

---

**LE CONTENU BARYONIQUE DE L'UNIVERS RÉVÉLÉ PAR  
LES RAIES D'ABSORPTION DANS LE SPECTRE DES QUASARS**

Patrick Petitjean

Institut d'Astrophysique de Paris – CNRS  
98bis Boulevard Arago  
75014 – Paris

et

DAEC – Observatoire de Paris  
5 Place Jules Janssen  
92195 – Meudon Cedex

E-mail : [petitjean@iap.fr](mailto:petitjean@iap.fr)

A paraître dans Les Annales de Physique  
Vol. 24, No. 1, 1999  
Editions de Physique

---

## Table des matières

<b>1. Introduction</b>	5
<b>2. Préambule</b>	13
<b>3. Etudes statistiques des absorbants</b>	15
3.1 Densité de systèmes	16
3.1.1 <i>La forêt Lyman<math>\alpha</math></i>	16
3.1.2 <i>Les systèmes métalliques</i>	20
3.1.3 <i>Les systèmes LLS</i>	21
3.2 Distribution des largeurs équivalentes	23
3.3 Dimensions des objets	25
3.4 Masse dans les systèmes lorentziens	27
<b>4. Détermination des abondances</b>	31
4.1 Les systèmes lorentziens	32
4.1.1 <i>Méthode</i>	32
4.1.2 <i>Présence de poussières</i>	35
4.2 Les autres systèmes	38
<b>5. La distributions des densités de colonne</b>	41
<b>6. La forêt Lyman<math>\alpha</math></b>	47
6.1 La masse baryonique dans la forêt Lyman $\alpha$	48
6.2 Le fond diffus ionisant	50
6.2.1 <i>Compter les sources</i>	50
6.2.2 <i>L'effet de proximité</i>	51
6.3 La distribution des densités de colonne	54
6.4 La distribution du paramètre Doppler	56
6.5 Dimensions des nuages	59
6.6 Le contenu en éléments lourds	65
6.7 Simulations	68
6.7.1 <i>Les différentes simulations</i>	68
6.7.2 <i>Le flux ionisant</i>	69
6.7.3 <i>Etats thermique et ionique du gaz</i>	71
6.7.4 <i>Résultats</i>	72

---

<b>7. Le milieu intergalactique diffus</b>	77
<b>8. Association aux galaxies</b>	83
8.1 Les systèmes métalliques	84
8.2 La forêt Lyman $\alpha$	87
8.3 Les systèmes lorentziens	92
<b>9. Corrélations</b>	97
9.1 Corrélations sur la ligne de visée	98
9.1.1 <i>La forêt Lyman<math>\alpha</math></i>	99
9.1.2 <i>Les systèmes métalliques</i>	101
9.2 Les grandes structures	104
9.2.1 <i>Sur-densités et sous-densités de raies</i>	104
9.2.2 <i>Lignes de visée proches</i>	104
9.2.3 <i>Utilisation de catalogues</i>	107
<b>10. Conclusion</b>	109
<b>Appendix</b>	111
<b>Bibliographie</b>	121



# 1

## INTRODUCTION

*”Rien ne sert de soutenir ce qui ne tient pas debout...”*

Au début des années 1960, la précision des radio-télescopes devient suffisante pour envisager l’identification optique des sources radio. Matthews et al. (1960) annoncent lors d’un congrès de la Société américaine d’astronomie que la source 3C48 est la première source radio identifiée à une ”étoile”, c’est à dire un objet non résolu spatialement. Jusque là, toutes les radio-sources identifiées étaient résolues et identifiées, soit à des galaxies, soit à des nébuleuses gazeuses de notre galaxie. Schmidt (1962) obtient le spectre d’une de ces radio-sources ”stellaires”, 3C286, sans parvenir à identifier de façon formelle les raies d’émission ”anormalement” larges que présente son spectre. Il faut attendre 1963 pour que la véritable nature de ces ”étoiles” soit révélée. Dans le même numéro de la revue *Nature*, Schmidt (1963) d’une part et Greenstein & Matthews (1963) d’autre part, remarquent que toutes les raies du spectre, observées à une longueur d’onde  $\lambda_{\text{obs}}$ , correspondent à des raies connues au laboratoire,  $\lambda_{\text{lab}}$  mais ”décalées” d’un même facteur  $1 + z$ ; on a  $\lambda_{\text{obs}} = (1 + z)\lambda_{\text{lab}}$ . Ils identifient donc les sources 3C283 et 3C48 comme des objets se trouvant à des décalages spectraux considérés comme énormes à l’époque,  $z = 0.158$  et  $0.3675$ . De tels décalages spectraux avaient déjà été observés pour quelques galaxies. Ce qui rend remarquables ces nouveaux objets, ce n’est donc pas leur décalage spectral, donc leur distance cosmologique, mais leur petitesse (ils ne sont pas résolus). Ces objets ont une brillance de surface plus de cent fois supérieure à celle des galaxies. Schmidt, Greenstein et Matthews viennent d’identifier les premiers quasars ! Actuellement plus de 10000 quasars sont répertoriés (voir les catalogues de Véron-Cetty & Véron 1998, Hewitt & Burbidge 1993) et leur nombre ne cesse d’augmenter. Les grands relevés projetés, que ce soit sur des télescopes dédiés (relevé SLOAN), sur les télescopes de la classe des 10 m (relevé VIRMOS) ou sur les télescopes spatiaux (GALEX, XMM) devraient multiplier ce nombre par dix voir par cent dans les toutes prochaines années.

Les astronomes découvrent bien vite que les quasars sont de formidables sources lumineuses détectables jusqu’à des distances gigantesques. Le record actuel est détenu par PC1247+3406,

un quasar de décalage spectral  $z = 4.897$  (Schneider et al. 1991).

Outre leur intérêt en tant qu'objets particulièrement fascinants, soulevant des problèmes de première importance pour notre compréhension de l'Univers (comment se fait l'émission d'une telle quantité d'énergie, y a-t-il un trou noir au centre du quasar, quelle est la durée de vie de ces phénomènes, quelle est l'influence de ces monstres sur leur environnement etc...) les quasars sont des phares dans lesquels se profilent des ombres énigmatiques. En effet l'Univers contient une multitude d'objets diffus (halos ou disques de galaxies, nuages de gaz de toute sorte) et la probabilité est grande que de tels objets se trouvent interposés entre le quasar et nous, absorbant une partie de la lumière provenant du quasar. Puisque le quasar est observable, c'est que l'absorption est très sélective; peu importante dans le continu, elle se fait principalement dans les raies des éléments constituant le gaz. Les raies d'absorption dans le spectre des quasars ont été signalées pour la première fois en 1966 par Burbidge et al. (1966) et Stockton & Lynds (1966) dans le spectre de 3C191. Il se trouve que les raies d'absorption dans ce spectre ont un décalage spectral très proche de celui du quasar. Il a donc été suggéré tout d'abord que les absorptions sont dues à du matériau éjecté par le quasar, ce qui est vrai dans ce cas. La quantité d'observation que les astronomes ont l'habitude de se mettre sous la dent est généralement très faible, et ils ont la fâcheuse manie de généraliser facilement. Ainsi, nombre d'astronomes ont longtemps défendu l'idée que *toutes* les raies d'absorption sont dues à du gaz éjecté par les quasars. Une étude statistique récente (Le Chat et al. 1997) montre que les astronomes portent rarement des dentiers et ont, de ce fait, la dent dure. Il a fallu vingt ans d'âpres discussions pour que s'impose l'idée, pourtant émise très tôt (Bahcall & Salpeter 1965), que la plupart des absorbants sont associés à des objets indépendants du quasar.

L'étude des raies d'absorption dans le spectre des quasars constitue actuellement un outil unique d'étude de l'évolution de l'Univers. Il suffit d'une quantité infime de matière pour provoquer une absorption identifiable. Cette quantité de matière est mesurée par la densité de colonne qui est le nombre d'atomes par unité de surface se trouvant sur la ligne de visée. Ainsi on peut actuellement détecter une densité de colonne aussi faible que  $10^{12}$  atomes d'hydrogène neutre par  $\text{cm}^2$ . On est donc en mesure d'étudier les objets aussi anodins que des nuages diffus se trouvant dans le halo de galaxies sans activité particulière ou des nuages intergalactiques isolés dans les contrées désolées de l'Univers; toute sorte d'objets qui sont absolument indétectables par leur émission propre.

Il n'est donc pas étonnant que l'observation des raies d'absorption dans le spectre des quasars et leur interprétation soit devenue un des thèmes majeurs de la cosmologie observationnelle. En effet ce moyen d'investigation révèle le gaz interposé tout le long de la ligne de visée entre le quasar et l'observateur. Le gaz peut être étudié à tout décalage spectral ce qui permet de décrire l'évolution de son état physique et de sa structuration au cours de l'histoire de l'univers. L'observation des absorbants est donc l'instrument idéal pour l'étude de la répartition de la matière baryonique dans l'espace et son évolution dans le temps. Toutefois si la méthode est extrêmement efficace pour détecter tout ce qui se trouve sur la ligne de visée, elle est inopérante

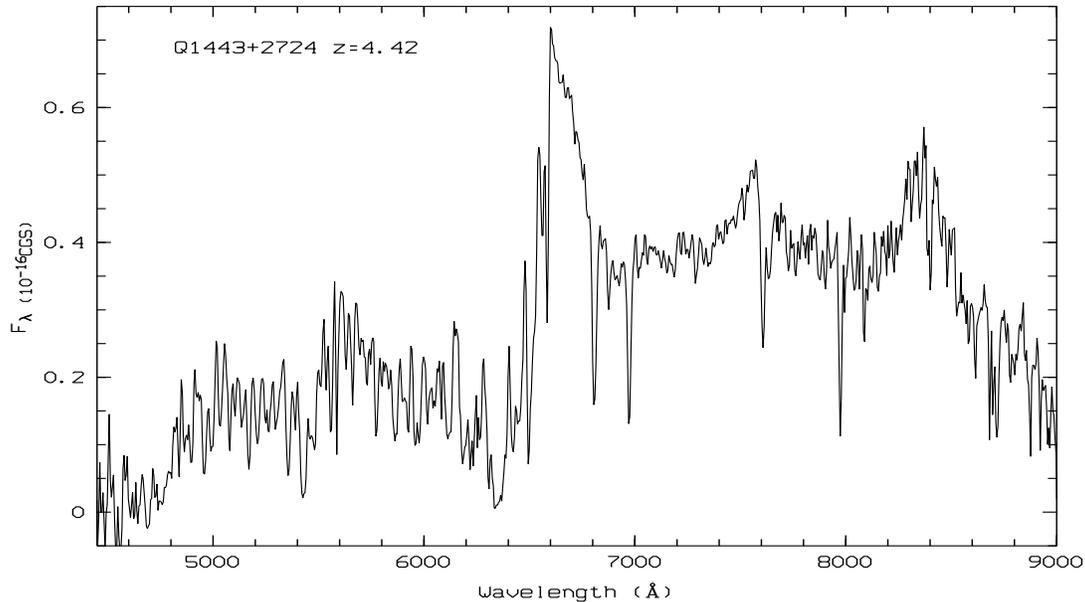


FIG. 1.1 – Spectre du quasar Q 1443+2724 ( $z_{\text{em}} = 4,42$ ) obtenu en mars 1997 à l'aide de l'instrument MOS/ARGUS au Télescope Canada-France-Hawaii en collaboration avec Cédric Ledoux (4h30 de pose). C'est le meilleur spectre disponible actuellement ( $m_{\text{R}} = 19$ ) pour ce quasar de très grand décalage spectral. Les raies larges en émission caractéristiques du quasar que l'on observe à  $\lambda_{\text{obs}} \sim 6589, 7588$  et  $8400 \text{ \AA}$  sont les raies de l'hydrogène neutre ( $\lambda_{\text{lab}} = 1215 \text{ \AA}$ ), de  $\text{Si}^{3+}$  ( $\lambda_{\text{lab}} = 1393$  et  $1402 \text{ \AA}$ ) et de  $\text{C}^{3+}$  ( $\lambda_{\text{lab}} = 1548$  et  $1550 \text{ \AA}$ ) décalées dans le rouge d'un facteur  $(1 + z_{\text{em}}) = 5,42$ . La partie du spectre au-dessous de  $6589 \text{ \AA}$  est en grande partie absorbée par l'hydrogène neutre inter-galactique (cette région du spectre s'appelle la "forêt Lyman $\alpha$ ", voir le texte). On notera également les deux systèmes de raies en absorption : 1. le système lorentzien à  $z_{\text{abs}} = 4,223$  ( $\text{Ly}\alpha$ , OI, CII, SiII à  $6280, 6800, 6980, 8000 \text{ \AA}$  respectivement); 2. le système associé à  $z_{\text{abs}} = 4,4$ , décalage spectral pratiquement identique à celui du quasar ( $\text{Ly}\alpha$ , Si IV, C IV à  $6590, 7600, 8420 \text{ \AA}$  respectivement).

pour déterminer l'extension des objets perpendiculairement à la ligne de visée. On tourne cette difficulté en observant plusieurs lignes de visée proches et en étudiant les coïncidences d'absorptions se trouvant au même endroit dans les différents spectres. Si l'on pouvait observer un nombre suffisant de lignes de visée dans un même champ, on pourrait imaginer obtenir la répartition spatiale en trois dimensions du gaz absorbant. Toutefois, pour obtenir l'information suffisante, il faudrait pouvoir observer une centaine de quasars dans un degré-carré. La densité de quasars brillants étant beaucoup plus faible que cela, il faudra attendre l'installation de spectrographes multi-objets derrière les télescopes de la classe des 10 m pour mener à bien ce projet difficile.

Les raies d'absorption mettent en évidence la composante gazeuse de l'Univers et suivre son évolution dans le temps permet d'aborder de nombreux aspects de la formation des galaxies. En effet, ces dernières se forment à la suite de l'effondrement des nuages gazeux puis, émettent un rayonnement ionisant dont les effets ont des conséquences importantes sur l'état physique du gaz. Elles expulsent également des éléments lourds que l'on retrouve dans le gaz. Il est donc naturel de rechercher les galaxies se trouvant à proximité des absorbants. Ce domaine de recherche a connu récemment une grande activité avec énormément de succès. Actuellement les absorbants sont utilisés comme des cibles privilégiées pour la recherche de galaxies primordiales.

L'étude des interactions entre les galaxies et le milieu intergalactique est un des domaines de la cosmologie observationnelle dans lequel les absorbants sont amenés à jouer un rôle majeur et qui très certainement va prendre un essor considérable dans les années à venir. Toutefois, de nombreuses autres questions peuvent être abordées par l'étude des systèmes de raies d'absorption : la détermination de la température du rayonnement cosmique, de l'abondance primordiale du Deutérium, la détermination de la constante de structure fine à différents décalages spectraux, l'étude de l'environnement proche du quasar, etc...

Les systèmes de raies d'absorption peuvent se classer en trois catégories (voir Fig. 1.1) :

I) A des longueurs d'onde plus courtes que celle de la raie Lyman $\alpha$  en émission du quasar, on observe un nombre élevé de raies d'absorption que l'on attribue à de l'hydrogène neutre (e.g. Sargent et al. 1980). On peut se convaincre que ce sont bien des raies de H I, idée émise pour la première fois par Lynds (1971), d'une part par la présence de la raie Lyman $\beta$  lorsque celle-ci est déplacée dans la partie observable du spectre (Lynds & Oemler 1975), et d'autre part, parce que cette densité de raies ne s'observe que dans le bleu de la raie Lyman $\alpha$  du quasar, là où on s'attend à détecter l'hydrogène se trouvant entre nous et le quasar. La densité de raies augmente avec le décalage spectral et atteint plus de 1000 par unité de décalage spectral, pour des densités de colonne supérieures à  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  et à  $z \sim 2,5$ . Ce gaz, qui contient très peu de métaux, est associé à des nuages intergalactiques qui pourraient être confinés par la matière noire le long de filaments très étendus. On trouve parfois, mais rarement, des raies Lyman $\alpha$  de décalage spectral *supérieure* à celui du quasar ( $z_{\text{abs}} > z_{\text{em}}$ ). La différence en vitesse entre l'absorption et le pic de la raie en émission du quasar n'excède que très rarement  $2000 \text{ km s}^{-1}$ . Ces raies correspondent à des nuages dont la vitesse projetée est dirigée vers le quasar. Il pourrait s'agir de gaz tombant

dans le puits de potentiel du quasar, mais à l'heure actuelle, la statistique est trop faible pour qu'une étude détaillée de ces systèmes soit menée sérieusement (voir Fig. 1.2).

II) Aux longueurs d'onde supérieures à celle de la raie Lyman $\alpha$  en émission du quasar, on observe un nombre plus restreint de raies d'absorption. De par leur position, elles ne peuvent pas être attribuées à de l'hydrogène neutre se trouvant entre nous et le quasar. On montre qu'elles correspondent à des raies métalliques qui peuvent être regroupées en systèmes avec chacun un décalage spectral bien défini. De très nombreux éléments (C, N, O, Si, Fe, Al, Mg mais aussi Ni, Zn, Cr, S pour certains systèmes) sont ainsi détectés. Ces absorptions sont souvent constituées de nombreuses composantes chacune correspondant à un nuage. Ces composantes peuvent être séparées par des observations à haute résolution spectrale. On peut ainsi étudier la cinématique de ces ensembles de nuages ainsi que leur contenu en chacun des ions présents et remonter, via un modèle d'ionisation, aux abondances en chacun des éléments observés. Les systèmes métalliques de décalage spectral très différent du quasar ( $z_{\text{abs}} \ll z_{\text{em}}$ ) sont attribués à des halos ou des disques de galaxies. En effet, on peut rechercher les galaxies candidates à l'association avec le système d'absorption par imagerie du champ entourant le quasar, puis déterminer le décalage spectral des candidates par spectroscopie multi-objet. Dans le cas des systèmes d'absorption Mg II à  $z < 1$ , on a ainsi constaté qu'il y a toujours une galaxie au même décalage spectral que l'absorption à moins de 20 arcsec du quasar (e.g. Bergeron & Boissé 1991).

III) Les systèmes métalliques associés au quasar se trouvent par définition à des décalages voisins de celui du quasar ( $z_{\text{abs}} \sim z_{\text{em}}$ ). Ils peuvent être dus (i) à des galaxies faisant partie de l'amas dans lequel peut se trouver le quasar, (ii) à du gaz faisant partie de la galaxie au centre de laquelle se trouve le noyau actif ou (iii) à du gaz qui a été éjecté par le quasar lui-même (e.g. Weymann et al. 1979; Foltz et al. 1986). Ces systèmes sont difficiles à distinguer des systèmes métalliques se trouvant loin du quasar. Toutefois, leur état d'ionisation est généralement plus élevé ce qui s'explique par la proximité du quasar. D'autre part, il a pu être montré récemment que les abondances en éléments lourds sont également plus élevées pour ceux d'entre eux de plus grande ionisation (Petitjean et al. 1994).

