G., Oke J. B., 1984, *MNRAS* 211, 443
- Heckman T. M., Lehnert M. D., Miley G. K., Van Breugel W., 1991a, *ApJ* 381, 373
- Heckman T. M., Miley G. K., Lehnert M. D., Van Breugel W., 1991b, *ApJ* 370, 78
- Hernquist L., Katz N., Weinberg D. H., Miralda-Escudé J., 1996, *ApJ* 457, L51
- Hewett P. C., Foltz C. B., Chaffee F. H., 1995, *AJ* 109, 1498
- Hines D. C., Schmidt G. D., Smith P. S., 1999, *ApJ* 514, L91
- Hoffman R. D., Woosley S. E., Fuller G. M., Meyer B. S., 1996, *ApJ* 460, 478
- Horne K., 1986, *PASP* 98, 609
- Horowitz I. K., Moody J. W., Hintz E., 1994, *AAS* 185, 1902
- Hu E. M., Cowie L. L., McMahan R. G., 1998, *ApJ* 502, L99
- Hu E. M., Kim T.-S., Cowie L. L., Songaila A., Rauch M., 1995, *AJ* 110, 1526
- Hu E. M., McMahan R. G., 1996, *Nat* 382, 281
- Hu E. M., McMahan R. G., Cowie L. L., 1999, *ApJ* 522, L9
- Hu E. M., McMahan R. G., Egami E., 1996, *ApJ* 459, L53
- Hu E. M., Songaila A., Cowie L. L., Stockton A., 1991, *ApJ* 368, 28
- Huchra J. P., Geller M. J., De Lapparent V., Corwin H. G. J., 1990, *ApJS* 72, 433
- Hunstead R. W., Fletcher A. B., Pettini M., 1990, *ApJ* 356, 23
- Ibata R. A., Lewis G. F., Irwin M. J., Lehár J., Totten E. J., 1999, *AJ* 118, 1922
- Impey C. D., He X.-T., 1986, *MNRAS* 221, 897
- Impey C. D., Petry C. E., Flint K. P., 1999, *ApJ* 524, 536
- Iovino A., Shaver P. A., 1988, *ApJ* 330, L13
- Irwin M. J., Ibata R. A., Lewis G. F., Totten E. J., 1998, *ApJ* 505, 529
- Irwin M. J., McMahan R. G., Hazard C., 1991, in *ASP Conf. Ser. 21 : The Space Distribution of Quasars*, p. 117
- Jannuzi B. T., Bahcall J. N., Bergeron J., et al., 1998, *ApJS* 118, 1
- Jenkins E. B., 1987, in D. J. Hollenbach, H. A. Thronson (eds.), *Interstellar Processes*, Vol. 134, p. 533

- Joeveer M., Einasto J., 1978, IAU Symposium 79, 241
- Johnson H. L., 1977, RMxAA 2, 175
- Junkkarinen V. T., Hewitt A., Burbidge G., 1991, ApJS 77, 203
- Jura M., 1974, ApJ 191, 375
- Kauffmann G., 1996, MNRAS 281, 475
- Kauffmann G., Haehnelt M. G., 1999, MNRAS submitted, astro-ph/9906493
- Kennefick J. D., De Carvalho R. R., Djorgovski S. G., et al., 1995, AJ 110, 78
- Kennicutt R. C. J., 1983, ApJ 272, 54
- Kim K.-T., 1994, A&AS 105, 403
- Kim K.-T., Kronberg P. P., Dewdney P. E., Landecker T. L., 1994, A&AS 105, 385
- Kirkman D., Tytler D., 1997, ApJ 489, L123
- Kirkman D., Tytler D., 1999, ApJ 512, L5
- Klypin A., Borgani S., Holtzman J. A., Primack J. R., 1995, ApJ 444, 1
- Knezek P. M., Bregman J. N., 1998, AJ 115, 1737
- Kochanek C. S., 1992, ApJ 384, 1
- Kochanek C. S., 1993, ApJ 419, 12
- Kochanek C. S., 1996, ApJ 466, 638
- Komberg B. V., Kravtsov A. V., Lukash V. N., 1996, MNRAS 282, 713
- Koo D. C., Kron R. G., 1980, PASP 92, 537
- Koski A. T., 1978, ApJ 223, 56
- Kulkarni V. P., Fall S. M., Truran J. W., 1997, ApJ 484, L7
- Kunth D., Lequeux J., Sargent W. L. W., Viallefond F., 1994, A&A 282, 709
- Kunth D., Mas-Hesse J. M., Terlevich E., et al., 1998, A&A 334, 11
- La Franca F., Andreani P., Cristiani S., 1998, ApJ 497, 529
- Lanzetta K. M., Bowen D. V., 1992, ApJ 391, 48
- Lanzetta K. M., Bowen D. V., Tytler D., Webb J. K., 1995a, ApJ 442, 538
- Lanzetta K. M., McMahon R. G., Wolfe A. M., et al., 1991, ApJS 77, 1
- Lanzetta K. M., Webb J. K., Barcons X., 1996, ApJ 456, L17
- Lanzetta K. M., Wolfe A. M., Altan H., et al., 1997, AJ 114, 1337
- Lanzetta K. M., Wolfe A. M., Turnshek D. A., 1995b, ApJ 440, 435
- Lauroesch J. T., Truran J. W., Welty D. E., York D. G., 1996, PASP 108, 641
- Le Brun V., Bergeron J., Boissé P., 1996, A&A 306, 691
- Le Brun V., Bergeron J., Boissé P., Deharveng J.-M., 1997, A&A 321, 733