IV) Dans environ 10% des quasars, on observe des raies très larges débutant approximativement au décalage spectral du quasar et s'étendant sur plusieurs dizaines de milliers de kilomètres dans le bleu. Ces systèmes sont appelés des BALs (Broad Absorption Lines; Weymann et al. 1991; Hamann et al. 1993). Ils sont le plus souvent de hautes ionisation et métallicité, suggérant un lien étroit avec le phénomène de noyau actif. Une des questions les plus intrigantes à propos des BALs est qu'aucun BAL n'est observé dans un quasar émetteur radio puissant (voir toutefois Becker et al. 1997). Malgré les nombreux modèles proposés (Turnshek 1988), la nature de ces systèmes reste mystérieuse. Les BALs sont associés à du matériau éjecté d'une manière ou d'une autre (par exemple sous forme de vent ou sous l'effet d'explosions de supernovae) par le noyau actif, et il est possible qu'au moins une partie des systèmes associés soient les reliquats de BALs qui se sont dissipés avec le temps. Le fait que certaines absorptions varient semble

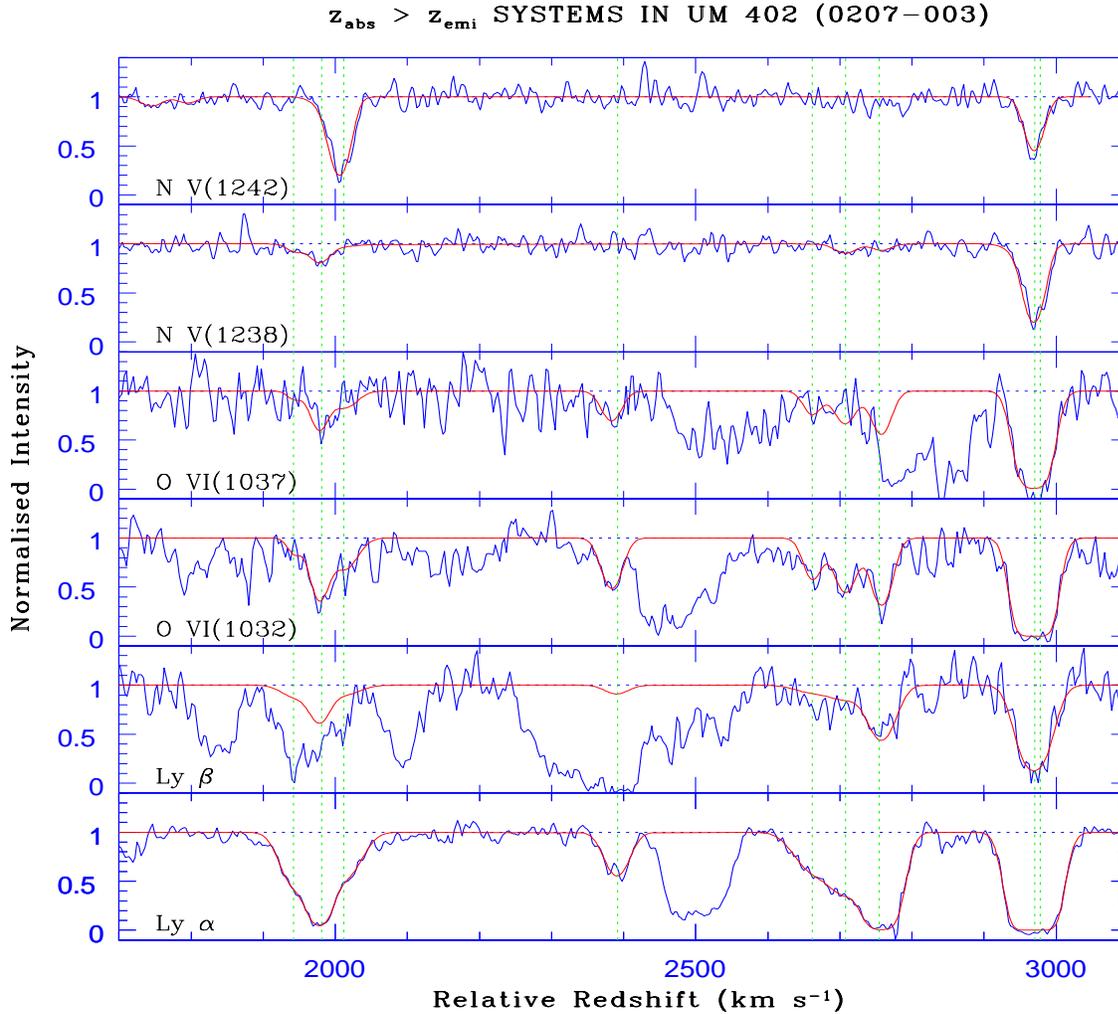


FIG. 1.2 – Spectre de Q0207-003 obtenu à l'aide du spectrographe haute résolution CASPEC au télescope de 3,6 m à La Silla en collaboration avec R. Srianand (non publié). Les différentes portions du spectres correspondent aux domaines de longueur d'onde dans lesquels on devrait trouver des absorptions N V, O VI, Ly $\beta$  et Ly $\alpha$  de systèmes de décalages spectraux supérieurs à celui du quasar. On notera les deux systèmes à  $\Delta V \sim 2000$  et  $3000 \text{ km s}^{-1}$ . La force des raies de l'oxygène ionisé cinq fois indique que ces systèmes sont de haute excitation, probablement parce que le gaz, situé très près du noyau actif, est soumis à son rayonnement ionisant.

corroborer cette idée (Barlow et al. 1997). La connexion entre BALs et systèmes associés n'est toutefois pas clarifiée.

De nombreux progrès sont ou seront faits grâce à la mise en service de nouveaux moyens d'investigation. Durant les trente dernières années, la plupart des études menées sur les systèmes d'absorption ont été faites dans le visible. Avec le lancement du Télescope Spatial Hubble, il a été possible de compléter nos idées sur l'existence de systèmes d'absorption à petit décalage spectral mais aussi sur les caractéristiques des systèmes à plus grand décalage par l'étude des raies se trouvant dans l'ultraviolet lointain. L'avènement de détecteurs infrarouge performants va permettre de pousser la détection de galaxies associées à plus grand décalage spectral. Enfin la mise en service des télescopes de la classe des 10m et la possibilité d'accroître la résolution spectrale nous permettra de résoudre de nombreuses questions qui se posent sur l'état physique du gaz et la structure cinématique de ces masses de gaz.

Les citations en début de chapitres sont tirées des *Pensées* de Pierre Dac.



## 2

# PRÉAMBULE

*”A l’encontre de ce que pourraient penser d’aucuns  
quidams mal renseignés un contestataire est un homme en  
colère qui conteste, et non un idiot en fureur qui fait son testament.”*

Le texte qui suit est destiné à présenter les questions importantes posées par l’étude des raies d’absorption observées dans le spectre des quasars ainsi que les quelques éléments de réponse que les astronomes ont cru pouvoir donner jusqu’à présent. Le lecteur doit être averti avant de lire cette revue du biais donné au texte par les propres intérêts, opinions et limitations de l’auteur. Etant donné l’intérêt croissant porté au sujet par de nombreux astronomes, de nouvelles idées et résultats sont publiés quasi quotidiennement. J’essaierai de dégager les grands axes de développement prévisibles pour les années qui viennent et l’importance des nouveaux moyens d’investigations dont, à mon avis, l’explosion ne semble pas être totalement maîtrisée. On peut toutefois dire sans crainte de se tromper que certains aspects de ce texte seront déjà dépassés au moment de sa lecture. Enfin, je ne décrirai pas les systèmes associés et les raies larges (Broad Absorption Line systems). Ces systèmes sont intimement liés à l’environnement proche du quasar, sujet en marge du propos présent (voir Fig. 2.1). On pourra pour une première approche se référer aux articles Petitjean et al. (1994) et Wampler et al. (1995) ainsi qu’à leur bibliographie. Je n’aborderai pas non plus l’utilisation des raies d’absorption comme outil d’autres domaines qui nécessiteraient à eux seuls un texte de ce genre : mesure de l’abondance du deutérium (e.g. Songaila et al. 1997), détermination de l’évolution cosmique de la température du corps noir cosmologique (e.g. Songaila et al. 1994), mesures de coefficients atomiques (e.g. Drinkwater et al. 1998).

Il est difficile de découper l’étude des absorbants en grands thèmes car les interconnexions entre les différents champs d’investigation sont multiples. Dans la Section 3, je rappelle comment on peut, par l’étude du nombre de systèmes, obtenir des informations sur les dimensions des objets associés ainsi que des contraintes sur les modèles d’évolution des structures. Je décris ensuite

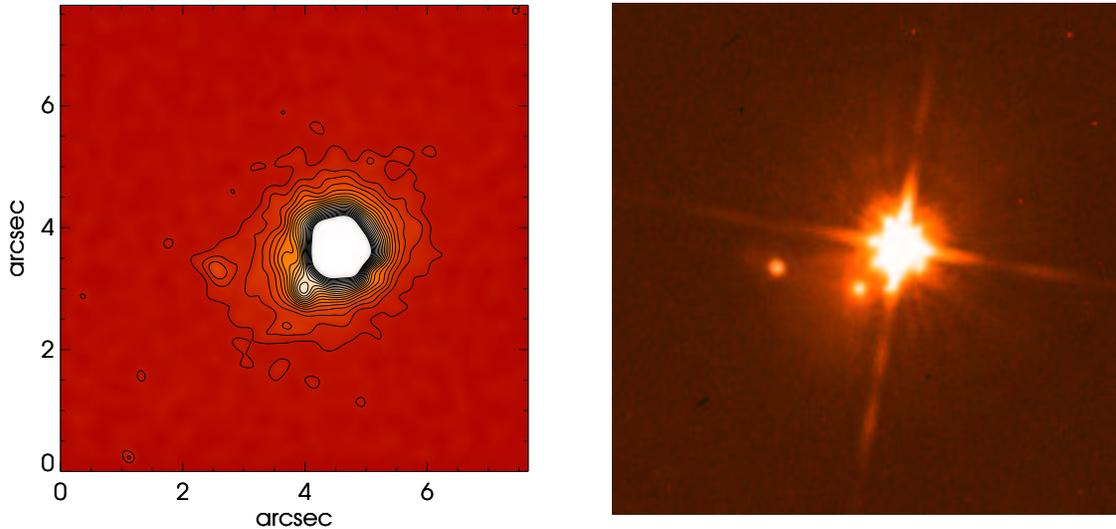


FIG. 2.1 – *Les environnements de quasars: Images du champ entourant PKS 1302–102 ( $z_{\text{em}} = 0,2$ ;  $m_V = 15,3$ ). A gauche, image en bande H obtenue en mars 1997 à l’aide du système d’optique adaptative du CFHT en collaboration avec Bertrand Théodore et Malcolm Bremer (1h30 de pose, la correction est faite en utilisant le quasar lui-même comme référence); à droite, image HST 0h30, tirée de la banque de données; le nord est à gauche, l’est en haut. Les deux compagnons et la galaxie hôte sont détectés dans les deux images. Cette comparaison montre que, même lorsque la référence est faible, l’optique adaptative permet une amélioration très sensible de la qualité des images.*

les différentes techniques utilisées pour déterminer le contenu en éléments lourds du gaz, les résultats obtenus et les conséquences sur les modèles d’évolution chimique. La forêt Lyman $\alpha$  est, depuis la détection des systèmes d’absorption, une énigme qui fait couler beaucoup d’encre. Les idées sur son origine et sa structure ont changé très rapidement ces dernières années et un nouveau cadre théorique a émergé des résultats de simulations numériques de grande ampleur. Il est apparu que sa masse pouvait être non négligeable, contrairement à ce qu’on pensait il y a dix ans, et que, de ce fait, le gaz associé pouvait constituer le réservoir alimentant la formation des galaxies. L’association des absorbants aux galaxies est donc un des thèmes majeurs de ce domaine à l’heure actuelle d’autant plus que les absorbants peuvent être utilisés comme des indicateurs de la présence d’objets en formation à grand décalage spectral; ce thème fait l’objet de la quatrième partie de ce texte. Enfin, la dernière partie traite des corrélations d’absorptions le long de la ligne de visée ou entre lignes de visée adjacentes; ce qui constitue une première approche de l’étude des grandes structures de l’Univers à grand décalage spectral.

# 3

## ETUDES STATISTIQUES DES SYSTÈMES

*”Quand on prend les virages en ligne droite, c’est  
que ça ne tourne pas rond dans le carré de l’hypothénuse.”*

### 3.1 DENSITÉ DE SYSTÈMES

L'information la plus immédiate obtenue sur les systèmes de raies d'absorption est leur nombre par unité de décalage spectral, qui dépend de la densité volumique des objets et de leur section efficace. Comme ce nombre est obtenu très facilement (il suffit de compter...) sur un grand domaine de décalage spectral, il permet une approche simple de l'évolution cosmologique de la population sous-jacente.

Une remarque très importante à faire en préalable à toute discussion est que le nombre de systèmes observés dépend de la qualité des observations. Il faut donc toujours préciser la largeur équivalente limite en dessous de laquelle les systèmes n'ont pas pu être détectés. En effet, on constate que les systèmes faibles ( $W_r < 0.3 \text{ \AA}$  pour fixer les idées) sont beaucoup plus nombreux que les systèmes forts et leur évolution est différente. La détectabilité des systèmes faibles dépend du rapport S/B mais aussi de la résolution des observations. Si la largeur équivalente d'une absorption ne dépend pas de la résolution (voir Appendix), le nombre de raies observées dans la forêt Lyman $\alpha$  en dépend. En effet, une absorption forte, semblant n'être formée qu'à partir d'une seule raie quand elle est observée à basse résolution, peut s'avérer être constituée de deux ou plusieurs raies plus faibles lorsqu'on observe à plus haute résolution. L'effet n'est toutefois important qu'à grand  $z$  (Parnell & Carswell 1988). D'autre part, Les raies produites par des densités de colonne supérieures à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  ont des largeurs pouvant atteindre  $100 \text{ km s}^{-1}$ . Cet élargissement empêche artificiellement la détection des raies plus faibles sur un petit domaine de  $z$  autour de la position centrale de la raie. A grand décalage spectral, la densité de raies est très grande et l'effet peut devenir très important. On peut estimer qu'à  $z \sim 3,5$ , 50% des raies de la forêt Lyman de densité de colonne  $< 10^{12,5} \text{ cm}^{-2}$  ne peuvent pas être vues.

Le nombre de systèmes par unité de décalage spectral dépend donc de  $W$  et de  $z$ . Il faut être prudent quant à l'interprétation de la variation de ce nombre. En effet, il dépend de la densité spatiale d'objets et de leur section efficace. Le nombre de systèmes peut donc décroître parce que la densité spatiale d'objets décroît et/ou parce que la dimensions de ces objets décroît. Mais, plus subtilement, ce nombre dépend également des propriétés physiques du gaz (densité, état d'ionisation et abondances dans le cas des systèmes métalliques). En effet, la largeur équivalente dépend de façon non linéaire de la quantité de matière traversée (voir Appendix). Donc, même pour une population d'objets ayant une densité spatiale et des dimensions constantes, le nombre de systèmes de largeur équivalente donnée peut décroître parce que la densité volumique ou l'abondance du gaz décroît. Dans le cas de H I cela peut être aussi la conséquence de ce que l'état d'ionisation du gaz augmente sous l'effet d'un champ de rayonnement UV plus intense.

#### 3.1.1 La forêt Lyman $\alpha$

Les premières observations menées sur les systèmes d'absorption avaient pour but de démontrer que les raies étaient répartis au hasard dans le spectre. En effet, c'est une condition à vérifier

pour pouvoir affirmer que les objets produisant ces absorptions sont répartis aléatoirement le long de la ligne de visée et rejeter l'idée que le gaz est systématiquement associé à un vent éjecté par le quasar. Il est plus facile de mener cette étude sur les systèmes Lyman $\alpha$  qui sont bien plus nombreux que les systèmes métalliques. La première étude à grande échelle a été faite par Sargent et al. (1980) sur la forêt Lyman $\alpha$  de six quasars observés aux télescopes de 5 m du Palomar et à l'AAT à 0.6 et 0.9 Å de résolution. Pour comprendre l'importance de ce travail, il faut réaliser qu'à l'époque, c'est à dire il y a seulement dix-huit ans (le cachet de l'Université faisant foi), une des questions fondamentales était de démontrer que les raies étaient des raies de l'hydrogène neutre (Young et al. 1979). Dans l'article, les auteurs appliquent les tests de Bahcall & Peebles (1969) (on trouvera une description de ces tests dans Petitjean 1990) pour démontrer que les systèmes d'absorption sont dus à du matériau distribué de façon aléatoire tout le long de la ligne de visée. Ils concluent que les nuages Lyman $\alpha$  ont des dimensions de l'ordre de 100 pc à 100 kpc, une densité moyenne de  $2 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ , une température de  $3 \times 10^4 \text{ K}$  et qu'ils sont photo-ionisés par le flux UV diffus émis par l'ensemble des quasars répartis dans l'Univers. Leur analyse leur permet de conclure que le milieu diffus, qui pourrait confiner les nuages, ne peut pas être dense et très chaud ( $\Omega_{\text{MIG}} = 1$ ,  $T_{\text{MIG}} = 2 \times 10^8 \text{ K}$ ), ce qui aurait permis d'expliquer, par émission bremsstrahlung de ce milieu, l'intensité du fond diffus X. Pour ces auteurs, le milieu, s'il existe, doit être à plus basse température  $T_{\text{MIG}} \sim 3 \times 10^5 \text{ K}$  et sa densité ne peut excéder  $\Omega_{\text{MIG}} \sim 0,1$ . Enfin, ils concluent que la forêt Lyman $\alpha$  ne peut, au total, contenir qu'une quantité infime de gaz  $\Omega_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-3}$ . La plupart des conclusions de cet article ont été confirmées; en particulier celles concernant les propriétés physiques du gaz dans les nuages et dans le milieu intergalactique. Toutefois la conclusion que la forêt Lyman $\alpha$  ne contient qu'une faible fraction des baryons est remise en cause actuellement. La densité cosmologique de la forêt Lyman $\alpha$  pourrait être supérieure à 0,02 (voir Petitjean et al. 1993) quoique la valeur exacte soit très controversée (voir Section 6.1).

Depuis cet article il est d'usage de décrire l'évolution du nombre de systèmes par unité de décalage spectral  $N(z)$  sous la forme d'une loi de puissance

$$N(z) = N_0(1+z)^\gamma \quad (3.1)$$

On peut comparer l'exposant  $\gamma$  observé à ce que l'on attend dans le cas d'une population d'objets gardant les mêmes caractéristiques (dimensions et densité spatiale) dans des coordonnées comouvantes,

$$\gamma = 2 - \frac{1}{2} [3\Omega_0(1+z)^3 - 2K_0(1+z)^2] \times [\Omega_0(1+z)^3 - K_0(1+z)^2 + \frac{\Lambda}{3H_0^2}]^{-1} \quad (3.2)$$

avec  $\Lambda$  la constante cosmologique,  $H_0$  la constante de Hubble,  $\Omega_0$  la densité cosmologique et  $K_0 = \Omega_0 + \frac{\Lambda}{3H_0^2} - 1$  (voir Fukugita & Lahav 1991). Pour un modèle sans constante cosmologique,

$$\gamma = (1 + q_0 z - q_0)(1 + 2q_0 z)^{-1} \quad (3.3)$$

où  $q_0$  est le paramètre de décélération. Cet exposant est égal à 1 pour  $q_0 = 0$  et 0,5 pour  $q_0 = 0,5$  et  $z = 2$ .

La première détermination statistiquement significative de  $\gamma$ , a été obtenue à partir des spectres de 12 quasars, par Young et al. (1982). Ces auteurs trouvent  $\gamma = 1,81 \pm 0,48$  pour la forêt Lyman $\alpha$ . Les études menées par la suite sur un nombre de raies toujours plus important fluctuent de façon non négligeable (voir Liu & Jones 1988 pour une discussion des erreurs). Lu et al. (1991) obtiennent  $\gamma = 2,37 \pm 0,26$  et  $N_o = 2,67$  sur un ensemble de 950 raies telles que  $W_r > 0,36 \text{ \AA}$ . Bechtold (1994, 1995) a rassemblé un ensemble de 1177 raies observées à résolution intermédiaire ( $FWHM = 75 \text{ km s}^{-1}$ ) dans l'intervalle de décalage spectral  $1,6 < z < 4$  et trouve  $\gamma = 1,71 \pm 0,23$  et  $N_o = 7,22$  pour des raies de largeur équivalente au repos  $W_r > 0,32 \text{ \AA}$ , en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance préconisée par Murdoch et al. (1986). Notons que pour les raies plus faibles,  $W_r > 0,16 \text{ \AA}$ , la valeur de  $\gamma$  est  $1,26 \pm 0,13$ ; semblant indiquer que la population des raies faibles évolue moins vite que celle des raies fortes, ce qui est en accord avec les résultats des simulations numériques (voir Section 6.7).

Les données prises à haute résolution spectrale confirment ces valeurs élevées de  $\gamma$ . Rauch et al. (1992) obtiennent  $\gamma = 2,08 \pm 0,53$  pour  $\log N > 13,75$ ;  $\gamma = 1,59 \pm 0,82$  pour  $\log N > 14,27$ ;  $\gamma = 1,68 \pm 0,80$  pour  $W_r > 0,36 \text{ \AA}$  dans l'intervalle de décalage spectral  $1,84 < z < 3,27$ . Giallongo et al. (1996) obtiennent  $\gamma = 2,65 \pm 0,21$  pour  $\log N > 13,3$  et  $1,68 < z < 3,41$ , valeur similaire à ce qui est obtenu par Lu et al. (1996) à partir de données du télescope Keck. Utilisant l'ensemble des observations Keck publiées jusqu'alors, Kim et al. (1997) trouvent respectivement  $\gamma = 2,78 \pm 0,71$  et  $1,29 \pm 0,45$  pour  $\log N > 13,8$  et  $13,1 < \log N < 14$  dans le domaine  $2 < z < 3,5$ . Il faut noter pour être complet que certains auteurs ont affirmé que le nombre de raies augmenterait plus vite aux très grands  $z$ ,  $\gamma \sim 4,2$  pour  $z > 3,5$  (Zuo & Lu 1993).

Même si ces déterminations de  $\gamma$  fluctuent d'une étude à l'autre, elles indiquent que:

- la forêt Lyman $\alpha$  évolue intrinsèquement dans ce domaine de décalage spectral même si l'on admet que  $\Lambda \neq 0$ ;
- l'évolution est beaucoup plus rapide pour les raies fortes que pour les raies faibles.

Pour  $z < 1,3$ , les résultats récents du programme-clé "Absorption Line Systems" du HST donnent  $\gamma = 0,56 \pm 0,61$  pour la même limite en largeur équivalente. Le nombre de raies observées à petit décalage spectral est  $N_o = 24,3 \pm 6,6$  (Boksenberg 1995). Pour  $W_r > 0,24 \text{ \AA}$ , Jannuzi et al. (1998) obtiennent  $\gamma = 0,12 \pm 0,23$  et  $N_o = 31,3 \pm 3,8$ . Il est donc établi que l'évolution en décalage spectral du nombre de raies par unité de décalage spectral dans la forêt Lyman $\alpha$  ne peut pas être décrite par une seule loi de puissance et qu'il y a une discontinuité à  $z \sim 1,5$ , la forêt évoluant moins rapidement à petit décalage spectral (Fig. 3.1).

Fukugita & Lahav (1991) ont montré que pour une population d'objets dont les propriétés intrinsèques sont constantes dans le temps,  $N(z)$  est très sensible à la valeur de  $\Lambda$  quand  $z$  est petit. Toutefois, l'introduction de  $\Lambda$  augmente  $\gamma$  à petit  $z$  alors que les observations indiquent

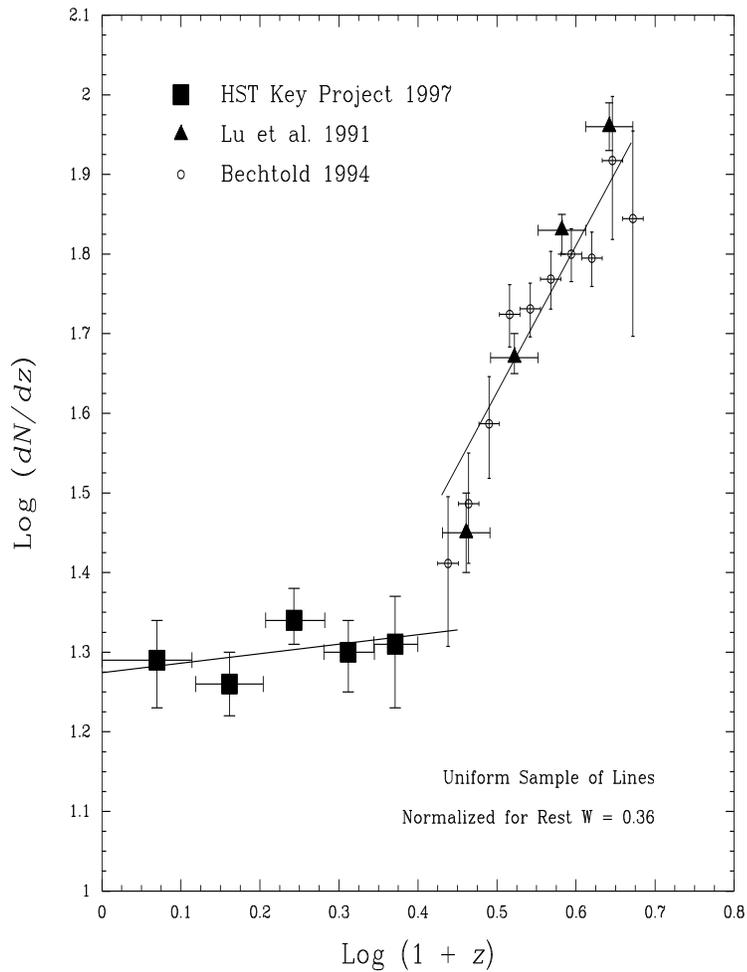


FIG. 3.1 – Logarithme du nombre de systèmes  $\text{Ly}\alpha$  en fonction du décalage spectral (Jannuzi et al. 1998). Les points à grand décalage spectral sont obtenus par compilation de données optiques. Ceux à bas décalage spectral sont les résultats du Programme-clé HST "Absorption Line Systems". Il est évident que deux lois de puissances sont nécessaires pour reproduire les données avec un changement d'exposant à  $z \sim 1,5$ .

que  $\gamma$  diminue. Les observations rejettent donc les grandes valeurs de  $\Lambda$  et montrent qu'il y a un changement dans l'évolution intrinsèque de cette population de nuages à  $z \sim 1,5$ . On peut imaginer qu'il existe en fait deux populations d'objets, l'une constituée de nuages intergalactiques isolés qui sont très nombreux à grand  $z$  et qui disparaissent en tant que tel avec le temps, soit parce qu'ils se dissipent, soit parce qu'ils sont engloutis dans des structures plus massives; cédant la place à la seconde population de nuages moins nombreux qui déjà à grand  $z$  sont associés aux régions les plus denses de l'Univers et en particulier les environs de galaxies. Ces régions externes de galaxies, soit survivent tel quelles, soit sont régénérées par le gaz accréte de façon continue à partir du milieu intergalactique. A partir de cette idée, un traitement élégant de l'évolution du nombre de raies est proposé dans le cadre de simulations numériques (voir Section 6.7).

### 3.1.2 Les systèmes métalliques

Des études comparables peuvent être menées pour les systèmes métalliques. Toutefois, leur nombre étant beaucoup plus faible, il faut observer un grand nombre de lignes de visée pour construire un ensemble statistiquement intéressant et il faut un moyen efficace pour en trouver le plus grand nombre possible. On utilise les raies de C IV et Mg II. Ces raies ont l'avantage d'être souvent fortes et de déterminer à elles seules les systèmes d'absorption correspondants puisque dans les deux cas il s'agit d'un doublet. Si on observe de 3500 Å à 7000 Å, ce qui a été le cas jusqu'à très récemment, on peut détecter les systèmes C IV dans le domaine  $1,25 < z < 3,5$  et les systèmes Mg II dans le domaine  $0,25 < z < 1,5$ . Toutefois la possibilité d'observer dans l'UV avec HST et de plus en plus loin dans l'infrarouge avec les nouveaux détecteurs permet d'augmenter le domaine de décalage spectral dans lequel on peut détecter ces systèmes.

Lorsqu'on observe un quasar on ne peut pas faire la distinction a priori entre les systèmes physiquement associés au quasar et ceux associés à des objets cosmologiquement indépendants de celui-ci. Les différences entre ces deux populations de systèmes sont difficiles à mettre en évidence et il faut des études détaillées pour démontrer l'appartenance à l'une ou l'autre des populations. Dans des recherches systématiques, il est impossible de mener ces études sur tous les systèmes détectés. On définit alors la vitesse apparente  $v = \beta \times c$  du système par rapport au quasar avec

$$\beta = \frac{(1 + z_{em})^2 - (1 + z_{abs})^2}{(1 + z_{em})^2 + (1 + z_{abs})^2} \quad (3.4)$$

On admet qu'en première approximation les systèmes se trouvant à plus de 5000 km s<sup>-1</sup> ont une probabilité faible d'être associés au quasar. Ce critère n'est pas absolu et n'a pas été vérifié de façon systématique. Cette vitesse correspond à une distance cosmologique d'environ  $16h_{100}^{-1}$  Mpc, ce qui est suffisant pour que le flux ionisant émis par le quasar n'ait qu'une influence mineure sur l'état physique du gaz. Toutefois, on connaît des exemples de systèmes

ayant toutes les caractéristiques de systèmes associés et pour lesquels  $\beta c \sim 10000 \text{ km s}^{-1}$  (voir Petitjean et al. 1994).

La première recherche systématique de systèmes C IV a été menée par Young et al. (1982) dans les spectres de 33 quasars à  $z_{\text{em}} \sim 2$ . Toutefois l'étude la plus complète qui ait été menée jusqu'à présent est celle de Sargent et al. (1988a, 1988b, 1989). Un total de 229 C IV systèmes sont détectés dans 55 quasars, dont seulement 186 sont tels que  $\beta c > 5000 \text{ km s}^{-1}$  et parmi ceux-ci 111 ont  $W_r > 0,15 \text{ \AA}$  (sous-ensemble S1) et 66 ont  $W_r > 0,30 \text{ \AA}$  (sous-ensemble S2). Ces systèmes sont détectés dans le domaine  $1,3 < z_{\text{abs}} < 3,4$ . En combinant les données de la littérature, les auteurs trouvent, pour S1  $N_o = 2,57$  et  $\gamma = -1,2 \pm 0,7$  et pour S2  $N_o = 1,5$  et  $\gamma = -1,6 \pm 0,8$ . Le nombre de ces systèmes C IV décroît donc avec  $z$  à grand décalage spectral. Toutefois Steidel (1990) a montré que pour  $W_r > 0,15 \text{ \AA}$ , le nombre de systèmes reste à peu près constant jusqu'à  $z \sim 3,5$ ; ce qui lui permet de conclure qu'il y a là une indication de ce que l'abondance en carbone dans le gaz décroît de  $z \sim 1,5$  à  $z \sim 3,5$  (voir aussi Steidel et al. 1988). Cette conclusion est confirmée par une étude de l'évolution du rapport C IV/Si IV par Bergeron & Ikeuchi (1990) qui trouvent en outre que la densité moyenne du gaz doit augmenter avec le décalage spectral. Toutefois, il faut être prudent par rapport aux conclusions de ces approches globales car elles utilisent inévitablement de nombreux paramètres et des hypothèses simplificatrices difficiles à vérifier. La seule approche systématique de l'évolution du contenu en éléments lourds des systèmes absorbants est la détermination minutieuse de ce contenu dans un grand nombre de systèmes.

Le programme-clé "Absorption Line Systems" du Télescope Spatial a permis de déterminer que  $N_{\text{CIV}}(z=0,3; W > 0,3 \text{ \AA}) = 0,75 \pm 0,35$  (Bergeron et al. 1994) alors que ce nombre est de  $1,76 \pm 0,33$  à  $z = 1,5$ . Le nombre de systèmes C IV par unité de décalage spectral a donc un maximum autour de  $z \sim 1-1,5$ . La variation du nombre de systèmes à faible  $z$  est compatible avec une population d'objets qui n'évolue pas. Dans ce cas, la décroissance du nombre de systèmes avec le temps est uniquement due à l'expansion de l'Univers.

Les systèmes Mg II sont détectés à plus faible décalage spectral et de ce fait on été les premières cibles pour les recherches de galaxies associées. Sargent et al. (1989) rassemblent un ensemble de 60 systèmes avec  $W_r > 0,6 \text{ \AA}$  et  $0,16 < z < 2,12$  en combinant leur propres données à celles de Tytler et al. (1987), Boissé et al. (1992) à petit décalage spectral (données qui étaient connues avant publication) et Lanzetta et al. (1987) à grand décalage spectral et trouvent  $N_{\text{MgII}} \sim 0,25$  et  $\gamma = 1,45 \pm 0,63$ . Une étude très récente utilisant 26 lignes de visée observées par le télescope Keck montre toutefois que le nombre de systèmes Mg II est dominé par les systèmes faibles. A  $z \sim 0,9$ , le nombre de systèmes tels que  $0,02 < W_r < 0,3 \text{ \AA}$  est  $dN/dz = 1,74 \pm 0,10$ . Ces systèmes représentent donc 65% de l'ensemble de la population (Churchill et al. 1998).

### 3.1.3 Les systèmes LLS

Les systèmes LLS (pour Lyman Limit Systems) sont les systèmes qui possèdent une densité de colonne en hydrogène neutre suffisante pour qu'une discontinuité soit observée dans le continu du quasar à  $(1 + z_{\text{abs}}) \times 912 \text{ \AA}$ . La profondeur optique à la discontinuité de Lyman est égale à la densité de colonne en H I que multiplie la section efficace au seuil de photo-ionisation de H I. Cette dernière étant égale à  $6,8 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ , le continu passe de  $F_{912+}$  à  $F_{912-} = 0,37 \times F_{912+}$  (profondeur optique  $\tau_{912} = 1$ ) lorsque  $N(\text{H I}) = 1,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . La profondeur optique en dessous de  $912 \text{ \AA}$  est proportionnelle à  $\tau_{912}(\lambda/912)^3$ . Ainsi si un nuage se trouve à  $z_{\text{abs}} = 3$  et a une densité de colonne  $N(\text{H I}) = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ , le continu tombe à zéro ( $\tau_{912} = 6$ ) à  $3648 \text{ \AA}$  et ne remonte qu'en dessous de  $2000 \text{ \AA}$  environ ( $\tau = 1$ ). On voit donc qu'observationnellement, il est très facile de mettre en évidence de tels systèmes, même à très basse résolution, par la discontinuité qu'ils provoquent dans le spectre du quasar. En particulier, ces systèmes sont détectables dans les spectres pris par IUE. Outre leur intérêt observationnel, ils ont une influence capitale dans le calcul du transfert des photons ionisants dans le milieu intergalactique.

Les premières études sur les systèmes LLS montraient que cette population n'évoluait pas. Sargent et al. (1989) donnaient  $\gamma = 0,68 \pm 0,54$  et  $N_o = 0,76$  pour  $0,67 < z < 4,11$ . En fait il avait été montré (Petitjean & Bergeron 1990) que le nombre de systèmes LLS était sensiblement égal à celui des systèmes Mg II de largeur équivalente  $> 0,3 \text{ \AA}$  pour  $0 < z < 2$ . Cette correspondance entre le nombre de systèmes Mg II forts et le nombre de LLS est bien expliquée par les modèles de photo-ionisation si l'abondance en magnésium change peu sur cet intervalle de décalage spectral (e.g. Bergeron & Stasińska 1986; Petitjean & Bergeron 1990).

La statistique des systèmes LLS a été étudiée par de nombreux auteurs. Récemment Storrie-Lombardi et al. (1994) ont complété les études précédentes de Sargent et al. (1989), Lanzetta (1991) à décalage spectral intermédiaire et Bahcall et al. (1993) à faibles décalages spectraux, en ajoutant les systèmes à  $z > 4$ . Ils trouvent pour  $0,40 < z < 4,69$ ;  $\gamma = 1,55 \pm 0,45$  et  $N_o = 0,27_{-0,13}^{+0,20}$ . Il semble donc que, pour la première fois, on ait mis en évidence le fait que la population des systèmes LLS pourrait évoluer en particulier si  $q_o = 0,5$ . Toutefois il se pourrait, comme l'indique Lanzetta (1991), que cette évolution n'apparaisse qu'à partir de  $z \sim 2,5$ . Le fait que les systèmes LLS soient très nombreux à  $z \sim 4$  pourrait être dû à la nature de l'évolution des structures de l'Univers. Il est probable que les objets associés à ces systèmes soient différents à très grands décalages spectraux de ce qu'ils sont à faible  $z$ .

## 3.2 DISTRIBUTION DES LARGEURS ÉQUIVALENTES

Lorsqu'on observe une raie d'absorption, la grandeur directement accessible à l'observateur est la largeur équivalente de la raie définie par

$$W_{\text{obs}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I_\lambda}{I_c} d\lambda \quad (3.5)$$

où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont deux longueurs d'onde de part et d'autre de la raie,  $I_\lambda$  est l'intensité mesurée et  $I_c$  l'intensité du continu extrapolée sur la raie entre  $I_{\lambda_1}$  et  $I_{\lambda_2}$ . Cette grandeur est indépendante de la résolution des observations puisqu'elle mesure l'énergie absorbée dans la raie. Pour comparer les systèmes entre eux, on ramène la largeur équivalente dans le référentiel de l'absorbant par  $W_r = W_{\text{obs}}/(1+z)$ .

La largeur équivalente est fonction de deux grandeurs, la densité de colonne qui caractérise la quantité de matière traversée et la largeur intrinsèque de la raie que l'on caractérise par le paramètre de Doppler,  $b = FWHM/2\sqrt{\ln 2} = \sqrt{b_{\text{turb}}^2 + b_{\text{th}}^2}$  avec  $b_{\text{turb}}$  la contribution des mouvements d'ensemble du gaz, qui ne dépend pas de la masse de l'ion considéré, et  $b_{\text{th}}$  la contribution des mouvements thermiques, qui est inversement proportionnelle à  $\sqrt{M}$  où  $M$  est la masse de l'ion. La dépendance de  $W$  avec  $b$  et  $N$ , appelée courbe de croissance, n'est pas linéaire. On peut trouver une discussion de la courbe de croissance dans Petitjean 1990 et dans l'Appendix.

La distribution en largeur équivalente des raies d'absorption est habituellement comparée à la loi empirique simple suivante :

$$n(W_r)dW = \left(\frac{N^*}{W^*}\right) \exp\left(-\frac{W_r}{W^*}\right) dW \quad (3.6)$$

Cette représentation n'a pas de fondement physique et est utilisée par commodité. La distribution réelle croît beaucoup plus vite que cette fonction à faible largeur équivalente, que ce soit pour les raies de Lyman (Murdoch et al. 1986, voir toutefois Bechtold 1994) comme pour les raies métalliques (Steidel 1990). Pour les systèmes Mg II, Churchill et al. (1998) montrent que la distribution est plutôt une loi de puissance.

Dans le cas des raies Lyman $\alpha$ , Jenkins & Ostriker (1991) ont montré que l'excès de raies à  $W_r < 0.3 \text{ \AA}$  est dû à la transition entre le domaine où les raies sont saturées (grandes  $W$ ) et celui où elles ne le sont pas (faibles  $W$ ). Press & Rybicki (1993) montrent comment il est possible de dériver les caractéristiques physiques de la forêt Lyman $\alpha$  à partir de la distribution en largeur équivalente. Dans le cas des systèmes métalliques, la discussion est compliquée par la présence quasi systématique au sein du même système de plusieurs nuages séparés par des vitesses de l'ordre de 20 à 200 km s $^{-1}$ . Lorsque la séparation de ces nuages est inférieure à la largeur de la raie qu'ils produisent, il est impossible de les dissocier les uns des autres. On observe une

seule raie dont la largeur n'est pas directement liée à la densité de colonne totale mais dépend principalement du nombre de nuages (e.g. Petitjean & Bergeron 1990). Jenkins (1986) a montré que si aucune des composantes n'est très saturée, alors l'analyse à une composante donne une densité de colonne acceptable. Par contre la valeur du paramètre de Doppler dans ce cas est beaucoup trop grande et ne donne aucune indication sur la température ou les mouvements turbulents mais plutôt un ordre de grandeur du nombre de composantes. Il se trouve qu'à  $z > 2$ , on est souvent dans ces conditions; principalement parce que les abondances sont en moyennes de l'ordre de 10 à 100 fois plus faibles que les abondances solaires.

L'augmentation de la résolution des observations permet actuellement de déterminer la densité de colonne par l'utilisation de codes de modélisation des raies. On préfère donc discuter les distributions en densité de colonne plutôt qu'en largeur équivalente. Toutefois, il faut réaliser les difficultés inhérentes à la détermination des densités de colonne dues au fait que les raies sont très souvent formées de plusieurs composantes dont la largeur intrinsèque est supérieure à leur séparation en vitesse, donc inséparables même à très haute résolution. Dans ce cas on peut trouver plusieurs modèles qui peuvent être très différents et qui ajustent parfaitement le profil des raies. C'est le cas pour les raies métalliques à tout décalage spectral mais également pour la forêt Lyman $\alpha$  à grand décalage spectral où la densité de raies est tellement grande qu'il est rare de trouver une raie isolée correspondant à un seul nuage. C'est pourquoi il est probable que dans les prochaines années, avec l'augmentation du nombre de données de très bonne qualité, l'analyse de la forêt Lyman $\alpha$  se fera par des méthodes statistiques permettant de déterminer les caractéristiques globales de cette population de nuages sans passer par la détermination des caractéristiques des nuages individuels.

### 3.3 DIMENSION DES OBJETS

On peut calculer un ordre de grandeur du rayon des objets absorbants à partir d'hypothèses simples, à discuter par la suite, (voir Burbidge et al. 1977, Sargent et al. 1988, Petitjean 1990; Bechtold & Ellingson 1992):

- une fraction  $f_{\text{gal}}$  de galaxies de luminosité supérieure à  $L_{\text{min}}$  possède un halo pouvant donner naissance à des systèmes d'absorption;
- ces halos ont un facteur de couverture  $f$ ;
- la fonction de luminosité des galaxies suit la loi de Press & Schechter (1974) et Schechter (1976),

$$dn = \phi^* \left( \frac{L}{L^*} \right)^{-\alpha} \exp \left( \frac{-L}{L^*} \right) d \left( \frac{L}{L^*} \right) \quad (3.7)$$

où  $L_*$  est la luminosité d'une galaxie de référence

- le rayon du halo d'une galaxie est corrélé à la luminosité de la galaxie  $R \propto L^\beta$ .

En utilisant ces hypothèses, on a,

$$R_* = \left[ \frac{1}{c} \frac{H_0}{c} \frac{1}{\phi^*} \frac{1}{\Gamma(\alpha + 2\beta + 1, L_{\text{min}})} \right]^{0,5} \left( \frac{1}{f f_{\text{gal}}} \right)^{0,5} \times \left( \frac{N}{1+z} \right)^{0,5} (1 + 2q_0 z)^{0,25} \quad (3.8)$$

Nous adoptons dans la suite  $q_0 = 0,5$  et  $f_{\text{gal}} = f = 1$ , ce qui minimise  $R_*$ . Pour les systèmes Mg II, à  $z \sim 0,3$ ,  $N \sim 0,75$  (Boissé et al. 1992, Steidel & Sargent 1992) et à  $z \sim 0,732$ ,  $N \sim 1,13$  (Steidel & Sargent 1992).

Si on utilise les hypothèses "standards" c'est à dire (i) la fonction de luminosité de Kirshner et al. (1983), avec  $\alpha = -1,25$ ,  $M_B^* - 5 \log h_{100} = -20,2$  et  $\Phi_* h_{100}^3 = 0,012 \text{ Mpc}^{-1}$ ; (ii) toutes les galaxies sont entourées par un halo; (iii)  $\beta$  est donné par la loi qui relie le rayon du disque lumineux d'une galaxie à sa luminosité (Holmberg 1976); on trouve que les rayons sont respectivement  $R_* \sim 62$  et  $71 h_{100}^{-1} \text{ kpc}$ . Ceci est près de deux fois plus grand que le rayon déduit des observations directes de paires galaxie/absorbant ( $R_* \sim 35 h_{100}^{-1} \text{ kpc}$ , voir paragraphe 6.5). Par contre si on utilise  $\beta \sim 0,2$ ,  $L_{\text{min}}/L^* \sim 0,05$  (Steidel 1995),  $\phi^* = 1,56 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$  et  $\alpha = -1,07$  (Efstathiou et al. 1989), on obtient  $R_* \sim 42$  et  $49 h_{100}^{-1} \text{ kpc}$  ce qui est plus raisonnable. Notons que dans ce cas, les galaxies de luminosité  $L/L^* > 1$  contribuent pour environ un quart à la section efficace totale; ce qui semble trop faible par rapport à ce qui est mesuré dans la population de galaxies absorbantes. On doit donc en conclure que la plupart des galaxies de luminosité  $L/L^* > 0,1$  possèdent un halo étendu produisant de fortes raies Mg II et qu'il pourrait y avoir une évolution de la fonction de luminosité de ces galaxies (Steidel 1995).