- Le Fèvre O., Vettolani G., Maccagni D., et al., 1998, in S. Colombi, Y. Mellier, B. Raban (eds.), *Wide Field Surveys in Cosmology*, 14th IAP meeting, p. 327
- Ledoux C., Petitjean P., Bergeron J., Wampler E. J., Srianand R., 1998a, *A&A* 337, 51
- Ledoux C., Théodore B., Petitjean P., et al., 1998b, *A&A* 339, L77
- Ledoux C., Valls-Gabaud D., Reboul H., et al., 1999, *A&AS* 138, 109
- Leibundgut B., Robertson J. G., 1999, *MNRAS* 303, 711
- Leitherer C., Ferguson H. C., Heckman T., Lowenthal J. D., 1995, *ApJ* 454, L19
- Lemaitre G., Kohler D., Lacroix D., Meunier J. P., Vin A., 1990, *A&A* 228, 546
- Levshakov S. A., Chaffee F. H., Foltz C. B., Black J. H., 1992, *A&A* 262, 385
- Levshakov S. A., Varshalovich D. A., 1985, *MNRAS* 212, 517
- Lewis G. F., Chapman S. C., Iбата R. A., Irwin M. J., Totten E. J., 1998, *ApJ* 505, L1
- Linder S. M., 1998, *ApJ* 495, 637
- Lipman K., 1995, Ph.D. thesis, Cambridge University
- Lopez S., Reimers D., Rauch M., Sargent W. L. W., Smette A., 1999, *ApJ* 513, 598
- Lowenthal J. D., Hogan C. J., Green R. F., et al., 1991, *ApJ* 377, L73
- Lowenthal J. D., Hogan C. J., Green R. F., et al., 1995, *ApJ* 451, 484
- Lowenthal J. D., Hogan C. J., Leach R. W., Schmidt G. D., Foltz C. B., 1990, *ApJ* 357, 3
- Lowenthal J. D., Koo D. C., Guzman R., et al., 1997, *ApJ* 481, 673
- Lu L., Sargent W. L. W., Barlow T. A., 1997, *ApJ* 484, 131
- Lu L., Sargent W. L. W., Barlow T. A., 1998a, *AJ* 115, 55
- Lu L., Sargent W. L. W., Barlow T. A., Churchill C. W., Vogt S. S., 1996a, *ApJS* 107, 475
- Lu L., Sargent W. L. W., Barlow T. A., Rauch M., 1998b, *ApJ* submitted, astro-ph/9802189
- Lu L., Sargent W. L. W., Womble D. S., Barlow T. A., 1996b, *ApJ* 457, L1
- Lu L., Savage B. D., 1993, *ApJ* 403, 127
- Lu L., Savage B. D., Tripp T. M., Meyer D. M., 1995, *ApJ* 447, 597
- Lu L., Wolfe A. M., 1994, *AJ* 108, 44
- Lu L., Wolfe A. M., Turnshek D. A., 1991, *ApJ* 367, 19
- Lu L., Wolfe A. M., Turnshek D. A., Lanzetta K. M., 1993, *ApJS* 84, 1
- Lynds C. R., 1970, *IAU Symposium* 44, 127
- Maccacaro T., Della Ceca R., Gioia I. M., et al., 1991, *ApJ* 374, 117

- Macchetto F., Lipari S., Giavalisco M., Turnshek D. A., Sparks W. B., 1993, *ApJ* 404, 511
- Madau P., 1995, *ApJ* 441, 18
- Madau P., Ferguson H. C., Dickinson M., et al., 1996, *MNRAS* 283, 1388
- Madau P., Haardt F., Rees M. J., 1999, *ApJ* 514, 648
- Madau P., Pozzetti L., Dickinson M., 1998, *ApJ* 498, 106
- Magain P., 1989, *A&A* 209, 211
- Magain P., Surdej J., Swings J.-P., Borgeest U., Kayser R., 1988, *Nat* 334, 325
- Mannucci F., Thompson D., Beckwith S. V. W., Williger G. M., 1998, *ApJ* 501, L11
- Mao S., Mo H. J., 1998, *MNRAS* 296, 847
- Matteucci F., Molaro P., Vladilo G., 1997, *A&A* 321, 45
- McCarthy P. J., Baum S. A., Spinrad H., 1996, *ApJS* 106, 281
- McCarthy P. J., Spinrad H., Van Breugel W., 1995, *ApJS* 99, 27
- McDonald P., Miralda-Escudé J., 1999, *ApJ* 519, 486
- McGaugh S. S., 1994, *ApJ* 426, 135
- McWilliam A., 1997, *ARA&A* 35, 503
- Meisenheimer K., Beckwith S., Fockenbrock H., et al., 1998, in *ASP Conf. Ser. 146 : The Young Universe : Galaxy Formation and Evolution at Intermediate and High Redshift*, p. 134
- Meyer D. M., Lanzetta K. M., Wolfe A. M., 1995, *ApJ* 451, L13
- Meyer D. M., Welty D. E., York D. G., 1989, *ApJ* 343, L37
- Meyer D. M., York D. G., 1987, *ApJ* 319, L45
- Meyer D. M., York D. G., 1992, *ApJ* 399, L121
- Miller E. D., Knezek P. M., Bregman J. N., 1999, *ApJ* 510, L95
- Miralda-Escudé J., Cen R., Ostriker J. P., Rauch M., 1996, *ApJ* 471, 582
- Miralda-Escudé J., Rees M. J., 1998, *ApJ* 497, 21
- Mo H. J., Mao, S. White S. D. M., 1999, *MNRAS* 304, 175
- Mo H. J., Morris S. L., 1994, *MNRAS* 269, 52
- Møller P., Warren S. J., 1993, *A&A* 270, 43
- Møller P., Warren S. J., 1998, *MNRAS* 299, 661
- Møller P., Warren S. J., Fynbo J. U., 1998, *A&A* 330, 19
- Molaro P., D'Odorico S., Fontana A., Savaglio S., Vladilo G., 1996, *A&A* 308, 1
- Molaro P., Vladilo G., Centurión M., 1998, *MNRAS* 293, L37

- Moreau O., Reboul H., 1995, *A&AS* 111, 169
- Morris S. L., Van Den Bergh S., 1994, *ApJ* 427, 696
- Morris S. L., Weymann R. J., Dressler A., et al., 1993, *ApJ* 419, 524
- Morris S. L., Weymann R. J., Savage B. D., Gilliland R. L., 1991, *ApJ* 377, L21
- Morton D. C., 1991, *ApJS* 77, 119
- Morton D. C., Wright A. E., Peterson B. A., Jauncey D. L., Chen J., 1980, *MNRAS* 193, 399
- Mücket J. P., Petitjean P., Kates R. E., Riediger R., 1996, *A&A* 308, 17
- Natarajan P., Pettini M., 1997, *MNRAS* 291, L28
- Neufeld D. A., 1991, *ApJ* 370, L85
- Nissen P. E., Schuster W. J., 1997, *A&A* 326, 751
- Nomoto K., Iwamoto K., Nakasato N., et al., 1997, *Nuclear Physics A* 621, 467
- Oke J. B., 1990, *AJ* 99, 1621
- Omont A., McMahon R. G., Cox P., et al., 1996a, *A&A* 315, 1
- Omont A., Petitjean P., Guilloteau S., et al., 1996b, *Nat* 382, 428
- Ortiz-Gil A., Lanzetta K. M., Webb J. K., Barcons X., Fernández-Soto A., 1999, *ApJ* 523, 72
- Osterbrock D. E., 1962, *ApJ* 135, 195
- Osterbrock D. E., Fulbright J. P., Martel A. R., et al., 1996, *PASP* 108, 277
- Osterbrock D. E., Martel A., 1992, *PASP* 104, 76
- Outram P. J., Chaffee F. H., Carswell R. F., 1999, *MNRAS* 310, 289
- Page M. J., Carrera F. J., Hasinger G., et al., 1996, *MNRAS* 281, 579
- Pahre M. A., Djorgovski S. G., 1995, *ApJ* 449, L1
- Parkes I. M., Collins C. A., Joseph R. D., 1994, *MNRAS* 266, 983
- Partridge R. B., Peebles P. J. E., 1967, *ApJ* 147, 868
- Pascarelle S. M., Windhorst R. A., Keel W. C., 1998, *AJ* 116, 2659
- Pascarelle S. M., Windhorst R. A., Keel W. C., Odewahn S. C., 1996, *Nat* 383, 45
- Pei Y. C., Fall S. M., 1995, *ApJ* 454, 69
- Pei Y. C., Fall S. M., Bechtold J., 1991, *ApJ* 378, 6
- Pei Y. C., Fall S. M., Hauser M. G., 1999, *ApJ* 522, 604
- Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al., 1999, *ApJ* 517, 565
- Petitjean P., Bergeron J., 1994, *A&A* 283, 759
- Petitjean P., Bergeron J., Puget J. L., 1992, *A&A* 265, 375

- Petitjean P., Mückel J. P., Kates R. E., 1995, *A&A* 295, L9
- Petitjean P., Pécontal E., Valls-Gabaud D., Charlot S., 1996a, *Nat* 380, 411
- Petitjean P., Rauch M., Carswell R. F., 1994, *A&A* 291, 29
- Petitjean P., Riediger R., Rauch M., 1996b, *A&A* 307, 417
- Petitjean P., Surdej J., Smette A., et al., 1998, *A&A* 334, L45
- Petitjean P., Webb J. K., Rauch M., Carswell R. F., Lanzetta K., 1993, *MNRAS* 262, 499
- Pettini M., 1999, in J. R. Walsh, M. R. Rosa (eds.), *Chemical Evolution from Zero to High Redshift*
- Pettini M., Ellison S. L., Steidel C. C., Bowen D. V., 1999a, *ApJ* 510, 576
- Pettini M., Ellison S. L., Steidel C. C., Shapley A. E., Bowen D. V., 1999b, *ApJ* accepted, astro-ph/9910131
- Pettini M., Hunstead R. W., King D. L., Smith L. J., 1995a, in G. Meylan (ed.), *QSO Absorption Lines*, p. 55
- Pettini M., Kellogg M., Steidel C. C., et al., 1998, *ApJ* 508, 539
- Pettini M., King D. L., Smith L. J., Hunstead R. W., 1997a, *ApJ* 478, 536
- Pettini M., Lipman K., Hunstead R. W., 1995b, *ApJ* 451, 100
- Pettini M., Smith L. J., Hunstead R. W., King D. L., 1994, *ApJ* 426, 79
- Pettini M., Smith L. J., King D. L., Hunstead R. W., 1997b, *ApJ* 486, 665
- Pettini M., Steidel C. C., Adelberger K. L., Dickinson M., Giavalisco M., 1999c, *ApJ* accepted, astro-ph/9908007
- Pierre M., Shaver P. A., Robertson J. G., 1990, *A&A* 235, 15
- Press W. H., Schechter P., 1974, *ApJ* 187, 425
- Primack J. R., Somerville R. S., Faber S. M., Wechsler R. H., 1998, *Phys. Rept.* 307, 15
- Pritchett C. J., Hartwick F. D. A., 1987, *ApJ* 320, 464
- Prochaska J. X., Wolfe A. M., 1996, *ApJ* 470, 403
- Prochaska J. X., Wolfe A. M., 1997a, *ApJ* 474, 140
- Prochaska J. X., Wolfe A. M., 1997b, *ApJ* 487, 73
- Prochaska J. X., Wolfe A. M., 1998, *ApJ* 507, 113
- Prochaska J. X., Wolfe A. M., 1999, *ApJS* 121, 369
- Puget J.-L., Lagache G., Clements D. L., et al., 1999, *A&A* 345, 29
- Quashnock J. M., Vanden Berk D. E., 1998, *ApJ* 500, 28
- Quashnock J. M., Vanden Berk D. E., York D. G., 1996, *ApJ* 472, L69
- Rao S. M., Briggs F. H., 1993, *ApJ* 419, 515

- Rao S. M., Turnshek D. A., 1998, *ApJ* 500, L115
- Rao S. M., Turnshek D. A., 1999, *astro-ph/9909164*
- Rao S. M., Turnshek D. A., Briggs F. H., 1995, *ApJ* 449, 488
- Rauch M., 1998, *ARA&A* 36, 267
- Rauch M., Haehnelt M. G., Steinmetz M., 1997a, *ApJ* 481, 601
- Rauch M., Miralda-Escudé J., Sargent W. L. W., et al., 1997b, *ApJ* 489, 7
- Rauch M., Sargent W. L. W., Barlow T. A., 1999, *ApJ* 515, 500
- Refsdal S., 1964, *MNRAS* 128, 307
- Reid I. N., Brewer C., Brucato R. J., et al., 1991, *PASP* 103, 661
- Riediger R., Petitjean P., Mückel J. P., 1998, *A&A* 329, 30
- Rowan-Robinson M., Broadhurst T., Oliver S. J., et al., 1991, *Nat* 351, 719
- Russell S. C., Dopita M. A., 1992, *ApJ* 384, 508
- Ryan S. G., Norris J. E., Beers T. C., 1996, *ApJ* 471, 254
- Salpeter E. E., Hoffman G. L., 1995, *ApJ* 441, 51
- Salzer J. J., 1992, *AJ* 103, 385
- Sargent W. L. W., Steidel C. C., Boksenberg A., 1988a, *ApJS* 68, 539
- Sargent W. L. W., Steidel C. C., Boksenberg A., 1988b, *ApJ* 334, 22
- Sargent W. L. W., Young P. J., Boksenberg A., Tytler D., 1980, *ApJS* 42, 41
- Saucedo J., Bechtold J., 1994, *AAS* 185, 1806
- Savage B. D., Sembach K. R., 1996, *ARA&A* 34, 279
- Schmidt B. P., Suntzeff N. B., Phillips M. M., et al., 1998, *ApJ* 507, 46
- Schmidt M., Schneider D. P., Gunn J. E., 1995, *AJ* 110, 68
- Schneider D. P., Schmidt M., Gunn J. E., 1991, *AJ* 102, 837
- Scoville N. Z., Yun M. S., Brown R. L., Vanden Bout P. A., 1995, *ApJ* 449, L109
- Seaton M. J., 1979a, *MNRAS* 187, 785
- Seaton M. J., 1979b, *MNRAS* 187, 73P
- Seaton M. J., Zeppen C. J., Tully J. A., et al., 1992, *RMxAA* 23, 19
- Sembach K. R., Savage B. D., 1996, *ApJ* 457, 211
- Shanks T., Boyle B. J., 1994, *MNRAS* 271, 753
- Shanks T., Georgantopoulos I., Stewart G. C., et al., 1991, *Nat* 353, 315
- Shapiro P. R., Giroux M. L., Babul A., 1994, *ApJ* 427, 25
- Shaver P. A., Wall J. V., Kellermann K. I., Jackson C. A., Hawkins M. R. S., 1996, *Nat* 384, 439