Les raies Mg II fortes ( $W_r > 0,3 \text{ \AA}$ ) sont associées à des galaxies. Toutefois Womble (1995) a signalé que le nombre de systèmes Mg II de plus petite largeur équivalente pourrait être cinq

fois plus grand (voir aussi Petitjean & Bergeron 1990; Churchill et al. 1998). Si tel était le cas, il faudrait soit que les halos s'étendent jusqu'à 100 kpc des galaxies, soit que les galaxies de très faible surface de brillance possèdent des halos étendus. La recherche des galaxies associées à ces systèmes faibles est donc une priorité pour les grands télescopes.

Le nombre par unité de décalage spectral de systèmes C IV ayant  $W_r > 0,15 \text{ \AA}$  et  $0,05 \text{ \AA}$  est environ  $N \sim 2,5$  et  $7$  à  $z \sim 1,5$  (Sargent et al. 1988; Petitjean et al. 1994). Les rayons correspondants sont  $R_* \sim 66$  et  $111 h_{100}^{-1}$  kpc. Il est raisonnable de penser que les halos C IV sont plus étendus que les halos Mg II puisqu'ils peuvent provenir des régions externes du halo où la densité est plus faible et donc le degré d'ionisation plus élevé. A grand décalage spectral, on sait que des raies faibles de C IV sont trouvées dans des systèmes de densité de colonne en hydrogène neutre  $> 10^{14,3} \text{ cm}^{-2}$  (Songaila & Cowie 1996) et, s'il est probable que ces systèmes soient associés à des régions de formation d'étoiles, ils ne sont certainement pas associés directement à des galaxies mais plutôt aux régions denses se trouvant au sein des filaments de matière noire (Haehnelt et al. 1996). Il est donc peu raisonnable dans ce cas de calculer un rayon par la méthode précédente. D'autre part, le nombre de galaxies associées à des systèmes C IV est jusqu'à présent trop faible pour tirer des conséquences (voir Aragon-Salamanca et al. 1994). Notons enfin que quelques systèmes métalliques ont été détectés dans deux lignes de visée voisines. Crotts et al. (1994) déduisent du rapport du nombre de coïncidences à celui des anti-coïncidences un rayon de l'ordre de  $40 h^{-1}$  kpc.

Par curiosité toutefois, on peut calculer les rayons des halos de galaxies qui seraient nécessaires pour expliquer la forêt Lyman $\alpha$ . Le nombre par unité de décalage spectral de raies ayant  $\log N(\text{H I}) > 14, 13$  et  $12$  est respectivement  $35, 350, 1050$  à  $z \sim 2$ . On obtient  $R_* \sim 294, 929$  et  $1610 h^{-1}$  kpc. Ces nombres, qui ne tiennent aucun compte des effets d'évolution et en cela sont purement illustratifs, montrent toutefois que le facteur de remplissage du gaz Lyman $\alpha$  est très important.

### 3.4 MASSE DANS LES SYSTÈMES LORENTZIENS

Les systèmes lorentziens occupent une place très importante en cosmologie. Ceci est dû principalement à ce que la densité de colonne en hydrogène neutre dans ces systèmes est du même ordre de grandeur que celle qu'on observe sur une ligne de visée traversant le disque de notre galaxie ( $\sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ). On peut donc se demander si ces systèmes ne correspondent pas à des disques proto-galactiques. Si tel était le cas, on aurait ainsi un accès directe à des informations sur l'évolution chimique du gaz dans les galaxies au cours du temps (voir Section 4.1) ainsi que sur la masse de gaz froid contenue dans les disques de galaxies.

En effet, la masse de gaz neutre dans les systèmes lorentziens peut être déterminée de façon précise en utilisant un minimum d'hypothèses. Schématiquement, on peut écrire la densité cosmologique de gaz dans ces systèmes comme

$$\Omega \propto n_{\text{vol}} M \quad (3.9)$$

où  $n_{\text{vol}}$  est la densité volumique d'objets donnant naissance aux systèmes d'absorption et  $M$  leur masse. On peut réécrire cette équation comme

$$\Omega \propto n_{\text{vol}} \sigma l n_{\text{HI}} \frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{HI}}} \mu m_{\text{H}} \quad (3.10)$$

avec  $\sigma$  la section efficace des systèmes,  $l$  leur dimension sur la ligne de visée,  $n_{\text{H,HI}}$  les densités volumiques locales en hydrogène et hydrogène neutre,  $\mu$  le poids chimique et  $m_{\text{H}}$  la masse de l'atome d'hydrogène. Mais, dans ces systèmes, la densité de colonne de l'hydrogène neutre est telle que la profondeur optique à la limite de Lyman est supérieure à 100 et la fraction d'hydrogène ionisé est négligeable,  $\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{HI}}} = 1$ . Soit,

$$\Omega \propto \frac{dn}{dz} N_{\text{HI}} \mu m_{\text{H}} \quad (3.11)$$

où  $\frac{dn}{dz} \propto n_{\text{vol}} \sigma$  est le nombre de systèmes par unité de décalage spectral et  $N_{\text{HI}}$  la densité de colonne en hydrogène neutre, deux grandeurs bien définies par l'observation.

Plus précisément,

$$\Omega = \frac{H_0}{c} \frac{\mu m_{\text{H}}}{\rho_{\text{crit}}} \int_{N_{\text{min}}}^{N_{\text{max}}} N f(N, z) dN \quad (3.12)$$

avec  $f(N, z)$  la fonction de distribution en densité de colonne des absorbants et  $N_{\text{min, max}}$  les densités de colonne minimale et maximale observées dans ces systèmes. En utilisant un ensemble statistiquement significatif de 62 systèmes lorentziens pris parmi les 80 connus au moment de l'étude (mars 1995), Wolfe et al. (1996) déterminent l'évolution cosmologique de  $\Omega$ . Ils trouvent

$$\Omega = \Omega_0 \exp(\alpha z) \quad (3.13)$$

avec  $\Omega = 0,23 \pm 0,08 \times 10^{-3} h_{100}^{-1}$  et  $\alpha = 0,70 \pm 0,15$  pour  $q_0 = 0,5$ .

Il semble donc que la masse dans les systèmes lorentziens diminue très rapidement avec le temps (voir Fig. 3.2). En outre, la masse mesurée à  $z = 3,25$ ,  $\Omega = 2,5 \pm 0,8 \times 10^{-3} h_{100}^{-1}$ , est sensiblement égale à celle des étoiles dans les galaxies de notre univers local,  $\Omega = 2,9 \pm 1,2 \times 10^{-3} h_{100}^{-1}$  (Gnedin & Ostriker 1992). Ceci est une claire indication de ce que les systèmes lorentziens à grand décalage spectral sont les progéniteurs des galaxies observées à  $z = 0$ .

Un argument supplémentaire provient du fait que la fonction de distribution des densités de colonne peut être représentée par une loi de puissance,  $f(N) \propto N^{-1,7}$ . Ainsi l'intégrale dans l'équation (3.12), est dominée par les grandes densités de colonne. La masse des systèmes lorentziens est principalement contenue dans les systèmes de grande densité de colonne. En fait le nombre total de systèmes par unité de décalage spectral  $dn/dz$  varie peu avec le temps et si la masse diminue si vite c'est que les systèmes de grande densité de colonne disparaissent. L'interprétation la plus simple est que les régions où la densité de gaz est la plus grande s'effondrent pour former des étoiles.

Toutefois l'humble auteur de cette revue banale a la faiblesse de penser que tout n'est pas si simple qu'il paraît au premier abord et une discussion de ces arguments pourra être trouvée dans la Section 8.3.

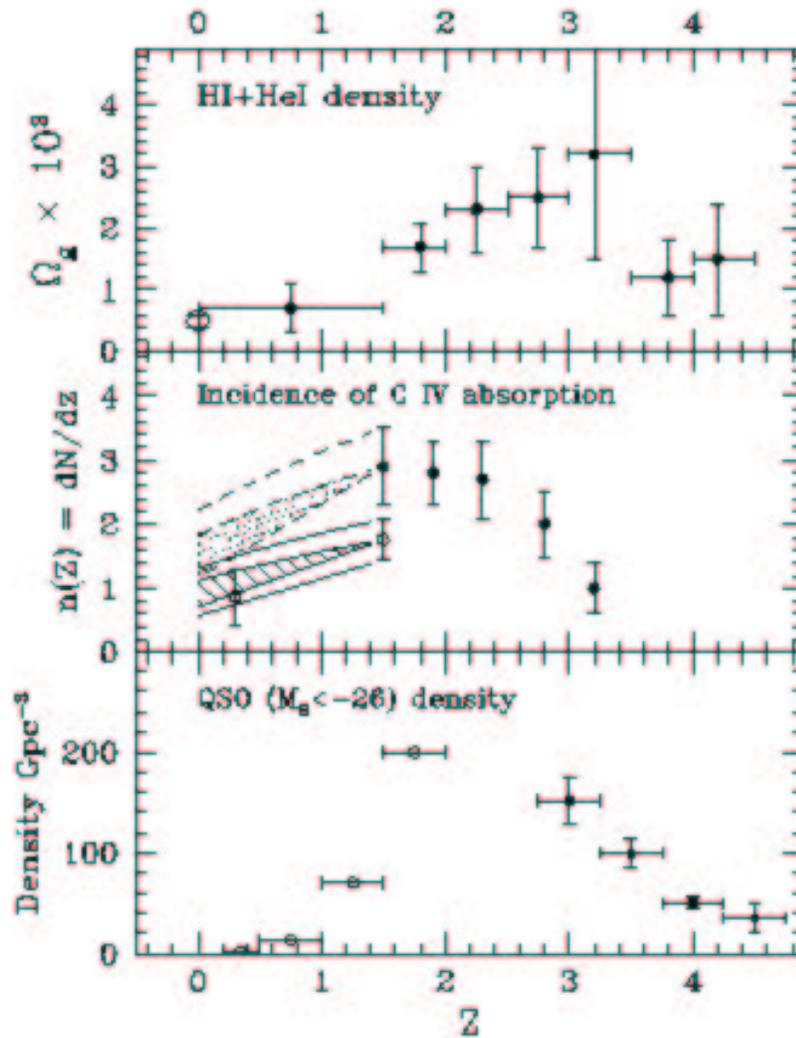


FIG. 3.2 – Densité cosmologique d'hydrogène et d'hélium neutres calculée à partir du nombre de systèmes lorentziens (graphe du haut), nombre de systèmes C IV par unité de décalage spectral (graphe du milieu) et densité de quasars (graphe du bas) en fonction du décalage spectral (Briggs 1997).



# 4

## DÉTERMINATION DES ABONDANCES

*”L’ordre établi ne l’est souvent que par rapport  
aux ordres donnés par ceux qui ont ordonné de l’établir.”*

Les systèmes d’absorption permettent la détermination sans aucun doute la plus précise des abondances en éléments lourds à grand décalage spectral si certaines précautions sont prises lors de la détermination des densités de colonne. En effet, il n’est pas rare de pouvoir mesurer le contenu du gaz pour une dizaine d’ions, ce qui permet de faire, dans certains cas de façon fiable, la correction d’ionisation (voir Petitjean et al. 1994).

## 4.1 LES SYSTÈMES LORENTZIENS

### 4.1.1 Méthode

Les systèmes lorentziens sont les systèmes dans lesquels la détermination des abondances pour certains éléments lourds est la plus fiable; ceci pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, pour des densités de colonne en hydrogène neutre  $\log N(\text{H I}) > 19$ , la raie Lyman $\alpha$  de l'hydrogène neutre est très saturée. Elle possède des ailes dont la forme ne dépend pas du paramètre Doppler ce qui réduit la dégénérescence caractéristique de la partie logarithmique de la courbe de croissance (voir Petitjean 1990 et Appendix). En outre, la forme de la raie est très sensible à la densité de colonne. On peut donc déterminer la densité de colonne en hydrogène neutre à mieux qu'un facteur deux près. D'autre part, la profondeur optique à la limite de Lyman (912 Å) est définie par,

$$\tau_{\text{Lyman}} = \sigma N(\text{HI}) \quad (4.1)$$

où  $\sigma$  est la section efficace d'absorption,  $6,8 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ , et  $N$  la densité de colonne. Pour les densités de colonne caractéristiques des systèmes lorentziens, la profondeur optique à la limite de Lyman est supérieure à 100. L'hydrogène est donc neutre et la correction d'ionisation est très faible. On a donc une bonne détermination du contenu total en hydrogène des régions neutres de l'objet absorbant. En outre, vue la valeur très élevée de la densité de colonne, la contribution des régions ionisées, qui se trouvent à la périphérie des régions neutres, est faible.

Dans les régions où l'hydrogène est neutre, les éléments lourds se trouvent pour la plupart sous la forme de l'ion ionisé une fois (C II, Al II, Si II, Fe II). L'oxygène fait exception, il se trouve entièrement sous la forme O I car oxygène et hydrogène sont liés par une réaction extrêmement favorable d'échange de charge (voir Péquignot 1990 pour une étude détaillée de l'équilibre d'ionisation de l'oxygène). Cette dernière particularité fait que,

$$\frac{\text{OII}}{\text{OI}} = \frac{8 \text{ HII}}{9 \text{ HI}} \quad (4.2)$$

Si l'oxygène est principalement sous forme neutre, ce qui est le cas dans les régions neutres des systèmes lorentziens, alors le rapport des densités de colonne de O I et de H I donne directement l'abondance d'oxygène.

Le même argument a été avancé pour N I qui possède un triplet de raies d'absorption faibles mais facilement détectables (voir Viegas 1995). Toutefois, et comme souvent contrairement à une idée bien répandue, la réaction d'échange de charge entre l'azote et l'hydrogène est bien moins efficace (voir Butler & Dalgarno 1979, qui corrigent les coefficients de Steigman et al. 1971, trop souvent utilisés).

Pour les autres éléments, il faut distinguer ceux (principalement Fe II, Zn II etc...) pour lesquels la forme une fois ionisée n'est présente que dans la région où l'hydrogène est neutre de ceux

(C II, Si II...) dont la forme une fois ionisée peut être présente en grande quantité dans les régions où l'hydrogène est ionisé (voir e.g. Petitjean et al. 1992). Dans le premier cas, les rapports  $N(X^+)/N(H I)$  donnent directement les abondances gazeuses de l'élément considéré; dans le second, une déduction trop hâtive pourrait entraîner une sur-estimation de l'abondance de l'élément.

L'avantage d'une correction somme toute aisée de l'ionisation est contrebalancé par le fait que les densités de colonne des ions habituellement considérés sont telles que, même pour des abondances de l'ordre du centième des abondances solaires, les raies sont saturées et se trouvent sur la partie logarithmique de la courbe de croissance. Il est donc très difficile d'obtenir une mesure précise des densités de colonne. Sauf dans les cas d'abondances extrêmement faibles, on ne peut donc pas déterminer les abondances des éléments les plus abondants. On peut toutefois se tourner vers des éléments moins abondants tels le zinc et le chrome qui possèdent des raies vers 2000 Å, bien en dehors donc de la forêt Lyman $\alpha$ , et qui sont décallées dans une partie bien observable du spectre pour un large éventail de décalages spectraux. Les densités de colonne attendues sont environ dix fois plus petites que celles des ions de C, N ou O ce qui donne des raies se trouvant la plupart du temps sur la partie linéaire de la courbe de croissance ou légèrement saturées. Les mesures d'abondances peuvent ainsi être envisagées.

En outre, dans le milieu interstellaire de notre galaxie, le zinc est très peu condensé dans la poussière alors que le chrome est condensé de la même manière que le fer. L'abondance du zinc est donc un bon indicateur de l'abondance en éléments lourds de la phase gazeuse et le rapport des abondances du zinc et du chrome est une indication de la présence de poussières.

La détermination des abondances dans les systèmes lorentziens à différents décalages spectraux permet de discuter l'évolution chimique du gaz. C'est un des sujets majeurs actuellement puisque cette question est directement liée à l'évolution des galaxies.

Les premières mesures de ce type ont été faites par différents auteurs dans des systèmes individuels (Meyer et al. 1989, Meyer & Roth 1990, Pettini et al. 1990, Bergeron & Petitjean 1991, Meyer & York 1992, Wolfe et al. 1994) mais les premières déterminations systématiques des abondances dans les systèmes lorentziens ont été faites par Pettini et al. (1994). L'ensemble des 17 systèmes observés alors a été complété par une étude de 20 systèmes à partir de données Keck (Lu et al. 1996) et de 10 autres systèmes par Pettini et al. (1997b). Le domaine de décalage spectral est 0,7–4,4.

Ces études montrent que l'abondance dans les systèmes lorentziens est faible à tout les décalages spectraux, la moyenne étant  $[Zn/H] = -1,13 \pm 0,38$ . Il y a une légère tendance à ce que cette moyenne augmente de  $z = 3$  à  $z = 2$  (voir Fig. 4.1). A tout décalage spectral, les abondances individuelles varient de presque deux ordres de grandeur, indiquant que la population sous-jacente est certainement très disparate.

Le rapport S/B atteint avec le télescope Keck permet de détecter un nombre important de raies faibles et de faire ainsi une étude des abondances relatives des éléments (Lu et al. 1996, Fig. 4.2). Toutefois les conclusions énoncées sont sujettes à de violentes controverses (voir Lu et al. 1996

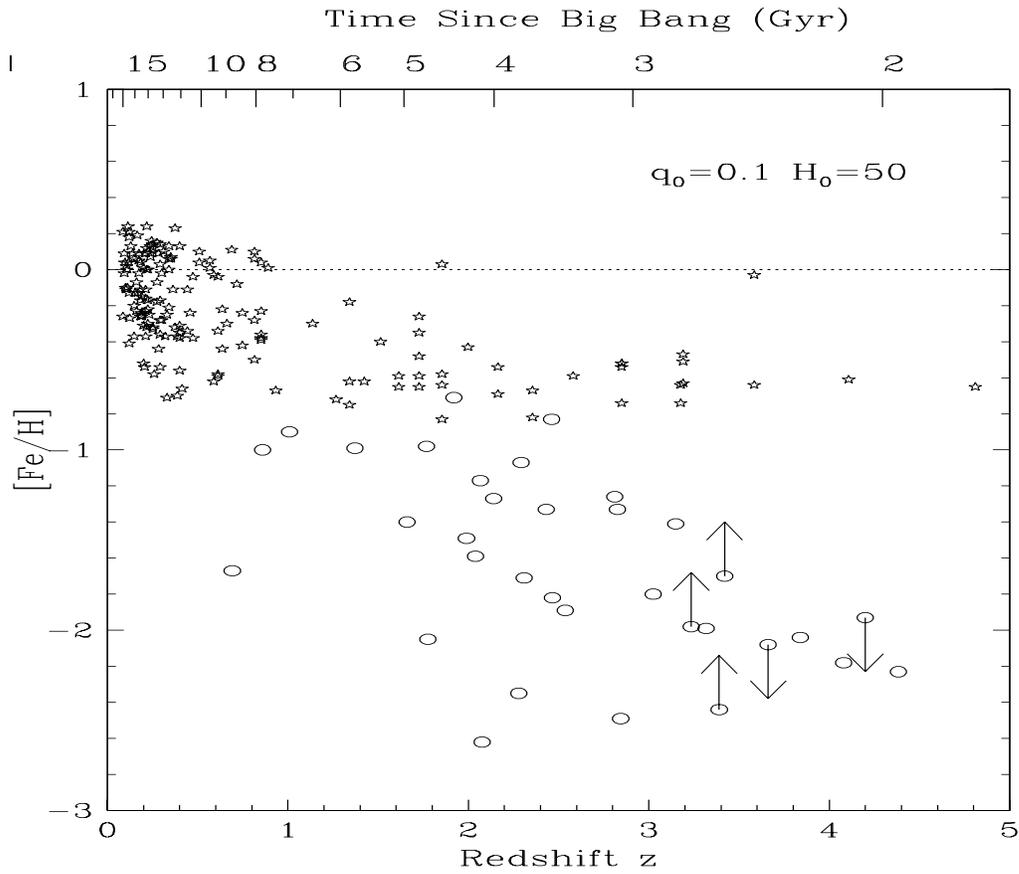


FIG. 4.1 – Abondances en fer (relatives à l'abondance solaire) déterminées dans les systèmes lorentziens (indiquées par des cercles) en fonction du décalage spectral (Lu 1998). Les étoiles indiquent les mesures d'abondances dans les étoiles du disque de notre galaxie.

et Pettini et al. 1997a).

### 4.1.2 Présence de poussières

Les indications de la présence de poussière dans les systèmes lorentziens sont de deux types :

- On constate que, dans la phase gazeuse, l'abondance du chrome est inférieure à celle du zinc. Si on suppose que l'effet est dû à la condensation de chrome sur les grains, comme dans notre galaxie, on en déduit que le rapport entre la masse de poussière et la masse de gaz dans les systèmes lorentziens est environ un dixième de ce qu'il est dans notre galaxie.
- La mesure de l'indice spectral des quasars montre que les échantillons de quasars dans lesquels un système lorentzien est détecté sont rougis par rapport à des échantillons de comparaison (Fall et al. 1989, Pei et al. 1991).