- Shuder J. M., Osterbrock D. E., 1981, *ApJ* 250, 55
- Shull J. M., Penton S. V., Stocke J. T., et al., 1998, *AJ* 116, 2094
- Shull J. M., Stocke J. T., Penton S. V., 1996, *AJ* 111, 72
- Slezak E., Mars G., Bijaoui A., Balkowski C., Fontanelli P., 1988, *A&AS* 74, 83
- Smette A., Claeskens J.-F., Surdej J., 1997, *New Astronomy* 2, 53
- Smette A., Robertson J. G., Shaver P. A., et al., 1995, *A&AS* 113, 199
- Smith H. E., Jura M., Margon B., 1979, *ApJ* 228, 369
- Smith R. J., Boyle B. J., Maddox S. J., 1995, *MNRAS* 277, 270
- Smoot G. F., Bennett C. L., Kogut A., et al., 1992, *ApJ* 396, L1
- Snedden C., Gratton R. G., Crocker D. A., 1991, *A&A* 246, 354
- Sofia U. J., Cardelli J. A., Savage B. D., 1994, *ApJ* 430, 650
- Songaila A., 1998, *AJ* 115, 2184
- Songaila A., Cowie L. L., 1996, *AJ* 112, 335
- Spinrad H., Arjun D., Stern D., Bunker A. J., 1998a, in H. J. A. Rottgering, P. N. Best, M. D. Lehnert (eds.), *The Most Distant Radio Galaxies*
- Spinrad H., Stern D., Bunker A. J., et al., 1998b, *AJ* 116, 2617
- Spitzer L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, New York : Wiley
- Spitzer L. J., 1985, *ApJ* 290, L21
- Spitzer L. J., Fitzpatrick E. L., 1993, *ApJ* 409, 299
- Srianand R., Petitjean P., 1998, *A&A* 335, 33
- Steidel C. C., 1990a, *ApJS* 74, 37
- Steidel C. C., 1990b, *ApJS* 72, 1
- Steidel C. C., 1993, in J. M. Shull, H. A. J. Thronson (eds.), *The Environment and Evolution of Galaxies*, p. 263
- Steidel C. C., Adelberger K. L., Dickinson M., et al., 1998, *ApJ* 492, 428
- Steidel C. C., Adelberger K. L., Giavalisco M., Dickinson M., Pettini M., 1999, *ApJ* 519, 1
- Steidel C. C., Dickinson M., Meyer D. M., Adelberger K. L., Sembach K. R., 1997, *ApJ* 480, 568
- Steidel C. C., Dickinson M., Persson S. E., 1994a, *ApJ* 437, L75
- Steidel C. C., Giavalisco M., Dickinson M., Adelberger K. L., 1996a, *AJ* 112, 352
- Steidel C. C., Giavalisco M., Pettini M., Dickinson M., Adelberger K. L., 1996b, *ApJ* 462, L17
- Steidel C. C., Pettini M., Dickinson M., Persson S. E., 1994b, *AJ* 108, 2046

- Steidel C. C., Sargent W. L. W., 1992, *ApJS* 80, 1
- Stengler-Larrea E. A., Boksenberg A., Steidel C. C., et al., 1995, *ApJ* 444, 64
- Stickel M., Rieke G. H., Kuehr H., Rieke M. J., 1996, *ApJ* 468, 556
- Stocke J. T., Shull J. M., Penton S. V., Donahue M., Carilli C. L., 1995, *ApJ* 451, 24
- Storrie-Lombardi L. J., McMahon R. G., Irwin M. J., 1996a, *MNRAS* 283, L79
- Storrie-Lombardi L. J., McMahon R. G., Irwin M. J., Hazard C., 1996b, *ApJ* 468, 121
- Tenorio-Tagle G., Silich S. A., Kunth D., Terlevich E., Terlevich R., 1999, *MNRAS* 309, 332
- Teplitz H. I., Malkan M. A., McLean I. S., 1998, *ApJ* 506, 519
- Tesch F., Engels D., 1998, *MNRAS* submitted
- Theuns T., Leonard A., Efsthathiou G., 1998, *MNRAS* 297, L49
- Thommes E., Meisenheimer K., Fockenbrock R., et al., 1998, *MNRAS* 293, L6
- Thompson D., Djorgovski S., Trauger J., 1995, *AJ* 110, 963
- Thompson D., Mannucci F., Beckwith S. V. W., 1996, *AJ* 112, 1794
- Timmes F. X., Woosley S. E., Weaver T. A., 1995, *ApJS* 98, 617
- Totten E. J., Irwin M. J., 1998, *MNRAS* 294, 1
- Tripp T. M., Lu L., Savage B. D., 1998, *ApJ* 508, 200
- Tsujimoto T., Nomoto K., Yoshii Y., et al., 1995, *MNRAS* 277, 945
- Turnshek D. A., 1988, in J. C. Blades, D. A. Turnshek, C. A. Norman (eds.), *QSO Absorption Lines : Probing the Universe*, p. 17
- Turnshek D. A., 1997, in P. Petitjean, S. Charlot (eds.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems : 13th IAP meeting*, p. 263
- Turnshek D. A., Wolfe A. M., Lanzetta K. M., et al., 1989, *ApJ* 344, 567
- Tytler D., 1987, *ApJ* 321, 49
- Ulmer A., 1996, *ApJ* 473, 110
- Usher P. D., 1981, *ApJS* 46, 117
- Valls-Gabaud D., 1993, *ApJ* 419, 7
- Van Gorkom J. H., Carilli C. L., Stocke J. T., Perlman E. S., Shull J. M., 1996, *AJ* 112, 1397
- Vanderriest C., Schneider J., Herpe G., et al., 1989, *A&A* 215, 1
- Veilleux S., Osterbrock D. E., 1987, *ApJS* 63, 295
- Véron-Cetty M. P., Véron P., 1998, *ESO Sci. Rep.* 18, 1
- Viegas S. M., 1995, *MNRAS* 276, 268

- Vladilo G., 1998, *ApJ* 493, 583
- Vladilo G., Centurión M., Falomo R., Molaro P., 1997a, *A&A* 327, 47
- Vladilo G., Molaro P., Matteucci F., Centurión M., 1997b, in J. Bergeron (ed.), *The Early Universe with the VLT*, p. 430
- Voges W., Aschenbach B., Boller T., et al., 1997, *IAU Symposium* 179, 433
- Voges W., Aschenbach B., Boller T., et al., 1999, *A&A* 349, 389
- Voges W., Boller T., Dennerl K., et al., 1996, in H. U. Zimmermann, J. Trümper, H. Yorke (eds.), *MPE Report 263 : Röntgenstrahlung from the Universe*, p. 637
- Wang B., 1995, *ApJ* 444, L17
- Warren S. J., Møller P., 1996, *A&A* 311, 25
- Weedman D. W., 1985, *ApJS* 57, 523
- Weinberg D. H., Miralda-Escudé J., Hernquist L., Katz N., 1997, *ApJ* 490, 564
- Welty D. E., Frisch P. C., Sonneborn G., York D. G., 1999, *ApJ* 512, 636
- Welty D. E., Lauroesch J. T., Blades J. C., Hobbs L. M., York D. G., 1997, *ApJ* 489, 672
- West M. J., 1994, *MNRAS* 268, 79
- West M. J., 1998, in A. Mazure, F. Casoli, F. Durret, D. Gerbal (eds.), *Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster*, p. 36
- Weymann R. J., Jannuzi B. T., Lu L., et al., 1998a, *ApJ* 506, 1
- Weymann R. J., Morris S. L., Foltz C. B., Hewett P. C., 1991, *ApJ* 373, 23
- Weymann R. J., Stern D., Bunker A., et al., 1998b, *ApJ* 505, L95
- Wiklind T., Combes F., 1995, *A&A* 299, 382
- Wiklind T., Combes F., 1996a, *A&A* 315, 86
- Wiklind T., Combes F., 1996b, *Nat* 379, 139
- Wiklind T., Combes F., 1997, *A&A* 328, 48
- Williger G. M., Carswell R. F., Webb J. K., Boksenberg A., Smith M. G., 1989, *MNRAS* 237, 635
- Wolfe A. M., 1993, *ApJ* 402, 411
- Wolfe A. M., 1995, in G. Meylan (ed.), *QSO Absorption Lines*, p. 13
- Wolfe A. M., Fan X.-M., Tytler D., et al., 1994, *ApJ* 435, L101
- Wolfe A. M., Lanzetta K. M., Foltz C. B., Chaffee F. H., 1995, *ApJ* 454, 698
- Wolfe A. M., Prochaska J. X., 1998, *ApJ* 494, L15
- Wolfe A. M., Turnshek D. A., Lanzetta K. M., Lu L., 1993, *ApJ* 404, 480
- Wolfe A. M., Turnshek D. A., Smith H. E., Cohen R. D., 1986, *ApJS* 61, 249

- Wright A. E., Morton D. C., Peterson B. A., Jauncey D. L., 1979, MNRAS 189, 611
- Yang Z.-L., He X.-T., Liang K., 1995, AJ 109, 56
- York D. G., Kinahan B. F., 1979, ApJ 228, 127
- Young P. J., Gunn J. E., Kristian J., Oke J. B., Westphal J. A., 1980, ApJ 241, 507
- Young P. J., Sargent W. L. W., Boksenberg A., 1982, ApJS 48, 455
- Young P. J., Sargent W. L. W., Boksenberg A., Carswell R. F., Whelan J. A. J., 1979, ApJ 229, 891
- Zickgraf F.-J., Thiering I., Krautter J., et al., 1997, A&AS 123, 103
- Zwaan M. A., Verheijen M. A. W., Briggs F. H., 1999, PASA 16, 100
- Zwicky F., Herzog E., Wild P., 1968, in Catalogue of galaxies and of clusters of galaxies, p. 1

Annexe A

Liste d'articles scientifiques

A.1 Publications dans des revues à comité de lecture

On the kinematics of damped Lyman- α systems

Ledoux C., Petitjean P., Bergeron J., Wampler E. J., Srianand R.
1998, A&A 337, 51-63

Adaptive optics imaging and integral field spectroscopy of APM 08279+5255 : Evidence for gravitational lensing

Ledoux C., Théodore B., Petitjean P., Bremer M. N., Lewis G. F., Ibata R. A., Irwin M.
J., Totten E. J.
1998, A&A 339, L77-L80

Identification of active galaxies behind the Coma cluster of galaxies

Ledoux C., Valls-Gabaud D., Reboul H., Engels D., Petitjean P., Moreau O.
1999, A&AS 138, 109-117

A.2 Communications dans des colloques scientifiques

Identification of quasar candidates behind the Coma cluster and nearby filaments

Ledoux C., Valls-Gabaud D., Reboul H., Engels D., Petitjean P., Moreau O.
1997, in Mazure A., Casoli F., Durret F., Gerbal D. (eds.) Untangling Coma Berenices :
a new vision of an old cluster.
Word Scientific Publishing Co, p.209-211

Are damped Lyman- α systems rotating disks ?

Ledoux C., Petitjean P., Bergeron J.

1997, in Petitjean P., Charlot S. (eds.) Structure and evolution of the intergalactic medium from QSO absorption line systems.

Editions Frontières, p.422-423

The kinematic properties of high-redshift damped Lyman- α absorbers

Ledoux C., Petitjean P., Bergeron J.

1998, in Guiderdoni B. et al. (eds.) Xth rencontres de Blois : the birth of galaxies.

Editions Frontières, sous presse

Large-scale structures in the distribution of X-ray selected AGN

Engels D., Tesch F., Ledoux C., Wei J., Ugryumov A., Valls-Gabaud D., Hu J., Voges W.

1998, in Aschenbach B., Freyberg M. (eds.) Highlights in X-ray astronomy.

MPE-Report, sous presse (et Annexe B)

Adaptive optics observations of QSO fields

Théodore B., Petitjean P., Bremer M. N., Ledoux C., Márquez I., Monnet G., Beuzit J.-L., Miley G. K.

1998, in Bonaccini D. et al. (eds.) Astronomy with adaptive optics : present results and future programs.

ESO/OSA topical meeting, <http://www.eso.org/gen-fac/meetings/eso-osa98/>

Nature of the damped Lyman- α systems

Petitjean P., Ledoux C.

1998, in Spite M. et al. (eds.) Galaxy evolution : connecting the distant Universe with the local fossil record.

Kluwer Academic Publishers, 38-41

Annexe B

Grandes structures et NAG

Large-scale structures in the distribution of X-ray selected AGN

Dieter Engels¹, Frank Tesch¹, Cédric Ledoux², Jianyan Wei³,
Andrew Ugrjumov⁴, David Valls-Gabaud², Jingyao Hu³ and
Wolfgang Voges⁵

Proceedings of the conference “Highlights in X-ray Astronomy”,
1998, eds. B. Aschenbach & M. Freyberg, MPE Report, in press

¹ Hamburger Sternwarte, Gojenbergsweg 112, D-21029 Hamburg, Germany

² Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 Rue de l'Université, F-67000 Strasbourg, France

³ Beijing Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, P.R. China

⁴ Special Astrophysical Observatory, RAS, Nizhnij Arkhyz, Karachai-Circassia, Russia

⁵ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Giessenbachstraße, D-85740 Garching, Germany

Abstract

We are searching for large-scale structures in the distribution of AGN discovered by the ROSAT All-Sky Survey. The RASS detected > 60000 X-ray objects, of which $\approx 35\%$ are AGN at $z_{\text{em}} < 0.5$. The surface density in the extragalactic sky is ≈ 0.5 AGN/deg², which has not been reached until now by any other survey for this redshift range. We efficiently single out the AGN among all the RASS sources using the Hamburg/RASS database of optical identifications, which contains presently 13867 entries.

Follow-up spectroscopy of RASS AGN candidates identified in selected areas of the northern sky is underway to determine the spatial distribution of the AGN in these areas. In every area structures reminiscent of clusters and filaments are found on scales $50 - 100 h^{-1}\text{Mpc}$. These structures have a similar size as the serendipitously discovered groups of AGN in optical surveys at higher redshifts. Samples of low redshift AGN drawn from the RASS are large enough to be used with samples of higher redshift to study evolutionary effects in the large-scale distribution of AGN.

Introduction

Wide-angle galaxy surveys have convincingly shown the existence of large-scale structure in the matter distribution of the universe in form of filaments around voids with extensions¹ of $20 - 30 h^{-1}\text{Mpc}$ and in form of superstructures like the ‘‘Great Wall’’ with an extension of $60 \times 170 h^{-1}\text{Mpc}$ (Geller & Huchra 1989). Such structures have been found up to a distance of $z_{\text{em}} < 0.2$ studying mostly clusters of galaxies. Recently Einasto et al. (1997a,b) claimed that clusters of galaxies form nodes and walls in a rather regular supercluster void network with a typical scale of $120 h^{-1}\text{Mpc}$. To study such structures at even higher redshifts needs the involvement of quasars, either by using their distribution itself or the distribution of absorbers in the line of sight (e.g. Quashnock et al. 1996).