Notons toutefois que si la poussière est présente, ses propriétés sont pratiquement inconnues et pourraient varier très fortement d'un système à l'autre (e.g. Boissé & Bergeron 1988).

On peut se demander si la présence de poussière ne peut pas biaiser les analyses faites à partir de l'observation des systèmes lorentziens (voir e.g. Fall & Pei 1993, Boissé 1995). En effet, lorsque de la poussière est présente dans un système, le quasar peut être suffisamment atténué pour que sa magnitude passe au-dessus de la limite des grands relevés destinés à la recherche des systèmes lorentziens. On manque donc les systèmes dans lesquels il y a de la poussière et on est en droit de penser qu'on manque ainsi plus particulièrement les systèmes de plus grande densité de colonne. Quatre cas de ce type ont été observés par Wiklind & Combes (1994, 1995, 1996a,b). Les quasars sont très atténués dans l'optique mais comme ils sont émetteurs radio, on peut se mettre à l'écoute. De nombreuses transitions moléculaires ont ainsi été observées en absorption dans les spectres radio de PKS1413+135, B0218+357, Q1504+377 et PKS1830-211.

Les conséquences de l'atténuation des quasars par la poussière ont été étudiées par de nombreux auteurs (Ostriker & Heisler 1984, Wright 1986, Boissé & Bergeron 1988, Heisler & Ostriker 1988, Fall & Pei 1989, Wright 1990, Fall & Pei 1993, Zuo & Phinney 1993, Pei & Fall 1995). Toutefois la dernière de ces études a l'avantage de s'appuyer fortement sur les derniers résultats observationnels : l'évolution cosmologique de la masse et l'abondance moyenne à  $z \sim 2$  des systèmes lorentziens, qui sont comme nous l'avons vu des quantités plutôt fiables. Les auteurs construisent un modèle simple de formation d'étoiles dans les systèmes lorentziens. Le taux de formation d'étoiles est relié au taux de disparition du gaz H I dans les systèmes et à la production du flux ionisant diffus (tout deux approximativement tirés des observations); il induit un taux de production des métaux (approximativement connu également); et donc une abondance moyenne et une quantité de poussières qui définit l'extinction que l'on peut attendre de ces systèmes.

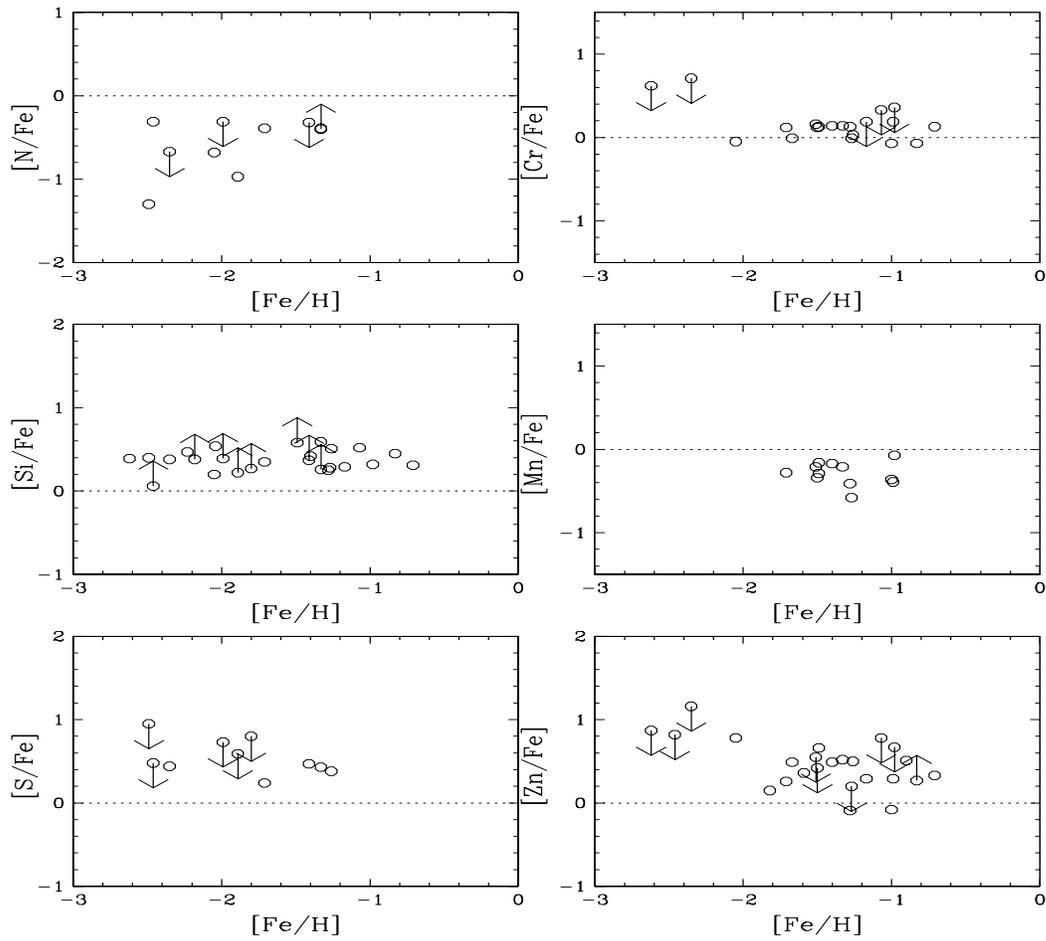


FIG. 4.2 – Abondances relatives des différents éléments détectés dans les systèmes lorentziens (Lu et al. 1996).

Ce modèle permet de résoudre le problème des étoiles naines G qui avait été soulevé par Lanzetta et al. (1995). La courbe observée de disparition de la masse H I dans les systèmes lorentziens implique que si cette disparition est due à ce que les étoiles se forment, la plupart des étoiles auraient dû se former à  $z \sim 2$  alors que l'abondance (mesurée) est environ dix fois plus faible que l'abondance solaire. Si on ajoute à cela l'hypothèse que les systèmes lorentziens à  $z \sim 2$  sont des disques de protogalaxies ou des protodisques de galaxies (mais pas des protogalaxies de disques), on peut en conclure que nous devrions voir dans le disque de notre galaxie une population dominante d'étoiles vieilles d'abondance 1/10 solaire. Ce qui n'est pas le cas.

Le résultat majeur du modèle est que le rapport du nombre réel de systèmes au nombre de systèmes observés a un pic marqué ( $\sim 2,5$ ) à  $z \sim 1$ . La raison est que l'extinction dans un système est maximale à bas  $z$  puisque l'abondance est plus grande en moyenne. Cette extinction éteint indifféremment les quasars, qu'ils aient un système lorentzien de plus grand  $z$  ou non; d'autre part, statistiquement, ces systèmes à grand  $z$  n'atténuent que très peu les quasars puisqu'ils ont des abondances (et donc des contenus en poussières) faibles; on voit donc moins de quasars à grand  $z$  mais on compte correctement la densité par unité de décalage spectral des systèmes lorentziens de grand  $z$ ; notre connaissance des systèmes lorentziens à grand  $z$  n'est donc pas affectée. Par contre les systèmes lorentziens de petit décalage spectral atténuent fortement (et toujours statistiquement) les quasars devant lesquels ils se trouvent. On ne compte donc pas assez de systèmes lorentziens à petit décalage spectral puisqu'on n'observe pas les quasars devant lesquels ils se trouvent. Une des conséquences est que la masse de gaz H I dans les systèmes lorentziens, corrigée de cet effet d'extinction, ne décroît significativement qu'en dessous de  $z \sim 1$ . La période pendant laquelle l'activité de formation d'étoiles est la plus importante est ainsi déplacée de  $z \sim 2,5$  à  $z \sim 1$ , époque où l'abondance moyenne du gaz est environ 1/3 solaire; ce qui résoud élégamment le problème des étoiles naines. Ce résultat est également en accord avec les résultats des récentes estimations du taux de formation d'étoiles à partir des comptages de galaxies à grand  $z$  (Madau 1996).

## 4.2 LES AUTRES SYSTÈMES

Déterminer les abondances dans les systèmes métalliques où la densité de colonne en hydrogène neutre est très inférieure à  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  est un travail difficile puisqu'il faut déterminer l'équilibre d'ionisation du gaz.

Le travail peut être mené à bien si plusieurs conditions sont réunies : (1) un grand nombre de raies de la série de Lyman doit être détecté pour permettre une bonne détermination de la densité de colonne en hydrogène neutre; (2) le système doit être simple et ne contenir, si possible, qu'une composante pour éviter le mélange de plusieurs régions d'états d'ionisation différents; (3) les raies doivent être peu ou faiblement saturées; (4) plusieurs raies d'un même ion doivent être détectées pour obtenir une bonne détermination de la densité de colonne de l'ion; (5) les densités de colonne du plus grand nombre possible d'ions doivent être mesurées pour avoir un nombre suffisant de contraintes sur l'état d'ionisation du gaz.

On suppose le plus souvent que le gaz est photo-ionisé. Cette hypothèse, qui n'a été vérifiée que dans quelques cas (voir e.g. Petitjean et al. 1994), est basée sur les faibles paramètres de Doppler observés, la grande diversité des états d'ionisation des différents éléments et sur la cohérence des prédictions de la photo-ionisation (e.g. Bergeron & Stasińska 1986; Petitjean et al. 1992). Il n'est toutefois pas exclu, et en particulier à petit décalage spectral où il n'est pas rare d'observer O VI (e.g. Bergeron et al. 1994), qu'une partie du gaz soit ionisé thermiquement (Burles & Tytler 1996). Il est raisonnable de penser qu'au moins à  $z < 1$ , les nuages correspondant aux systèmes métalliques font partie d'un halo galactique dans lequel ils sont confinés par un milieu diffus à haute température. Ce dernier pourrait produire les absorptions C IV, N V et O VI. A plus grand décalage spectral, le flux diffus ionisant produit par les quasars et les galaxies primordiales est suffisant (il augmente comme  $(1+z)^{2.5}$ ) pour expliquer aisément C IV et même O VI si nécessaire. D'autre part, alors que les absorptions C IV peuvent être très fortes, il est rare d'observer des absorptions O VI. Cette dernière affirmation doit être toutefois vérifiée par des observations dans le bleu qui seront possibles avec HIRES sur le VLT.

Il faut donc reproduire l'ensemble des densités de colonne (que l'on admet bien connues) à l'aide d'un modèle de photo-ionisation. Ce modèle est généralement très simplifié. Le nuage est supposé être une couche plane de gaz, infinie et homogène, illuminée sur les deux faces par un flux ionisant extérieur.

Les paramètres du modèle sont le flux ionisant, la densité du gaz, l'épaisseur de la couche, les abondances en éléments lourds. Il est contraint par les densités de colonne des différents ions.

Une dégénérescence des solutions est produite par le fait que l'état d'ionisation, c'est à dire la fraction des différents ions d'un élément, est pratiquement entièrement défini par le paramètre d'ionisation qui est le rapport des densités de photons et de particules,

$$U = \frac{n_\gamma}{n_H} = \frac{F_\gamma}{cn_H} \quad (4.3)$$

avec  $c$ , la célérité de la lumière dans le vide et  $F$  le flux ionisant. Pour s'en convaincre il suffit d'écrire l'égalité du nombre d'ionisations et de recombinaisons quelque soit l'ion considéré;

$$n(X^i) \int F(\nu)\sigma(\nu)d\nu = n(X^{i+1})n_e\alpha \quad (4.4)$$

avec  $\sigma$  la section efficace d'ionisation,  $\alpha$  le coefficient de recombinaison,  $F$  le flux ionisant,  $n_e$  la densité électronique et  $n(X^i)$  la densité volumique en ion  $X^i$ . Il est clair que *pour un spectre ionisant donné*, les rapports  $\frac{n(X^{i+1})}{n(X^i)}$  ne dépendent que de  $U$ . On peut changer l'état d'ionisation à paramètre d'ionisation fixé en faisant varier la forme du spectre ionisant.

Idéalement, on pourrait procéder de la façon suivante en admettant que l'on connaisse les densités de colonne de H I, O I, C II, C IV, Si II, Si III, Si IV, Fe II, qui sont les éléments que l'on peut espérer observer dans la bande optique. N V et O VI sont très rarement détectés et les limites de détections sont peu contraignantes en général. En première approximation, le rapport des densités de colonne de O I et H I donne l'abondance en oxygène. On adopte dans un premier temps des rapports d'abondances solaires. Les abondances n'influencent le degré d'ionisation qu'indirectement par l'intermédiaire de la température. En effet, bon nombre de coefficients atomiques ont une dépendance non négligeable avec la température et pour des conditions par ailleurs identiques, l'état d'ionisation peut être déplacé dès que les abondances dépassent environ le quart des abondances solaires. On voit donc que cet effet est négligeable à  $z > 1$ .

Le paramètre d'ionisation est déterminé à partir des rapports C II/C IV et Si II/Si III/Si IV qui, à part l'effet mentionné précédemment, dépendent peu des abondances. Par contre ces rapports dépendent de la forme du spectre ionisant. Pour prendre un exemple extrême, si le spectre ne contient pas de photons d'énergie supérieure à 47 eV, il n'y aura pas de raies C IV et Si IV, même si le rapport Si II/Si III est faible indiquant un degré d'ionisation élevé (voir Bergeron et al. 1994).

Dans le cas où la source d'ionisation n'est pas connue, il y a indétermination entre le flux ionisant, la densité de particules et l'épaisseur du système. Par contre, à grand décalage spectral, le flux ionisant diffus, produit par les quasars et galaxies primordiales, est suffisamment fort pour qu'on puisse supposer qu'il domine l'ionisation du gaz. En utilisant la valeur du flux ionisant diffus dérivée d'autres méthodes (voir Section 6.2), on déduit la densité de particules du paramètre d'ionisation et l'épaisseur du nuage de la densité de colonne en H I.

On peut ensuite relâcher l'hypothèse d'abondances relatives solaires et discuter d'éventuels écarts à partir des densités de colonne des différents ions.

Une manière d'augmenter le nombre de contraintes est d'observer les raies d'un plus grand nombre d'ions. C'est possible dans l'UV lointain où la plupart des ions manquants dans l'optique possèdent des raies (en particulier N II, N III, N IV, O II, O III, O IV, O V. On peut parfois accéder à ces raies avec HST. Les études les plus détaillées sont celles de Reimers et al. (1995) et Bergeron et al. (1994). Toutefois, les observations sont faites à basse résolution spectrale et

il faut prendre des précautions avant que de tirer des conclusions fracassantes (voir Petitjean et al. 1996).

En fait on s'aperçoit assez rapidement que ce sont les cas particuliers qui sont intéressants, pour lesquels une information supplémentaire augmente le nombre de contraintes que l'on peut mettre sur le modèle. Il est ainsi possible dans certains cas d'avoir de fortes contraintes sur les abondances (voir Petitjean et al. 1994, 1996; Bergeron et al. 1994).

Les mesures d'abondances dans les systèmes autres que les systèmes lorentziens montrent que (1) les résultats sont plus homogènes que dans le cas des systèmes lorentziens, il y a moins de dispersion dans les mesures; (2) il y a une nette évolution des abondances avec le décalage spectral, de  $Z > 0,5 Z_{\odot}$  à  $z \sim 0,7$  à  $Z < 0,1 Z_{\odot}$  à  $z \sim 2$  (Petitjean et al. 1994, 1996; Bergeron et al. 1994)

# 5

## LA DISTRIBUTION DES DENSITÉS DE COLONNE

*”L’infini ne peut guère conduire qu’à zéro  
et réciproquement.”*

La distribution des densités de colonne est la fonction donnant le nombre de raies par unité de densité de colonne et par unité de distance cosmologique,  $f(N, l) = d^2n/dNdl$ . On préfère le plus souvent s’affranchir des effets géométriques, en utilisant plutôt que le décalage spectral, la distance comobile  $X$  dont l’usage n’est pas généralisée toutefois,

$$X(z) = \frac{1}{2}((1+z)^2 - 1) \text{ pour } q_0 = 0 \quad (5.1)$$

et,

$$X(z) = \frac{2}{3}((1+z)^{3/2} - 1) \text{ pour } q_0 = 0,5 \quad (5.2)$$

Il a été reconnu depuis longtemps que la distribution des densités de colonne peut être représentée en très bonne approximation par une seule loi de puissance et ceci sur un domaine très étendu de densité de colonne ( $10^{12}$ – $10^{21}$   $\text{cm}^{-2}$ ) qui correspond donc à tous les objets susceptibles de produire une absorption, que ce soit des halos de galaxies ou des nuages intergalactiques. Cette continuité a été interprétée par Tytler (1987) comme la conséquence de ce que tous les absorbants proviendraient d’une même population de nuages. Qu’il y ait une continuité entre les différents absorbants ne fait pas de doute, tout simplement parce que les processus physiques de confinement du gaz sont identiques à toute densité de colonne (principalement la pression d’un milieu extérieur et la gravitation) et que grossièrement, les grandes densités de colonne se trouvent sur les lignes de visée traversant les régions internes des puits de potentiels tandis que les faibles densités de colonne se trouvent sur celles traversant les régions externes. En fait, il

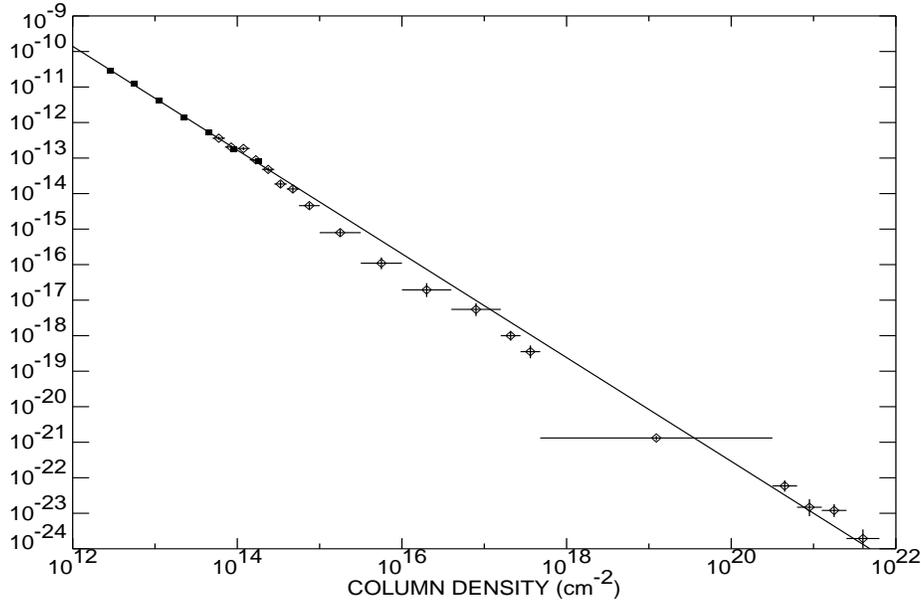


FIG. 5.1 – *Distribution des densités de colonne en hydrogène neutre à  $z \sim 2,8$ . Les carrés pleins correspondent aux mesures de Hu et al. (1995), les losanges aux points de Petitjean et al. (1993). On notera le déficit de raies aux alentours de  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .*

est facile de montrer que la distribution doit être une loi de puissance, au moins dans un large domaine. En effet, si l'on considère que les nuages sont des sphères dans lesquelles la densité volumique du gaz décroît avec le rayon comme  $n_{\text{H}} \propto r^{-p}$ , la densité de l'hydrogène neutre décroît comme  $r^{-2p}$  et

$$f(N) \propto N^{-(2p+1)/(2p-1)} \quad (5.3)$$

et pour  $p$  compris entre 1,5 et 2,5 (voir Petitjean et al. 1992), on obtient  $f(N) \propto N^{-1,5} - N^{-2}$ ; qui correspond approximativement à ce qui est observé (Rees 1988).

Ceci dit, la distribution présente des changements de pente autour de  $\log N(\text{H I}) = 15$  et 18 qui peuvent être interprétées physiquement (voir Petitjean et al. 1992; 1993; Figs 5, 5).