Using different samples of AGN (= Sy1 galaxies and QSOs) indications for structures on scales $< 20 h^{-1}\text{Mpc}$ have been found, but not on larger ones (Croom & Shanks 1996, and ref. therein). Attempts to study the evolution of these structures lead to divergent results. Iovino & Shaver (1988) found increasing strength of clustering with decreasing redshift, while La Franca et al. (1998) obtained the opposite result. Shanks & Boyle (1994) obtained a result compatible with no evolution. All these evolutionary studies are hampered by the lack of suitable low-redshift AGN samples, as these require wide-angle (better : all-sky) surveys. Evidence for structures $> 20 h^{-1}\text{Mpc}$ comes from the serendipitous discovery of clusters of quasars with extensions of $60 - 200 h^{-1}\text{Mpc}$ (Graham et al. 1995, and ref. therein). Komberg et al. (1996) identified 12 Large Quasar Groups of similar size in the

¹Sizes are given in $h^{-1}\text{Mpc}$ with $h = H_0/100$ and $q_0 = 0.5$. H_0 is the Hubble constant.

Véron-Cetty & Véron QSO catalogue at redshifts $0.5 < z_{\text{em}} < 2.0$, the lower redshift limit being probably due to the lack of suitable wide-angle surveys.

The ROSAT All-Sky Survey with its tens of thousands of AGN offers an excellent possibility to investigate the distribution of AGN in the local universe and to search for close clusters of AGN. If AGN clusters at low redshifts ($z_{\text{em}} \approx 0.1$) can be found, a comparison with the distribution of galaxies in the cluster region will be feasible. This would allow us to relate the observed AGN clustering directly with clustering of galaxies.

B.1 The Hamburg/RASS database of optical identifications

The redshift determination for large samples of RASS selected AGN would require unacceptable large amounts of telescope time, if identification of the correct optical counterpart would be required simultaneously. We are however able to single out the AGN from the RASS sources very efficiently by cross-correlating the RASS with the optical data from the Hamburg Quasar Survey (HQS; Hagen et al. 1995). RASS sources are identified by Bade et al. (1998) systematically on the digitized objective prism plates of the HQS and their spectroscopic follow-up observations gave a satisfying high confirmation rate $\geq 90\%$ (Bade et al. 1992) for the AGN candidates. The Hamburg/RASS database presently contains 13867 entries, covering RASS sources selected from $>10\,000\text{ deg}^2$ of the extragalactic northern sky. The database is regularly updated and enlarged with information from the newest plates taken for the HQS and from subsequent processings of the RASS. Optical identifications are available for 61% of the RASS sources processed, with 50% being AGN, 40% stars and 10% galaxies and galaxy clusters. For RASS sources contained in the Bright Source Catalogue (BSC; Voges et al. 1997) the identifications are compiled in the Hamburg/RASS Catalogue of Optical Identifications (HRC; Bade et al. 1998). The newest version contains 4665 entries and is available on the web (<http://www.hs.uni-hamburg.de/rass.html>). The HRC provides plausible optical candidates for 80% of the BSC-RASS sources contained.

B.2 ROSAC : A ROSAT based Search for AGN Clusters

In the extragalactic sky about half of the RASS sources are AGN. Following the redshift distribution of RASS AGN given by (Bade et al. 1995) 70% have redshifts $z_{\text{em}} < 0.5$, giving a surface density of 0.5 AGN/deg^2 . Such a high surface density has not been reached by any survey before in this redshift range. Even the largest optical survey, the LBQS (Hewett

et al. 1995), reached only 0.3 AGN/deg² ($0.1 \leq z_{\text{em}} \leq 0.5$) over an area of 454 deg². Presently the use of the RASS to study large-scale structure is however limited by the lack of redshift information for most of the AGN candidates.

For a first test, Tesch & Engels (1998) examined the spatial distribution of 856 RASS AGN, for which redshifts were available from the literature or from own follow-up observations. The AGN were compiled from an area of ~ 7000 deg², in which optical identifications of RASS sources were made then. To analyze the data two different methods were used : a direct search for structures with the minimal spanning tree and a statistical study by the two-point correlation function. The application of the minimal spanning tree led to the discovery of an AGN group with 7 members in a volume $V \sim 140 \times 75 \times 75 h^{-3} \text{Mpc}^3$ in the Pisces constellation. With a mean redshift $z_{\text{em}} = 0.27$ this group is only the third discovered group at redshifts $z_{\text{em}} < 0.5$. The two-point correlation function shows AGN clustering on small scales ($\sim 10 h^{-1} \text{Mpc}$) with a significance $> 4\sigma$, corroborating earlier results based on smaller AGN samples.

This first sample was however highly inhomogeneous. The area was defined by the status of the identification process and included HQS survey fields with very different amounts of X-ray absorption, leading to strongly varying numbers of AGN candidates per field. In addition the number of AGN per field with known redshifts was also strongly inhomogeneous.

We started therefore a new program (ROSAC : A ROSAT based Search for AGN Clusters ; cf. <http://www.hs.uni-hamburg.de/rosac.html>) to obtain a homogeneously selected sample with complete redshift information. Three selected areas in the constellations Pisces, Ursa Major and Coma Berenices were chosen. The main selection criteria for these areas have been a low hydrogen column density N_{H} , a large number of already known redshifts and the existence of interesting features as the new Pisces-AGN-Group or further candidates of AGN groups with an insufficient significance level yet. The cumulative area comprises ≈ 1700 deg² and contains ≈ 650 AGN and AGN candidates. The AGN surface densities are a function of the RASS detection limits, which depend mainly on N_{H} , and vary between 0.3 and 0.5 AGN/deg². In principle the surface densities can be increased further by inclusion of the $\approx 40\%$ unidentified RASS sources in the Hamburg/RASS database. This requires however additional CCD imaging and probably spectroscopy of more than one optical candidate to obtain the correct identification. Unrecognized AGN are mostly not detected on the HQS objective prism plates and are therefore optically rather weak ($B > 18.5$).

Spectroscopy of RASS AGN candidates is underway using telescopes on Calar Alto (2.2 m), at Xinglong Station (2.16 m), in Haute-Provence (1.93 m) and at the Special Astrophysical Observatory (6 m). The confirmation rate is maintained at the 90% level including BL Lac objects. They make up $< 10\%$ of the AGN candidates and the S/N of their spectra is usually insufficient to determine the redshift. For $\approx 70\%$ of the whole sample redshifts are available now.