Si on schématise l'absorbant par une sphère de gaz en équilibre hydrostatique, soumis à l'influence d'un flux ionisant (soit le flux diffus, soit le flux provenant de sources locales), on peut prédire la distribution des densités de colonne obtenues en prenant au hasard des lignes de visée traversant le nuage. La structure d'un tel nuage est décrite dans Petitjean et al. (1992). Au centre on trouve une condensation froide ( $T < 92 \text{ K}$ ), et dense ( $n_{\text{H}} \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ ). La masse augmente rapidement avec le rayon et la densité décroît rapidement sous l'effet de la gravité. Le chauffage est assuré par les rayons cosmiques et les photons énergétiques qui ne sont pas absorbés par les couches externes. Les taux de refroidissement étant en  $n^2$  alors que les taux de chauffage sont en  $n$ ,  $n$  étant la densité volumique, une décroissance de  $n$  provoque un déséquilibre thermique: le taux de chauffage a tendance à être supérieur au

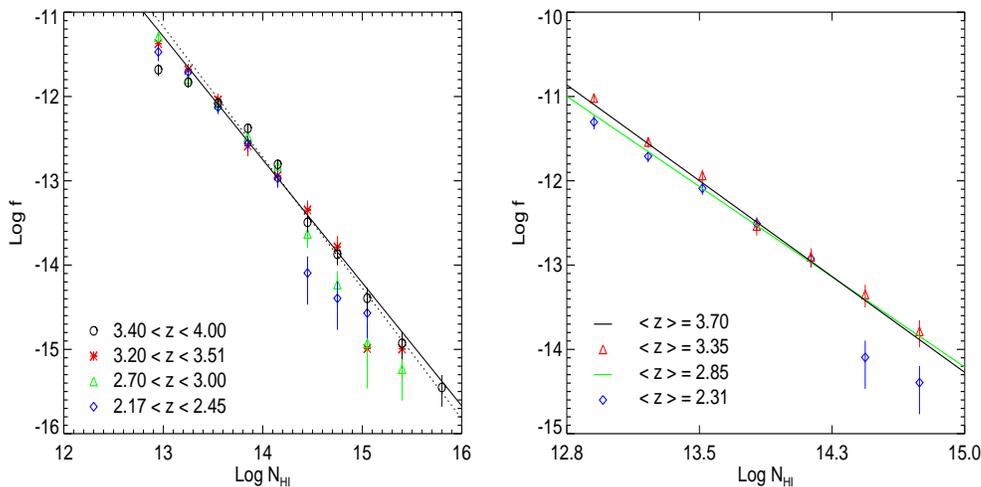


FIG. 5.2 – Distribution des densités de colonne en hydrogène neutre à différents décalages spectraux (Kim et al. 1997). A droite les distributions observées, à gauche les distributions corrigées de l'effet contre-écossais (blending en argot local). On note que le déficit de raies ne semble pas présent à très grand  $z$  et semble apparaître vers  $z \sim 2,5$ .

taux de refroidissement. Toutefois, le refroidissement est dû principalement à des collisions dont les coefficients d'efficacité augmentent avec la température. Et donc pour rattraper le déséquilibre induit par la baisse de densité, la température augmente. Ceci marche tant qu'il existe un élément régulateur. Lorsque la température dépasse 10 K, le principal refroidissement dans ces milieux neutres est la raie de structure fine C II  $156\mu\text{m}$  (même pour des abondances de l'ordre de  $0,1 Z_{\odot}$  supposées dans ce modèles). Le coefficient d'excitation collisionnelle de la raie sature aux alentours de 92 K qui correspond à la séparation entre les deux niveaux de structure fine du fondamental de l'ion C II (voir Chièze 1987).

Le fait que le principal refroidissant sature impose une augmentation de la température jusqu'à une valeur suffisamment élevée pour permettre l'excitation d'un processus de refroidissement susceptible de prendre le relai. Certaines raies de structure fine de Fe II peuvent jouer ce rôle vers 500 K mais la faible abondance du fer limite le processus. La température augmente donc jusqu'aux alentours de  $10^4$  K valeur à partir de laquelle les collisions électron-atome d'hydrogène sont suffisamment efficaces pour exciter le premier niveau de l'atome d'hydrogène. Le refroidissement se fait donc par radiation de photons Lyman $\alpha$ . Il y a donc, pour une faible variation de densité, une variation très importante de la température. Il est donc clair qu'on se trouve dans la situation où la pression augmente quand la densité diminue. C'est une situation d'instabilité thermique. En fait le maintien de l'équilibre de pression au travers de cette transition de température, impose un saut de densité du même ordre de grandeur que celui de la température. On voit donc apparaître un milieu dans lequel coexistent deux phases : une phase dense se trouvant sous la forme de grumeaux de petites dimensions (typiquement quelques parsecs) envelop-

pée par un halo diffus de densité au moins dix fois plus faible et pouvant s'étendre sur des dizaines de kilo-parsecs si aucun agent extérieur ne vient le borner (comme par exemple un milieu très chaud comme celui que l'on trouve dans les amas).

Au delà de la région d'instabilité, le milieu est ténu ( $n_{\text{H}} \sim 0,1 \text{ cm}^{-3}$ ), chaud ( $T \sim 10^4 \text{ K}$ ) mais encore neutre. Les caractéristiques du milieu restent à peu près constantes tant que la masse n'est pas suffisante pour engendrer une baisse de la pression et donc de la densité. La dimension de cette région intermédiaire est de l'ordre du kilo-parsec. Il est important de noter que si une ligne de visée traversait une telle région, on pourrait observer une absorption lorentzienne. Ceci montre que, très certainement, la majorité des systèmes lorentziens sont issus de gaz chaud ( $T \sim 10^4 \text{ K}$ ).

Pour des rayons tels que la masse devienne assez importante pour engendrer une baisse de la pression et donc de la densité, le facteur d'ionisation augmente et l'hydrogène passe à l'état ionisé. La transition hydrogène neutre – hydrogène ionisé amène une augmentation de la densité de particules. Pour que la pression se maintienne, il faut donc que la densité d'hydrogène diminue d'autant, amplifiant le processus d'ionisation. La transition neutre/ionisé est donc très rapide et amène une chute de la densité d'hydrogène. Celle-ci est toutefois moins importante (facteur deux environ) que dans le cas de l'instabilité thermique (facteur dix). Pour des rayons plus grands, le milieu est ionisé et on retrouve un halo classique avec une décroissance de la densité en  $r^{-2,5}$ . La température augmente lentement jusqu'à des valeurs de  $3 \times 10^4 \text{ K}$  environ.

Ce modèle reproduit la forme de la distribution. En particulier le fait que l'ionisation de l'hydrogène se fasse dans une région bien localisée permet d'expliquer l'aplatissement de la distribution dans le domaine  $17 < \log N(\text{H I}) < 19$ .

Pour expliquer les faibles densités de colonne ( $\log N(\text{H I}) \sim 13$ ), il faut que le nuage ait des dimensions de l'ordre de 300 kpc. En effet, les valeurs faibles de  $N(\text{H I})$  sont obtenues lorsque la ligne de visée passe dans les régions externes du nuage, là où la densité est la plus faible et le degré d'ionisation le plus élevé. Dans ce cas, on peut en première approximation considérer que la densité décroît avec  $r$  comme  $r^{-2}$  d'où le rapport H I/H décroît comme  $r^{-2}$ . Comme le chemin parcouru dans le nuage augmente comme  $r$ , la densité de colonne décroît comme  $r^{-3}$ .

Des densités de colonne de  $10^{16} \text{ cm}^{-2}$  sont produites pour des rayons typiques de 30 kpc, ce qui correspond bien aux rayons des halos de galaxies produisant les absorption Mg II (e.g. Bergeron & Boissé 1991). Par contre pour les densités de colonne plus faibles il faut donc des rayons de l'ordre de 300 à 500 kpc. De tels rayons paraissent prohibitifs et on a du mal à imaginer des disques ou des halos de cette taille. Il faut toutefois noter que les observations de coïncidences dans les lignes de visées de paires de quasars montrent que les dimensions typiques des complexes Lyman $\alpha$  sont de l'ordre de 300 kpc (Dinshaw et al. 1995, Petitjean et al. 1998; voir Section 6).

Les toutes récentes données obtenues avec le télescope Keck ont permis une détermination précise de la distribution des densités de colonne pour  $\log N(\text{H I}) < 15$  (les raies possédant des densités de colonne supérieures sont rares et il faut de grands relevés pour en déterminer

---

le nombre). Une loi de puissance  $f(N) \propto N^\beta$  avec  $\beta \sim -1,5$  reproduit la distribution dans le domaine  $12 < \log N < 15$  (voir Fig. 5.1). Il y a un déficit notable de raies de densité de colonne plus élevée par rapport à la loi de puissance. Ce déficit amène certains auteurs à faire passer deux lois de puissance (Giallongo et al. 1996), pour les densités de colonne respectivement inférieures ( $\beta \sim 1.45$ ) et supérieures ( $\beta \sim 1,8$ ) à  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  confirmant ainsi les conclusions de Petitjean et al. (1993). Ce déficit semble évoluer avec le décalage spectral (voir Fig. 5.2). Nous revenons sur ces questions dans la Section 6.



# 6

## LA FORÊT LYMAN $\alpha$

*”Si, en vérité pure on a toujours raison de ne pas avoir tort,  
en réalité altérée on a souvent tort d’avoir raison.”*

Lors de leur découverte, on a constaté que la plupart des raies d’absorption observées dans le bleu de la raie Lyman $\alpha$  en émission du quasar ne pouvaient pas être associées en systèmes. Certaines d’entre elles pouvaient être identifiées comme une absorption dans la raie Lyman $\alpha$  de l’hydrogène neutre car on pouvait observer dans la partie rouge du spectre des raies d’ions métalliques au même décalage spectral. On a donc supposé que toutes les raies non identifiées étaient également dues à de l’hydrogène neutre faisant partie de nuages ténus (les densités de colonne sont faibles) et de faible métallicité. L’observation dans l’ultraviolet proche de raies Lyman $\beta$  aux mêmes décalages spectraux que les raies Lyman $\alpha$  est venue ensuite conforter définitivement cette hypothèse.

L’idée, somme toute naturelle, est que les systèmes dans lesquels on détecte des métaux sont dus à du gaz faisant partie de halos de galaxies et que ceux dans lesquels aucune raie métallique n’est observée sont le fait de gaz très peu ou pas du tout enrichi en métaux et constituant des nuages intergalactiques. Il faut bien se rendre compte que dire qu’il n’y a pas de métaux est un abus de langage. Il vaudrait mieux parler de non-détection de métaux pour une limite de détection (généralement une largeur équivalente) à préciser. Pour fixer les idées, on peut dire que l’abondance en métaux dans les systèmes de la forêt Lyman $\alpha$  est au moins dix fois plus faible que dans les systèmes métalliques. Toutefois la transition entre les systèmes de la forêt et les systèmes métalliques n’est pas clarifiée. Une question importante est de savoir s’il existe vraiment une distinction nette entre les deux types de systèmes. Il est donc préférable d’aborder ces différentes catégories observationnelles dans un cadre théorique global décrivant l’évolution cosmologique de la matière baryonique, cadre qui a été fourni récemment par les simulations numériques.

## 6.1 LA MASSE BARYONIQUE DANS LA FORÊT LYMAN $\alpha$

Un des paramètres cosmologiques les plus importants est le rapport de la densité de baryons à la densité critique de l'Univers,  $\Omega_b$ . Ce paramètre est d'une part déduit de la théorie de la nucléosynthèse primordiale ( $\Omega_b h_{50}^2 \sim 0,05 \pm 0,01$ ; Walker et al. 1991) et peut être d'autre part dérivé des observations en faisant l'inventaire de la matière baryonique qui est détectée. Notons que localement, les étoiles contribuent pour  $\Omega_* = 2,9 \pm 1,2 \times 10^{-3} h_{100}^{-1}$  (Gnedin & Ostriker 1992).

A grand décalage spectral, le gaz doit toutefois se trouver au moins en partie dans le milieu intergalactique. En effet, la contribution des systèmes lorentziens à  $z \sim 2$  est équivalente à celle des étoiles maintenant. Il a longtemps été considéré que la forêt Lyman $\alpha$  ne représente qu'une part infime de la masse baryonique. Ceci provient de la sous-estimation de la contribution des raies faibles. En effet, en utilisant une équation similaire à Eq. 3.12, on peut voir que tant que la distribution des densités de colonne  $f$  est plus plate qu'une loi de puissance d'exposant  $-2$ , alors la masse dans l'ensemble des nuages est dominée par la masse dans les nuages de forte densité de colonne. Comme la distribution en densité de colonne de l'hydrogène neutre a effectivement un exposant plus grand que  $-2$  (environ  $-1,5$ ), les raies faibles ne contribuent que très peu à la masse en hydrogène neutre. Toutefois, la forêt Lyman $\alpha$  est très ionisée. Pour obtenir la masse dans l'Eq. 3.12, il faut la distribution des densités de colonne de l'hydrogène (neutre plus ionisé) et il faut donc corriger du rapport  $F = N(\text{H I})/N(\text{H})$  qui est très petit (donc la correction est grande) et dépend du modèle qui décrit le gaz. Toutefois, le rapport  $F$  augmente avec  $N(\text{H I})$ . La distribution des densités de colonne de l'hydrogène pourrait donc bien avoir un exposant plus petit que  $-2$  et la masse pourrait être dominée par les raies faibles.

Il est difficile d'estimer la dépendance de  $F$  en fonction de  $N(\text{H I})$ . Kim et al. (1997) donnent

$$F = \frac{nT^{-0,7}}{J_{21}} \sim n^{+0,6} \sim N(\text{HI})^{+0,4} \quad (6.1)$$

$n$  et  $T$  étant la densité et la température du gaz et  $J_{21}$  le flux ionisant à  $912\text{\AA}$  en  $\text{erg/s/cm}^2/\text{Hz/sr}$ . Cette dernière relation donne un poids égal aux raies faibles et fortes. Le paramètre  $F$  donné par l'équilibre d'ionisation est

$$F = 3,4 \times 10^{-6} U^{-1,07} = 1,4 \times 10^{-4} - 2,5 \times 10^{-3} \quad (6.2)$$

où  $U$  est le paramètre d'ionisation c'est à dire le rapport de la densité de photons à la densité totale du gaz (voir Eq. 4.3). Ainsi Kim et al. (1997) donne  $\Omega_{Ly\alpha} < 0,01 h_{100}^{-1}$ . Cette détermination est toutefois à prendre avec des pincettes (si je puis me permettre). En effet, aux densités qui nous occupent ici ( $\sim 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ ), il est probable que le gaz ne soit pas en équilibre thermique, ce qui tendrait à sous-estimer le facteur d'ionisation (voir Haehnelt et al. 1996, Hui et al. 1997, Ferrara & Giallongo 1996).

Il faut remarquer que des estimations antérieures avaient déjà amené différents auteurs à s'interroger sur la possibilité d'une contribution non négligeable de la forêt Lyman $\alpha$  à la masse

baryonique (Petitjean et al. 1993, Press & Rybicki 1993, Rauch & Haehnelt 1995). En particulier dans Petitjean et al. (1993), on pourra voir que des modèles de nuages sphériques en équilibre de photoionisation conduisent à une masse baryonique contenue dans l'ensemble des absorbants de l'ordre de  $\Omega_b \sim 0,02$  à  $0,03$ .

Les simulations numériques sont en accord partiel avec ces dernières estimations (voir Section 6.7): la forêt Lyman $\alpha$  à grand décalage spectral pourrait bien être le réservoir de gaz qui alimente la formation des galaxies.

## 6.2 LE FOND DIFFUS IONISANT

La forêt Lyman $\alpha$  à grand décalage spectral est due à du gaz ténu qui est soumis directement au flux ionisant diffus produit par les quasars et les galaxies en formation. L'état physique du gaz et son évolution dynamique dépendent donc très fortement de l'intensité de ce flux, de la forme de son spectre et de son évolution cosmologique. Il est donc peu étonnant qu'une multitude d'auteurs se soient penchés sur le sujet. En construisant un modèle reproduisant le nombre et les caractéristiques des sources en fonction du décalage spectral; puis en intégrant le flux émis, on peut estimer le fond diffus. On utilise également une méthode astucieuse tirant profit du fait que le nombre de raies observées décroît fortement à proximité du quasar; cette décroissance est due à ce que le flux ionisant du quasar lui-même s'ajoute localement au flux ionisant diffus.

### 6.2.1 Compter les sources

On peut estimer une limite inférieure du fond diffus en intégrant le flux des quasars observés et en tenant compte de l'absorption de ce flux par l'hydrogène neutre effectivement observé sur la ligne de visée des quasars (e.g. Rauch et al. 1997a).

Le fond diffus  $J(\nu, z)d\nu$  à la fréquence  $\nu$  et au décalage spectral  $z$  est régi par l'équation (Peebles 1971),

$$(1+z) \frac{\partial J(\nu, z)}{\partial z} = - \left( \nu \frac{\partial J}{\partial \nu} - 3J \right) - \frac{c}{H(z)} \left( \frac{j_E}{4\pi} - \kappa J \right) \quad (6.3)$$

où  $j_E(\nu)$  est l'émissivité (énergie émise par unité de temps, de volume et de fréquence),  $\kappa$  est l'opacité et  $H(z)$  la constante de Hubble. Si  $\phi(L, z)$  est la fonction de luminosité comobile des sources, alors  $j_E = (1+z)^3 \int \phi(L) L dL$ . Le flux observé par unité de fréquence pour une source est  $F(\nu) = L(\nu(1+z))(1+z)/(4\pi D_l^2)$ , avec  $D_l$  la distance de luminosité. Et si  $N_s$  est le nombre de sources observées alors,

$$N_s(z, F) dz dF = \phi(L) \frac{4\pi D_l^2}{(1+z)^2} (1+z) \left( -\frac{cdt}{dz} \right) dz dL \quad (6.4)$$

D'où avec

$$H = -dz/dt/(1+z) = H_o(1+z)(1+\Omega_o z)^{1/2}, \quad (6.5)$$

on a

$$J_E(\nu, z) = \frac{c j_E}{4\pi H} = c(1+z)^4 \int_0^\infty dF \frac{N_s(z, F(\nu/(1+z)))}{4\pi} F \quad (6.6)$$

Cette quantité, indépendante du modèle cosmologique, peut être calculée à partir du nombre de sources observées et donne l'évolution du flux ionisant au travers de l'équation 6.3.

En utilisant les comptages de quasars de Hartwick & Shade (1990) et Warren et al. (1994), et le dénombrement des systèmes lorentziens et LLS de Sargent et al. (1989), Storrie-Lombardi et al. (1994) et Strengler-Larrea et al. (1995), Rauch et al. (1997a) trouvent un taux d'ionisation  $\Gamma(z=2) > 7 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  soit un flux à la limite de Lyman  $J_{912} > 2,3 \times 10^{-22} \text{ erg/s/cm}^2/\text{Hz/sr} = 2,3 J_{-22}$  si le spectre ionisant est celui donné par Haardt & Madau (1996). Notons que ces derniers auteurs obtiennent  $J_{912} = 6 J_{-22}$  en tenant compte du flux reprocessé par les absorbants. Le spectre est pratiquement plat avec une discontinuité d'un facteur dix à la limite d'ionisation de He II (54,4 eV).

Pour avoir une estimation du flux total, il faut tenir compte des autres sources, galaxies et quasars obscurcis. Il est clair que ces déterminations sont hautement approximatives et surtout dépendent très fortement des idées que l'on a sur le contenu en poussière de l'Univers et l'évolution des galaxies (voir Miralda-Escudé & Ostriker 1990, Meiksin & Madau 1993, Pei 1995, Haardt & Madau 1996).

### 6.2.2 L'effet de proximité

Les observateurs ont noté depuis longtemps que la densité de raies aux abords immédiats du quasar ne suivait pas la loi en  $(1+z)^\gamma$  observé loin du quasar. Le nombre de raies est significativement (d'un point de vue statistique) plus faible que ce qui est obtenu par extrapolation de cette loi. Il faut bien être convaincu que cet effet est un effet statistique (voir Fig. 6.1). En effet, tout d'abord cet effet n'est observé que dans les environs immédiats du quasar, à moins de  $5000 \text{ km s}^{-1}$  du décalage d'émission (ce qui correspond à environ  $80 \text{ \AA}$  seulement dans le spectre d'un quasar à  $z \sim 3$ ). Ensuite, il est des quasars dans lesquels la densité de raies est plus importante que ce que prédit l'extrapolation de la loi à plus grande distance. Les environnements de quasars sont si complexes... Toutefois, et à nouveau, statistiquement, ce déficit de raies a été confirmé par plusieurs études d'envergure (e.g. Bechtold 1994), même si de temps en temps son existence est remise en cause (e.g. Röser 1993).

Cet effet a été interprété très tôt comme la conséquence d'une augmentation du paramètre d'ionisation du gaz dû au flux ionisant émis par le quasar (Weymann et al. 1981, Tytler 1987). En principe, on peut ainsi déterminer l'intensité du flux diffus en mesurant dans les données la distance au quasar pour laquelle cet effet disparaît. A cet endroit, on peut considérer en première approximation que le flux du quasar (connu par détermination directe de sa luminosité et de son décalage spectral) est égal à celui du flux diffus (Bajtlik et al. 1988).