B.3 First results

In all three regions we find in certain redshift ranges structures which resemble clusters, walls and filaments as they were found in galaxy distributions. This is exemplified in Figures B.1 and B.2 showing the AGN distributions in the Ursa Major and the Coma Berenices regions. For example, in the UMa region a filament extending $> 75 h^{-1}\text{Mpc}$ at $z_{\text{em}} = 0.105 \pm 0.025$ was found, while in the Coma region a wall-like structure at $z_{\text{em}} = 0.135 \pm 0.015$ was detected. At these redshifts the probability of finding structures is relatively high since the redshift distribution of the RASS AGN peaks at $z_{\text{em}} \approx 0.1$. The filament has a size of $\approx 130 h^{-1}\text{Mpc}$ in redshift space, while the wall has an overall size of $10 \times 50 \times 70 h^{-3}\text{Mpc}^3$. Plotting redshifts against equatorial coordinates the presence of voids is indicated, although their reality depends strongly on the achieved completeness in spectroscopy. Completeness is already achieved in part of the UMa region, in which a void is seen for example at $\alpha = 9\text{h } 45\text{m}$ and $z = 0.15$. Until now no statistical means have been applied to these samples, leaving the reality of the detected structures open. On larger scales, the AGN distributions resemble presently early maps of the spatial distribution of galaxies, as presented for example by Joeveer & Einasto (1978).

Notwithstanding the confirmation of the detected structures their relation to the matter distribution in the universe in general is open to debate. AGN groups detected so far have relatively high redshifts making a direct comparison to the distribution of galaxies or clusters of galaxies impossible. Komberg et al. (1996) propose that the AGN groups evolve into the superclusters of galaxies in the local universe. Applying their spatial number density of superclusters of $n_{\text{SCL}} \approx 1.4 \cdot 10^{-7} h^3\text{Mpc}^{-3}$ to the volume sampled by RASS AGN, Tesch & Engels (1998) expected several dozens AGN groups to be present, while they found only one. The inhomogeneity of their sample precluded however a firm rejection of the Komberg et al. hypothesis. The ROSAC sample will give stronger constraints.

The filaments and walls in the AGN distributions found in our selected regions may indicate that the AGN and quasar groups are not isolated but part of supercluster-void networks as they were discovered by Einasto et al. (1997a,b) in the distribution of rich clusters of galaxies. The non-detection of structures $> 20 h^{-1}\text{Mpc}$ in the clustering analyses of large optically selected quasar samples and the general view that quasars avoid dense environments of galaxies (Smith et al. 1995) is presently not consistent with a scenario in which the AGN distribution trace the denser parts of the matter distribution in the universe. AGN structures at low redshifts offer now the possibility to study their relation to the galaxy distribution directly, as the redshift determination for galaxies at such distances is within the capabilities of the modern optical telescopes.

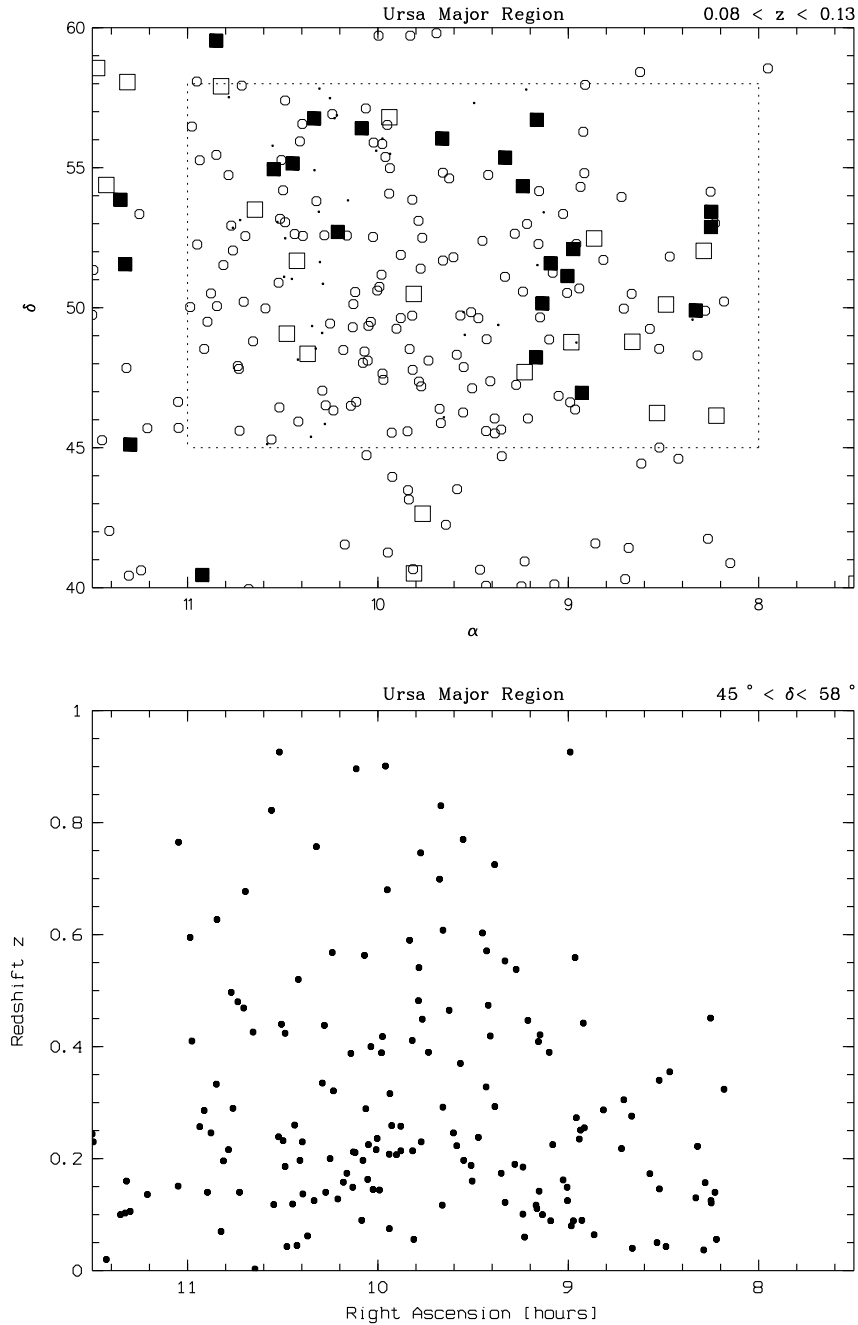


FIG. B.1: Upper panel : AGN distribution in the selected area Ursa Major. A filamentary structure is outlined by the filled squares. AGN in front of (large squares) and behind the structure (small squares), and AGN with unknown redshift (dots) are coded respectively. The dotted lines enclose the area chosen for complete spectroscopy.

Lower panel : selected area Ursa Major : slice merging all AGN with $45 < \delta < 58^\circ$ in the right ascension - redshift plane.

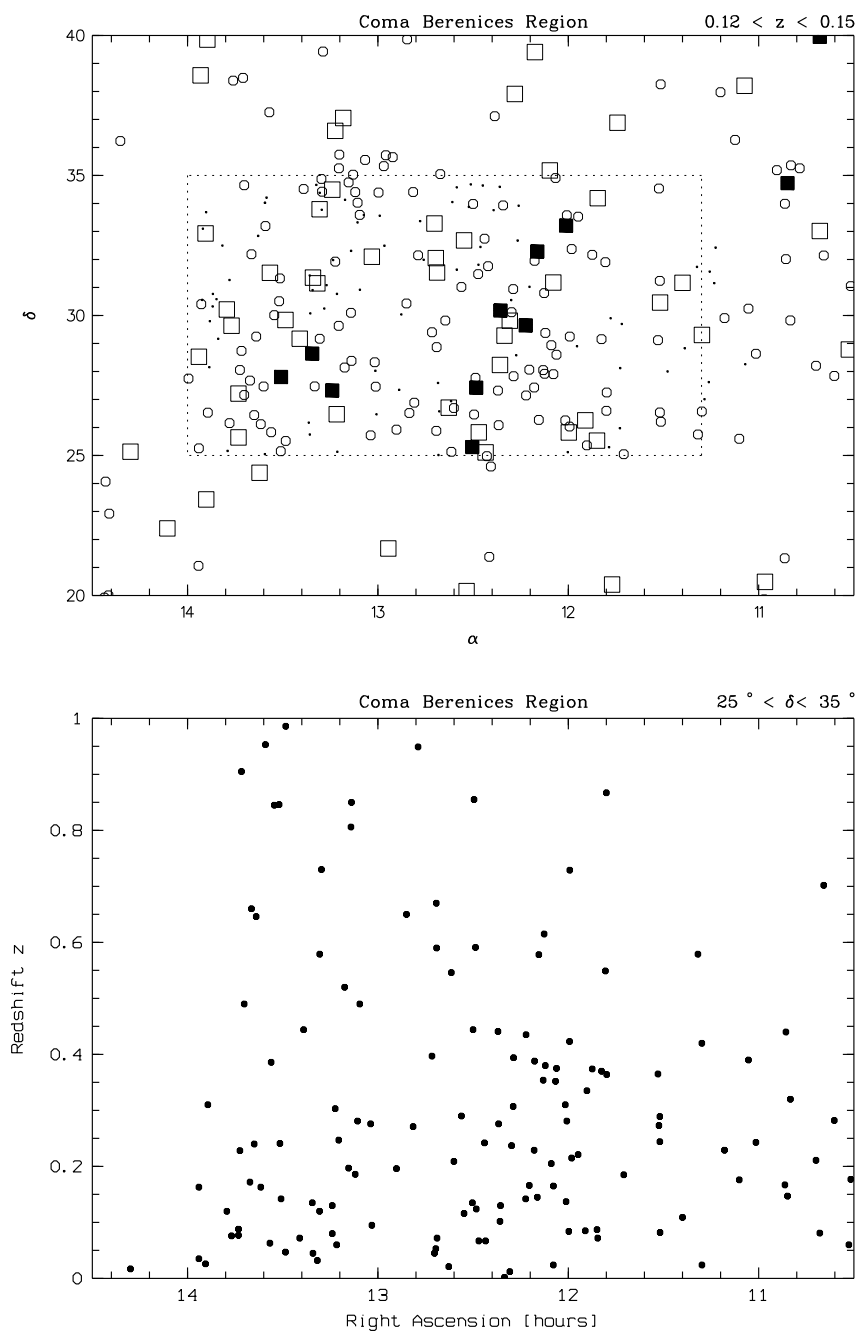


FIG. B.2: **Upper panel** : AGN distribution in the selected area Coma Berenices. A wall-like structure is outlined by the filled squares. Symbols as in Figure B.1.

Lower panel : selected area Coma Berenices : slice merging all AGN with $25 < \delta < 35^\circ$ in the right ascension - redshift plane.

Title :

Absorption systems in the spectra of quasars : kinematics, metallicity, cosmological evolution

Summary :

The absorption line systems observed at high resolution in the spectrum of quasars are powerful tools for studying the baryonic gas content of the Universe and its evolution. Whereas the diffuse gas clouds of the intergalactic medium, the Lyman- α forest, dominate the mass density of baryons at high redshift, the damped Lyman- α systems with their large neutral hydrogen column densities dominate the mass density of neutral gas at every redshift $0 < z_{\text{abs}} \lesssim 5$. The latter are probably associated to important steps in the formation and the evolution of galaxies.

In this thesis, I present works whose aim is to better determine the physical properties and to try to constrain the nature of the damped systems. After an introduction and a review of our knowledge in the field, I describe my analysis of the chemical abundances and the kinematics of the neutral gas at $2 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 4$. I then investigate the connection between those objects and the optical identification of the absorbing galaxies at intermediate redshift by studying the nucleosynthesis history of the gas and the possible existence of dust grains at $z_{\text{abs}} < 1.7$. Moreover, the application of the technics of the integral field spectroscopy enabled me to search for Lyman- α emission from star-forming regions associated to the highest redshift damped systems, emission that I interpret in the framework of a physical model of damped systems.

The last part of the thesis is finally devoted to a project aiming at the study of the association of the Lyman- α forest with large-scale structures and galactic haloes at low redshift, and I present in this context the results of an efficient survey of bright quasars in the background of the Coma cluster of galaxies.

Résumé :

Les systèmes de raies d'absorption observés à haute résolution dans le spectre des quasars sont des outils puissants pour étudier le gaz baryonique dans l'Univers et son évolution. Tandis que les nuages de gaz diffus du milieu intergalactique, la forêt Lyman- α , dominent la densité de masse des baryons à grand décalage spectral, les systèmes d'absorption Lyman- α lorentziens de grandes densités de colonne en hydrogène neutre dominent la densité de masse du gaz neutre à tout décalage spectral $0 < z_{\text{abs}} \lesssim 5$. Ces derniers sont probablement associés à des étapes-clés de la formation et de l'évolution des galaxies.

Dans cette thèse, je présente des travaux dont l'objectif est de mieux déterminer les propriétés physiques et de contraindre la nature des systèmes lorentziens. Après une introduction et une revue détaillée de nos connaissances dans le domaine, je décris ma propre analyse des abondances chimiques et de la cinématique du gaz neutre à grand décalage spectral $2 \lesssim z_{\text{abs}} \lesssim 4$. Je fais ensuite le lien entre ces objets et l'identification optique des galaxies responsables de l'absorption à décalage spectral intermédiaire en étudiant plus particulièrement l'histoire nucléosynthétique du gaz et la possibilité de l'existence de poussières à $z_{\text{abs}} < 1.7$. L'application des techniques de la spectroscopie intégrale de champ m'a en outre permis de rechercher l'émission Lyman- α des régions de formation d'étoiles associées aux systèmes lorentziens de décalages spectraux les plus grands, émission que j'interprète dans le cadre de plusieurs modélisations originales.

La dernière partie de la thèse est finalement dédiée au projet d'étude de l'association de la forêt Lyman- α avec les grandes structures et les halos galactiques de notre Univers local, et je présente dans ce contexte les résultats d'un relevé efficace de quasars brillants situés à l'arrière-plan de l'amas de galaxies de Coma.

Discipline :

Astronomie et Astrophysique

Mots-clés : cosmologie, quasars, systèmes d'absorption, halos de galaxies, abondances chimiques, milieu intergalactique

Laboratoire :

Observatoire de Lyon
F-69561 Saint Genis Laval Cedex