On peut écrire la distribution des raies d'absorption comme,

$$\frac{\partial^2 n}{\partial z \partial H_{\text{HI}}} = A_o (1+z)^\gamma N_{\text{HI}}^{-\beta} \quad (6.7)$$

$\gamma$  décrivant l'évolution cosmologique et  $\beta$  la forme de la distribution des densités de colonne. C'est la plus simple des descriptions, elle peut bien sûr être compliquée à loisir ou lorsque les

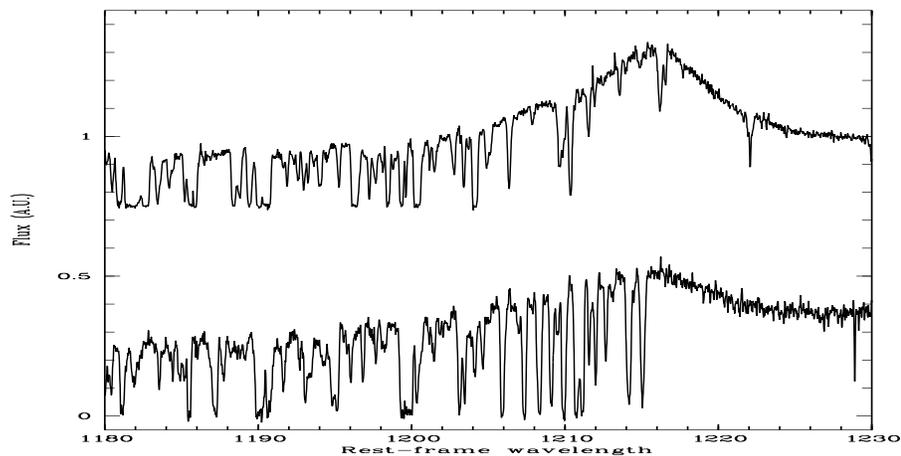


FIG. 6.1 – On note un déficit dans le nombre de raies d'absorption à proximité de la raie Lyman $\alpha$  en émission du quasar Q2000–33 (spectre du haut). C'est ce qu'on appelle l'effet de proximité. Les raies sont moins nombreuses car aux abords du quasar, le flux ionisant est plus intense. Ce déficit est le moins que l'on puisse dire peu évident dans le cas de Q1208+1011 (spectre du bas). Cet exemple illustre la nature statistique de l'effet. Dans ce cas, on peut imaginer que du gaz est accumulé dans le puits de potentiel de ce quasar; ou alors que le quasar est amplifié gravitationnellement (Fontana et al. 1998a, Giallongo et al. 1998).

observations l'imposent (voir Section 6.3 et Giallongo et al. 1996). A proximité du quasar, on écrit,

$$N_{\text{HI}} = \frac{N_{\infty}}{1 + \omega} \quad (6.8)$$

où  $N_{\infty}$  est la densité de colonne qu'aurait le même nuage si le quasar n'était pas là où il est, et

$$\omega(z) = \frac{F}{4\pi J} \quad (6.9)$$

qui est le rapport du flux ionisant reçu du quasar,  $F$ , au flux diffus,  $J$  (mesuré en  $\text{erg/s/cm}^{-2}/\text{Hz/sr}$ ). On considère donc que la distribution des densités de colonne garde la même forme aux abords du quasar et que le nuage est optiquement mince. Si la deuxième hypothèse est justifiée, la première est purement arbitraire. Les conséquences d'une éventuelle augmentation du nombre de raies due à une surdensité de gaz autour du quasar n'ont pas été étudiées. Toutefois on peut se convaincre que si tel était bien le cas, en négligeant la surdensité, on sous-estime le flux diffus. En effet, dans ce cas, le point où le nombre de raies retrouverait la valeur intergalactique devrait être cherché plus loin du quasar.

Récemment, Giallongo et al. (1996) ont appliqué cette méthode sur un ensemble de 1128 raies avec  $\log N(\text{H I}) > 13,3$  et  $1,7 < z < 4,1$ , observées dans 10 quasars. Ils trouvent  $J_{-22} = J/10^{-22} \text{ erg/s/cm}^2/\text{Hz/sr} = 6 \pm 1$  ce qui est légèrement inférieur à ce qui a été estimé précédemment (e.g. Lu et al. 1991, Bechtold 1994, Cooke et al. 1997). Dans leur étude, ils ont pris soin d'utiliser le décalage spectral du quasar donné par les raies d'émission de faible ionisation (Gaskell 1982, Espey et al. 1989). En effet, les raies d'émission de haute ionisation donnent un décalage spectral plus petit qui, s'il est utilisé amène à surestimer le flux diffus (Espey 1993). On utilise les raies de basse ionisation car leur décalage spectral coïncide avec celui mesuré sur les raies interdites [O III] détectées dans l'infrarouge (Carswell et al. 1991, Baker et al. 1994). Ces raies sont produites dans la région émettant les raies étroites (Narrow Line Region en langage royal tout justement interdit par la loi républicaine) qui est plus représentative de la galaxie hôte du quasar que la région émettant les raies larges (Broad Line Region en langage contre-révolutionnaire).

Plusieurs effets pourraient venir perturber cette détermination du flux: outre la possible surdensité de nuages dans l'environnement du quasar, le quasar pourrait être systématiquement amplifié par des absorbants placés sur la ligne de visée; le quasar peut varier sur des échelles de temps du même ordre de grandeur que la constante de temps de photo-ionisation, ce qui pourrait affecter l'état d'ionisation du gaz; enfin le fond diffus et le quasar pourraient avoir des spectres très différents alors que l'on néglige cette différence dans le modèle présenté (voir Bechtold 1994 pour une discussion de ces effets).

### 6.3 LA DISTRIBUTION DES DENSITÉS DE COLONNE

Nous avons déjà abordé ce sujet dans la Section 5 et montré que la distribution peut être considérée en première approximation comme une loi de puissance unique sur tout le domaine couvert par les absorptions. Cette observation supporte l'idée d'une origine commune entre tous les absorbants. Toutefois, à y regarder de près, cette distribution présente des cassures, changements de pente ou autres défauts topologiques et nous avons expliqué, enfin, plus précisément essayé d'expliquer, comment pouvait s'interpréter le plateau (flattening en langage proscrit) à  $\log N(\text{H I}) \sim 18$ . Dans le domaine de la forêt Lyman $\alpha$  ( $\log N(\text{H I}) < 16$ ), les données récentes obtenues à l'aide du télescope dont nous souhaitons taire le nom pour une fois (Hu et al. 1995, Lu et al. 1996, Kim et al. 1997, Kirkman & Tytler 1997, Fig. 5.2) permettent de regarder à la loupe cette distribution et d'en tirer des conséquences très intéressantes. Notons en passant que ces données confirment les résultats de Petitjean et al. (1993).

Tout d'abord, il faut se rappeler que la détermination observationnelle de la distribution pour  $\log N < 13,5$  présente une difficulté. En effet, les études sont généralement faites à  $z \sim 2-3$ , domaine de décalage spectral où la densité de raies est si grande que les raies faibles se perdent, par superposition, dans les raies fortes. Une raie de densité de colonne  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  peut être saturée et absorber pratiquement tout le continu du quasar sur environ  $50 \text{ km s}^{-1}$  ce qui correspond à une distance de Hubble d'environ 200 kpc. A cause de cet effet, pour  $\log N = 12-13$ , on perd de 50 à 75% des raies. La distribution observée a donc un déficit de raies en dessous de  $\log N \sim 13$ . La plupart des observateurs corrigent cet effet d'écran en calculant la correction à partir de spectres simulés possédant les mêmes caractéristiques que les spectres observés. Ces spectres sont analysés de la même manière que les observations. La différence entre la distribution donnée au départ dans la simulation et celle déduite des mesures donne la correction qui est appliquée aux observations. On peut toutefois se demander si cette correction est légitime. En effet elle suppose implicitement que les nuages de densité de colonne  $\log N > 14$  dont les absorptions sont donc susceptibles de cacher d'autres raies faibles, ont des dimensions faibles par rapport à la dimension de Hubble correspondant au domaine de vitesse qu'ils oblitèrent dans le spectre. Or, même si le sujet est controversé, cette hypothèse n'est peut-être pas fondée. En effet les nuages pourraient avoir des dimensions de l'ordre ou supérieures à 200 kpc ce qui correspond environ à la largeur de la raie. Dans ce cas, il n'y a pas d'effet d'écrantage puisque les raies faibles soit disant non vues font partie du nuage ! On voit donc que la détermination de la taille de ces nuages est une question extrêmement importante (voir Section 6.5).

Les plus récentes observations montrent que la distribution des densités de colonne ne change pratiquement pas dans le domaine  $2,2 < z < 4$  pour  $\log N < 14$ . Non seulement la forme (loi de puissance de pente environ  $-1,5$ ) mais également le nombre de raies par unité de longueur comobile restent constants. Par contre, pour  $\log N > 14$  la pente semble plus raide et surtout, aux alentours de  $z = 3$ , un décrochement apparaît. Ce décrochement pourrait mettre en évidence

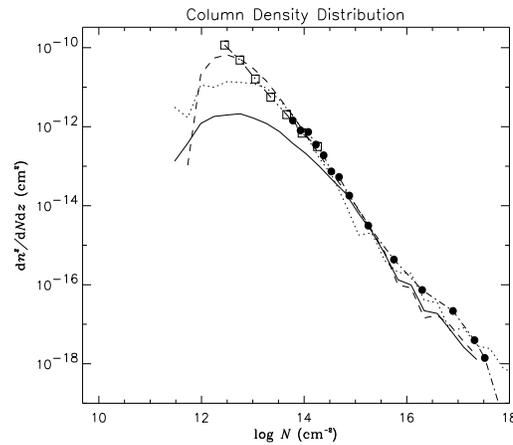


FIG. 6.2 – *Distribution des densités de colonne en hydrogène neutre. Les carrés correspondent aux données de Hu et al. (1995), les points à celles de Petitjean et al. (1993). Les courbes correspondent aux résultats de simulations numériques (Riediger et al. 1998): les tirés représentent la distribution totale; les pointillés la contribution des nuages peuplant les vides délimités par le réseau filamentaire de la matière noire; le trait plein la contribution des nuages associées à ce réseau de filaments.*

l'apparition des structures et la distinction entre deux populations de nuages (Riediger, Petitjean, Mückel 1998, Fig. 6.2) :

- La plupart des raies fortes ( $\log N(\text{H I}) > 14$ ) pourraient être dues au gaz prisonnier des structures filamenteuses formées par la matière noire, et de ce fait proche des régions de formation d'étoiles; il ne serait donc pas étonnant d'y trouver des métaux;
- La plupart des raies faibles pourraient être dues au gaz ténu se trouvant dans les vides et associé à des halos dont la température virielle est inférieure à la température d'équilibre de photo-ionisation; ce gaz ne contiendrait pas ou très peu de métaux.

Cette idée (Petitjean 1997) a gagné quelque poids à la suite du développement des simulations numériques de la forêt Lyman $\alpha$  (voir Sect. 6.7; voir aussi Nusser & Haehnelt 1998). Aussi faux que puissent être les modèles, il semble en tout cas établi observationnellement que le nombre de raies fortes diminue sensiblement en dessous d'un décalage spectral proche de 3. En d'autres termes, les raies fortes évoluent beaucoup plus rapidement que les raies faibles. Rappelons qu'en écrivant que le nombre de raies par unité de décalage spectral est  $N \propto (1+z)^\gamma$ , Kim et al. (1997) trouvent respectivement  $\gamma = 2.41 \pm 0.18$  et  $1.29 \pm 0.45$  pour  $\log N(\text{H I}) > 10^{14}$  and  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Ces données sont en bon accord avec les résultats des simulations numériques développées par Mückel et al. (1996; voir Section 6.7).

## 6.4 LA DISTRIBUTION DU PARAMÈTRE DOPPLER

En préliminaire il est peut-être bon de rappeler comment la température d'un gaz d'hydrogène photo-ionisé, en équilibre ionique et thermique, dépend de la densité. En effet, faire l'hypothèse d'équilibre d'ionisation revient à écrire,

$$\alpha(T)n_en_{\text{HII}} \sim \gamma n_{\text{HI}} \quad (6.10)$$

avec  $\alpha(T) \propto T^{-0,75}$  le coefficient de recombinaison,  $n$  les densités et  $\gamma$  le taux de photoionisation et où on a négligé les collisions. Pour l'équilibre thermique,

$$n_en_{\text{HII}}kT + An_en_{\text{HII}}T^{0,5} + n_en_{\text{HI}}E_{\text{Ly}\alpha} \propto \Lambda = \Gamma \propto n_{\text{HI}}\epsilon \quad (6.11)$$

où  $\Lambda$  est le taux de refroidissement dû, dans l'ordre d'apparition à l'équation, aux recombinaisons, aux collisions libre-libre (free-free en langage de l'au-delà de l'eau;  $A$  est un coefficient de proportionnalité) et surtout à l'excitation de la raie Lyman $\alpha$ ;  $\Gamma$  est le taux de chauffage dû au gain d'énergie  $\epsilon$  suite à une photo-ionisation. Il est important de noter que ces relations sont approximatives. On n'a pas écrit les termes de refroidissement dus aux métaux dans la mesure où on ne s'intéresse qu'à du gaz d'abondance faible. Par contre, on n'a pas introduit les termes pour l'hélium qui changent le comportement de façon appréciable.

On voit que, si l'on ne tient compte que des recombinaisons (premier terme du membre de gauche de l'équation 6.11), on trouve que la température est constante. Toutefois, même si ce terme n'est pas négligeable, ce sont les deux autres termes qui dominent le taux de refroidissement. Quand les collisions libre-libre dominent (ce qui est le cas des faibles densités,  $n < 10^{-3,5} \text{ cm}^{-3}$ ), la température est également constante (en fait le chauffage dû à l'hélium est important et la température augmente quand  $n$  diminue); lorsque le terme d'excitation de la raie Ly $\alpha$  domine (ce qui est encore le cas à  $n \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ , caractéristique de la forêt), la température augmente quand  $n$  diminue, mais faiblement. Les variations de température dans la forêt ne peuvent donc pas être très grandes, de l'ordre d'un facteur 2 environ, de 20 000 K à 40 000 K.

En ajustant les raies d'absorption, on obtient la densité de colonne et la largeur de la raie (ou paramètre Doppler,  $b$ ) qui est due aux mouvements du gaz, qu'ils soient thermiques ou turbulents ( $b^2 = b_{th}^2 + b_{turb}^2$ ). Si l'élargissement est uniquement dû aux mouvements thermiques, on a donc une estimation de la température du gaz,

$$b_{th} = 12.8 \sqrt{\left(\frac{T}{10^4 \text{K}}\right) \frac{1}{A}} \text{ kms}^{-1} \quad (6.12)$$

où  $A$  est le nombre de masse de l'atome produisant l'absorption. Au moins en mesurant  $b$ , on obtient une valeur supérieure de la température. Un gaz d'hydrogène photo-ionisé en équilibre d'ionisation et de densité typique  $10^{-3} \text{ cm}^{-3}$  a une température dépassant 20000 K. Si la forêt Lyman $\alpha$  possède ces caractéristiques alors le paramètre Doppler mesuré pour ces raies ne

devrait pas être inférieur à  $20 \text{ km s}^{-1}$ . La valeur moyenne du paramètre de Doppler mesuré dans la forêt est d'environ  $27 \text{ km s}^{-1}$ .

Quelle ne fut donc pas la stupeur des membres du microcosme forestier lorsque Pettini et al. (1990) s'ingénierent à trouver des raies de la forêt ayant un paramètre de Doppler aux environs de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , soit  $T < 5000 \text{ K}$ . Pour obtenir de telles températures dans un gaz chauffé par photo-ionisation et ne contenant pratiquement pas de métaux, il faut que la densité soit plus grande que  $0,1 \text{ cm}^{-3}$ . Le gaz est alors pratiquement neutre et les nuages sont très petits; pour  $\log N(\text{H I}) = 13$ , la dimension est environ  $10^{-4} \text{ pc}$ . Difficile à croire quand on sait que les dimensions transversales des nuages sont plus grandes que  $10 \text{ kpc}$  (Section 6.5). En outre ces auteurs affirmaient qu'il existe une corrélation entre la densité de colonne et le paramètre de Doppler. Ils en concluaient que tout le gaz de la forêt est neutre, les raies de paramètre Doppler grand étant une superposition de raies étroites. Les collègues et néanmoins amis de ces auteurs, tous basés à Cambridge à l'époque (vous voyez d'ici l'ambiance...), se sont évertués à démolir ces affirmations. En particulier, Rauch et al. (1993), réanalysant les données de Pettini et al., montrèrent que les raies étroites et la corrélation étaient un artifice dû au rapport S/B, excellent pour l'époque mais néanmoins limité. Ceci dit, en scrutant de près les données, si l'on pouvait rejeter la corrélation, la présence de raies étroites (mais pas assez pour être dues à des métaux) pouvait certainement être retenue. Les modèles de Petitjean et al. (1993b) et Giallongo & Petitjean (1994) montrèrent qu'il était possible de produire 15% de raies avec  $15 < b < 20 \text{ km s}^{-1}$ , dans des modèles classiques de nuages photo-ionisés mais en expansion. S'il est négligeable au centre, le refroidissement adiabatique est très important dans une fine couche externe à travers laquelle les raies étroites sont produites. Si, dans un même nuage, on peut concevoir qu'il y ait une corrélation entre  $b$  et  $N$ , parce que les grandes densités de colonne correspondent aux grands parcours à travers le nuage et donc à une plus grande probabilité d'être affecté par des mouvements macroscopiques, il n'est pas possible de produire une corrélation si l'on tient compte de toutes les caractéristiques de la forêt; distributions des densités de colonne et des paramètres Doppler. Il semble actuellement que, s'il est acquis qu'il n'y a pas de corrélation et que la plupart des raies ont un paramètre de Doppler plus grand que  $20 \text{ km s}^{-1}$ , une partie de la forêt (environ 15% d'après Giallongo et al. 1996, 5% d'après Kirkman & Tytler 1997) a des paramètres de Doppler entre 15 et  $20 \text{ km s}^{-1}$  mais très rarement en dessous. Des raies étroites, au sens précédent, ont été mentionnées également par Lu et al. (1996), Williger et al. (1994).

Toutefois, les auteurs précédents observent une valeur minimale de  $b$ ,  $b_{\min}$  qui est corrélée avec la densité de colonne,

$$b_{\min} = 14 + 4 \times \left( \frac{N_{\text{HI}}}{10^{12.5}} \right) \text{ kms}^{-1} \quad (6.13)$$

Ceci peut s'expliquer, soit par le fait que les raies de grande densité de colonne sont obtenues par la superposition de sous-composantes qu'on ne distingue pas, soit par le fait déjà mentionné que le parcours à travers le nuage est plus grand pour les grandes densités de colonne. Ces deux idées se rejoignent car elles impliquent toutes les deux que tout le gaz possède une température

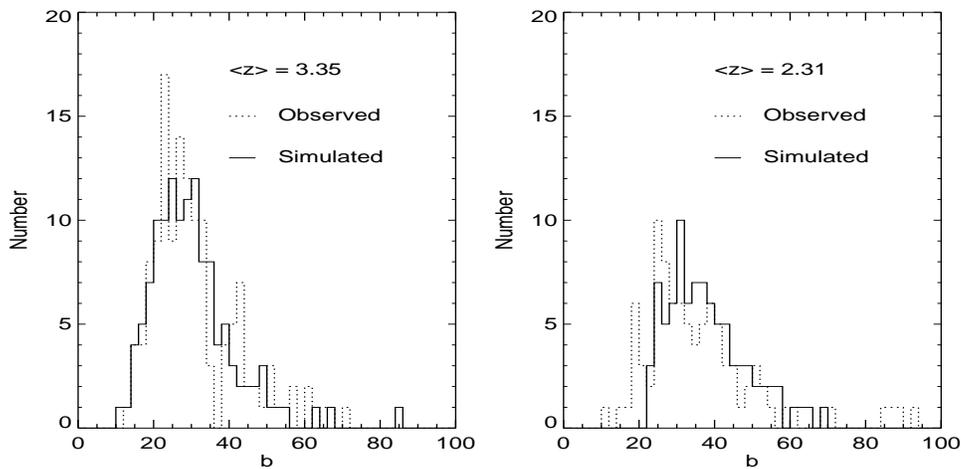


FIG. 6.3 – Distributions des paramètres Doppler à  $z \sim 3,4$  (graphe de gauche) et  $z \sim 2,3$  (graphe de droite). Les pointillés représentent les données, les courbes en trait plein les résultats obtenus à partir de spectres artificiels pour tenir compte de l'effet contre-écossais (blending en langage contre-armadique, Hu et al. 1995).

de l'ordre de 30 000 K ( $b \sim 22 \text{ km s}^{-1}$  donnée par Hu et al. 1995). Elles diffèrent par la structure du nuage qui est sous-jacente: la première hypothèse admet des petits nuages associés les uns aux autres, c'est la vitesse relative des nuages qui donne l'élargissement; alors que la deuxième envisage plutôt des inhomogénéités dans un nuage de grande taille formant une entité continue.

Il faut enfin noter que certaines raies bien résolues et parfaitement isolées, observées à  $S/B \sim 100$  sont parfaitement ajustées par des gaussiennes ayant  $b \sim 40 \text{ km s}^{-1}$  et qu'il se pourrait bien que une partie du gaz soit à des températures de l'ordre de  $10^5 \text{ K}$ .

Du fait de leur nombre, les raies de la forêt sont de toute façon mélangées (enfin elles se marchent sur les pieds quoi; comme les bons équivalents Cognac anglais; ceci dit je préfère le pur malt). Pour obtenir la distribution de  $b$  réelle à partir des observations, les observateurs produisent des spectres synthétiques à partir de distributions hypothétiques, analysent les spectres synthétiques de la même manière que les observations, comparent puis itèrent. Les distributions obtenues par Hu et al. (1995, voir Fig. 6.3) et Kirkman & Tytler (1997) correspondent à une gaussienne de moyenne respectivement 28 et 23  $\text{km s}^{-1}$ , de largeur  $\sigma$  10 et 14  $\text{km s}^{-1}$ , tronquée en dessous de 20  $\text{km s}^{-1}$  et suivant l'Eq. 6.13.

## 6.5 DIMENSIONS DES NUAGES

Il est toujours possible de discuter de la taille des nuages Lyman $\alpha$  dans le cadre de modèles et cela a été fait très souvent (e.g. Sargent et al. 1980, Black 1981, Ikeuchi 1986, Rees 1986, Ikeuchi & Ostriker 1986, Bond et al. 1988, Lake 1988, Charlton et al. 1994). Les tailles obtenues varient entre 10 kpc pour les modèles de mini-halos où le gaz est confiné par la gravitation d'un halo de matière noire de faible masse; à plus de 100 kpc pour les nuages en libre expansion ou confinés par la pression d'un milieu extérieur.

Ce n'est que très récemment que l'on a pu accéder à la mesure directe des dimensions transversales des nuages grâce à des observations de paires de quasars dont les lignes de visées ne sont séparées que de quelques kpc ou quelques dizaines de kpc. A l'aide de ces observations on cherche à déterminer la statistique du nombre de corrélations (observation de raies au même décalage spectral dans les deux lignes de visée) et d'anti-corrélations (observation d'une raie dans une ligne de visée, sans contrepartie dans la deuxième ligne de visée). On compare ces nombres à ceux que l'on obtiendrait si les raies étaient réparties au hasard. Dans le cas d'un excès de coïncidences, on peut déterminer les dimensions des nuages dans le cadre d'un modèle géométrique.

Suite à une discussion de Oort (1981) à propos de la mise en évidence de gaz dans les superamas (voir aussi Oort 1983, 1984), cette technique a été utilisée pour la première fois par Sargent et al. (1982) qui observaient Q1623+269 et Q1623+268 à  $z \sim 2,5$ , séparés par 2,9 arcmin soit une séparation d'environ 1 à 2 Mpc. Mais les données n'étaient pas de qualité suffisante pour tirer des conclusions sur la corrélation des nuages sur de telles échelles. Weymann & Foltz (1983) dérivent une limite inférieure de 0,4 kpc pour le rayon de nuages de l'observations de PG1115+080. Shaver & Robertson (1983), qui observaient Q0307-195A,B séparés par 56 arcsec soit  $230h^{-1}$  kpc à  $z \sim 1,9$ , ne s'intéressaient pas aux coïncidences dans la forêt mais plutôt aux raies métalliques. Ils notent toutefois que les positions des raies de la forêt dans les deux lignes de visée ont tendance à être corrélées.

Les images doubles de quasar formées par effet de lentille gravitationnelle ont longtemps été des cibles privilégiées. Foltz et al. (1984) ont observé les forêts Lyman $\alpha$  dans les deux images de Q2345+007 séparées de 7,3 arcsec ce qui correspond à des séparations de lignes de visée d'environ  $2,5h^{-1}$  kpc à  $z \sim 2$ . Le fait que pratiquement toutes les raies sont communes aux deux lignes de visées, implique des nuages ayant des dimensions de l'ordre de 20 kpc, en admettant une géométrie sphérique pour le nuage et une distribution aléatoire de la position des nuages. A noter que si toutes les raies sont communes, on ne peut donner qu'une valeur inférieure du rayon. Smette et al. (1992) font une étude similaire sur UM673A,B, séparées d'environ 2 arcsec. Ils trouvent des diamètres compris entre 6 et  $80h^{-1}$  kpc à  $z \sim 2,5$ ; la valeur supérieure étant imposée par une incertitude dans l'identification de deux raies. Les largeurs équivalentes des raies sont pratiquement identiques dans les deux lignes de visée et la distribution des différences entre les positions des raies dans les deux lignes de visée a une

dispersion de seulement  $17 \text{ km s}^{-1}$ . Ceci dit, les observations de B1422+2309B,C à  $z = 3,62$ , séparées par 1 arcsec, soit moins de 1 kpc, indiquent que le rapport des densités de colonne observées dans les deux lignes de visée est en moyenne de 1,5; des inhomogénéités existent donc à petite échelle (Bechtold & Yee 1994).

Des résultats similaires ont été obtenu à la suite de l'observation de HE1104–1805A,B séparées par 3 arcsec. La limite inférieure obtenue pour le diamètre des nuages est de  $50h^{-1} \text{ kpc}$  (Smette et al. 1995).

Dans les exemples précédents, les forêts sont tellement semblables (quelqu'un n'a-t-il pas dit que c'était un effet de la turbulence atmosphérique...traduction de l'auteur) d'une ligne de visée à l'autre que vous aimeriez (l'auteur se parlant à lui-même) écarter progressivement les paires pour étudier la structure radiale des nuages. Las, doux réveur ! Faites vous plutôt poète, les paires de cette sorte se vendent très cher sur le marché libre mais bouclé des paires de quasars. Dinshaw et al. (1994), Bechtold et al. (1994) et Crofts et al. (1994) en ont acheté une (la même), Q1343+2640A, B; deux quasars différents à  $z_{\text{em}} = 2,029$  et  $2,031$ , séparés par 9,5 arcsec. Huit raies communes sont détectées, quatre ne sont vues que dans un seul des spectres. Le rayon des nuages est estimé être dans le domaine  $40\text{--}31h^{-1} \text{ kpc}$ . La dispersion des différences de vitesse est de  $65 \text{ km s}^{-1}$ . Notons que cette dispersion de vitesse est plus faible que ce qu'on attendrait dans le disque ou le halo virialisé de galaxies normales (Mo & Morris 1994).

Fang et al. (1996) reprennent ces mesures et, en appliquant une méthode statistique plus raffinée, dérivent un rayon  $61 < R < 533h^{-1} \text{ kpc}$  à  $z \sim 1,8$ . Ils constatent que la densité volumique de ces nuages correspond à celle des faibles galaxies bleutées à la magnitude limite  $B = 26\text{--}27$ . En reprenant l'ensemble des observations de paires, ils constatent que les déterminations statistiques des rayons augmentent avec la séparation des quasars. Ils en concluent que les nuages doivent être aplatis puisque s'ils étaient sphériques, on devrait trouver un rayon constant. Ce dernier résultat avait déjà été déduit par Rauch & Haehnelt (1995) qui argumentaient que, si les nuages ont des rayons de l'ordre de quelques centaines de kpc, étant donné leur nombre, leur masse totale dépasserait de façon déraisonnable la masse baryonique déduite de la théorie de la nucléosynthèse primordiale.

Dans une étude très récente, Crofts & Fang (1998) examinent le cas du triplet Q1623+2651A ( $z_{\text{em}} = 2,467$ ), Q1623+2653 ( $z_{\text{em}} = 2,526$ ) et Q1623+2651B ( $z_{\text{em}} = 2,605$ ) distants respectivement de 127, 147 et 177 arcsec; ce qui correspond à environ 1 Mpc. Ces auteurs trouvent parmi les trois spectres 20 paires (une raie est présente au même endroit dans deux spectres) avec une séparation en vitesse plus petite que  $200 \text{ km s}^{-1}$ , alors que 11 paires sont attendues si les nuages sont distribués aléatoirement. Ils y a trois triplets (une raie présente au même endroit dans les 3 quasars) et une double paire (4 raies produisant deux paires, les raies deux à deux étant séparées par moins de  $200 \text{ km s}^{-1}$ ). Après avoir analysé les probabilités de trouver ces coïncidences, les auteurs concluent que les nuages doivent avoir des dimensions typiques supérieures à  $700h^{-1} \text{ kpc}$  et que les nuages ne peuvent pas être très aplatis. Ceci semble en contradiction avec les observations de paires. En fait c'est le modèle très certainement qui doit être remis en cause.

Cette grande dimension est plutôt une indication de la longueur sur laquelle les nuages sont corrélés. Enfin, notons que la corrélation semble plus faible pour les raies faibles.

Ces auteurs rapportent également une observation HST de Q1517+2356 et Q1516+2357 séparés de 102 arcsec soit 430 kpc à  $z \sim 1,5$ . Il n'y a que 3 coïncidences pour 28 anti-coïncidences de raies dans les spectres. Le rayon moyen déduit est d'environ 250 kpc.

A plus faible décalage spectral, Dinshaw et al. (1995) observent Q0107–0232 et Q0107–0235 séparés de 86 arcsec soit 330 kpc à  $z \sim 0,7$ . Dans ces spectres, 4 coïncidences pour 6 anti-coïncidences sont trouvées. Le rayon médian est de 350 kpc. Il semble toutefois que ce rayon soit surestimé. Enfin nous possédons des données HST sur Q1026–005A,B séparés de 36 arcsec soit 220 kpc à  $z \sim 1$  et nous observons 5 coïncidences pour 7 anti-coïncidences ce qui nous donne un rayon moyen d'environ 200 kpc. (Petitjean et al. 1998, voir Figs. 6.4, 6.5). Notons que les différentes observations ont été reprises de façon critique par D'Odorico et al. (1998) qui confirment les grandes dimensions des complexes gazeux mais mettent en cause les conclusions de Crofts & Fang (1998) et en particulier la corrélation entre les dimensions déduites des observations et la séparation des quasars sur le ciel.

Toutes ces mesures semblent montrer que (i) les nuages individuels doivent avoir de grandes dimensions ( $> 50$  kpc, voir 150 kpc); (ii) les nuages ne sont pas parfaitement homogènes aux petites échelles ( $\sim 1$  kpc), mais les densités de colonne varient seulement d'un facteur de l'ordre de deux; (iii) il n'y a pas d'indication d'évolution des dimensions avec le décalage spectral; (iv) les nuages individuels sont aplatis; (v) ces nuages sont corrélés sur des échelles de l'ordre du Mpc; (vi) étant donné les faibles séparations en vitesse entre les paires, il est probable que les nuages soient regroupés en nappes minces. Signalons qu'une analyse des corrélations prédites par les simulations numériques a été menée par Charlton et al. (1997). Toutefois, la petitesse des boîtes de simulation laissent planer un doute sur la validité des résultats.

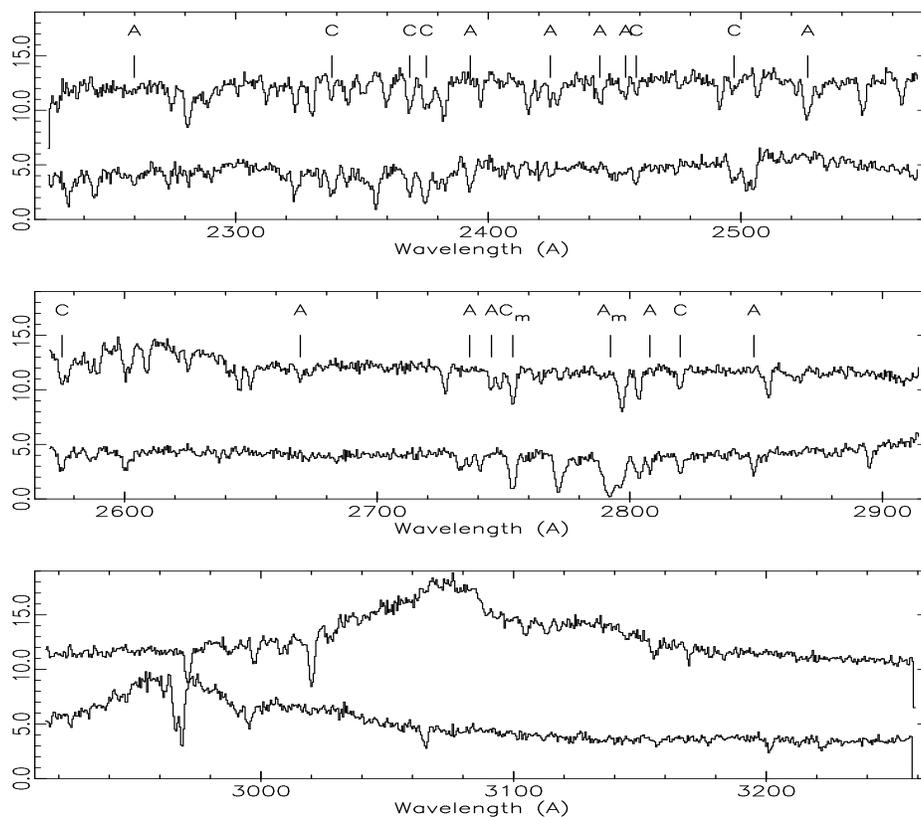


FIG. 6.4 – Spectres de Q1026–0045 A (graphe du bas) et B (graphe du haut). Le flux est en  $10^{-16}$  erg/s/cm $^{-2}$ /Å. Le spectre de B a été décalé de 6,5 dans les mêmes unités. Les anti-coïncidences et coïncidences dans la forêt ont été indiquées par des lettres A et C respectivement (Petitjean et al. 1998). Les marques  $M_a$  et  $M_c$  ont la même signification mais pour des systèmes métalliques.

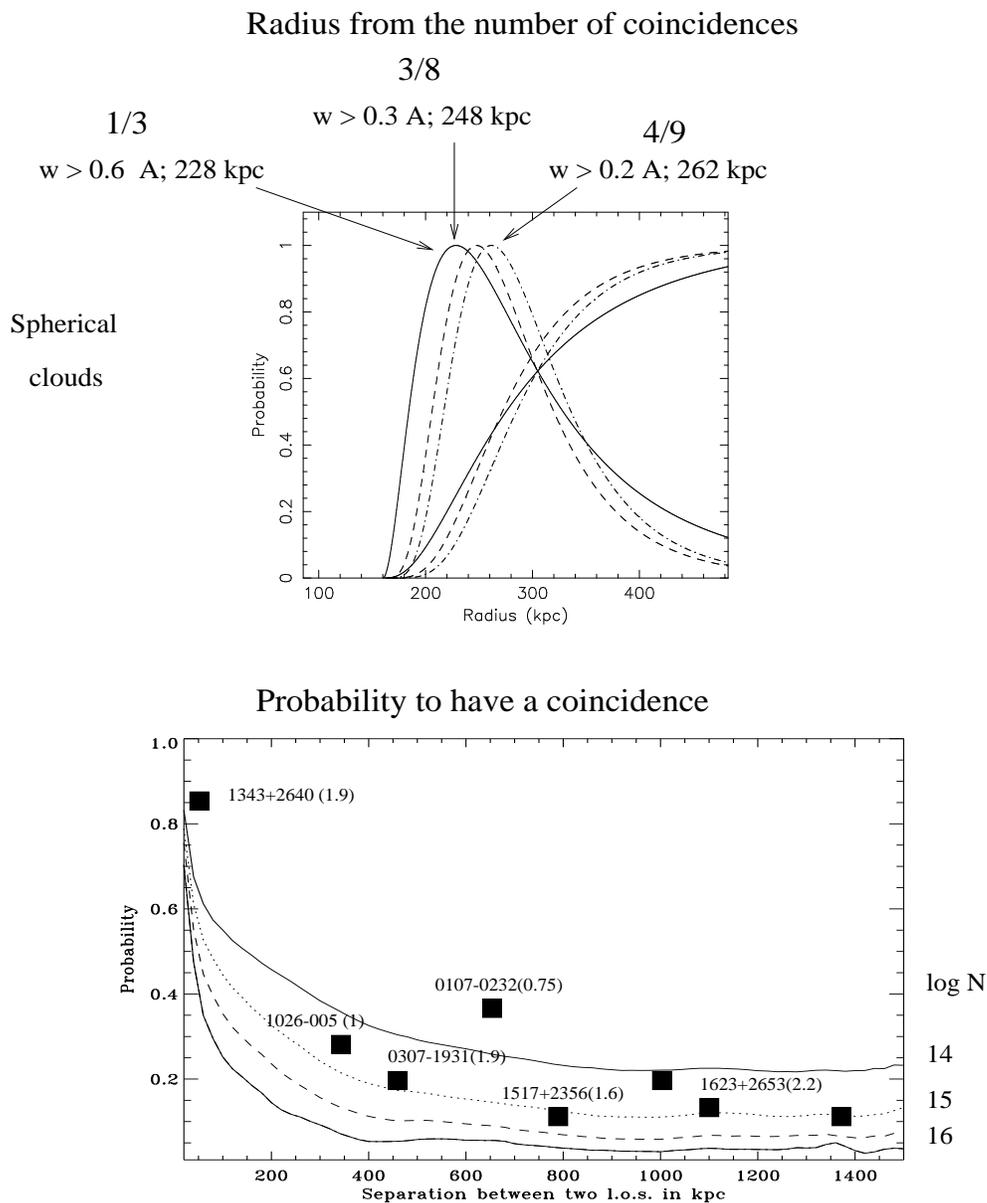


FIG. 6.5 – Graphe du haut : Distributions de probabilité pour les rayons de nuages sphériques, normalisées à un au pic, et distributions cumulées. Les observations utilisées sont celles de Q1026–0045A,B (Petitjean et al. 1998). Différentes largeurs équivalentes limites sont utilisées (0,6, 0,3, et 0,2 Å; pour cette dernière valeur il y a 4 corrélations pour 9 anti-corrélations);  $H_0 = 50 \text{ km/s/Mpc}$ . Graphe du bas : Probabilité d’observer une coïncidence dans deux lignes de visée en fonction de la séparation des lignes de visée, calculée au travers d’une boîte de simulation. Les données sont superposées. La décroissance lente de la probabilité est due à la structure spatiale filamentaire des complexes de gaz Lyman $\alpha$  (voir Fig. 6.6).

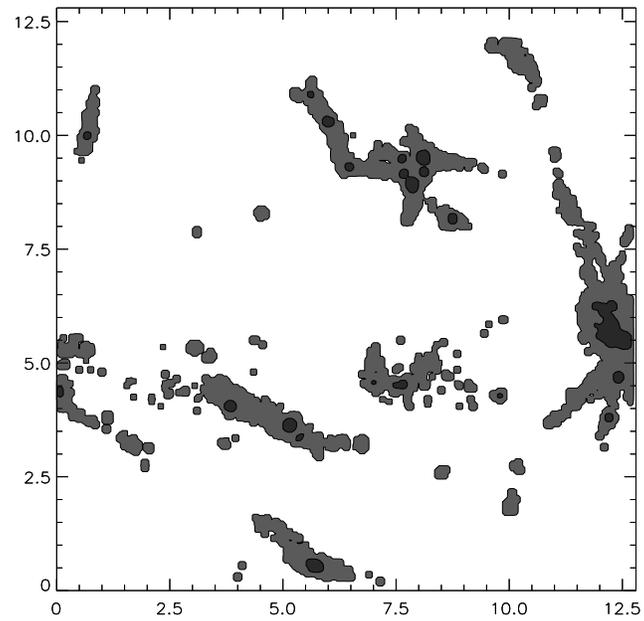


FIG. 6.6 – Coupe (d'épaisseur  $200 \text{ km s}^{-1}$ ) d'une boîte de simulation de côté  $12 \text{ Mpc}$ , montrant la structure spatiale filamentaire des complexes Ly $\alpha$  de densité de colonne  $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

## 6.6 LE CONTENU EN ÉLÉMENTS LOURDS

La forêt Lyman $\alpha$  a longtemps été considérée comme la signature de gaz qui pourrait être primordial. Par définition, la forêt est l'ensemble des systèmes d'absorption dans lesquels aucune raie métallique n'est détectée. Mais non détectée ne veut pas dire non détectable, ce qu'on oublie souvent dans ce domaine. Quelle ne fut donc pas la surprise des uns et des autres (et surtout des autres, voir e.g. Tytler 1987, Petitjean et al. 1994) lorsque Cowie et al. (1995) publièrent des données du Keck dans lesquels ils étaient capables de détecter les raies de C IV associées à des raies de la forêt.

Différentes tentatives avaient été faites pour essayer de contraindre le contenu en métal de la forêt (Norris et al. 1983, Chaffee et al. 1985, 1986, Meyer & York 1987, Williger et al. 1989). Une méthode permettant d'augmenter le rapport S/B en moyennant des spectres est celle du "translate et additionne donc !", bien connue des observateurs qui veulent voir profond (et pas seulement dans l'infrarouge). Dans cette méthode, on ramène tous les systèmes Ly $\alpha$  dans un même référentiel (on translate donc suivant l'axe des longueurs d'onde) et on additionne les spectres pour augmenter le rapport S/B (Norris et al. 1983). En utilisant un ensemble d'observations à basse résolution spectrale (0,8–1,5 Å, 324 raies à  $W_r > 0,3$  Å), Lu (1991) trouve, dans le spectre composite, une raie à la longueur d'onde de C IV  $\lambda$ 1548, la deuxième raie du doublet, C IV  $\lambda$ 1550, n'est pas détectée. La raie a  $W_r = 7$  mÅ pour une densité de colonne en H I dans le système composite de  $2,5 \times 10^{15}$  cm $^{-2}$ , ce qui correspond, en utilisant des hypothèses raisonnables, à  $[C/H] \sim -3,2$  (voir plus loin). Tytler & Fan (1994) utilisent un spectre haute résolution (FWHM = 10 km s $^{-1}$ ) de HS 1946+7658 et superposent 65 systèmes de la forêt, dont la colonne densité moyenne est  $10^{14}$  cm $^{-2}$ . Ils trouvent  $W_r(C\ IV\ \lambda\ 1548) < 1,4$  mÅ. On voit que les deux études ne sont pas incompatibles.

Evidemment pour avoir une preuve intangible de la présence de métaux, il est préférable de détecter ceux-ci dans un système particulier. Pour cela, Meyer et York (1987) obtiennent des spectres à moyenne résolution (0,8 Å) mais très haut rapport S/N  $\sim 100$  dans la région C IV des spectres de Q2000–330 et Q2126–158 dont les forêts avaient été analysées par Murdoch et al. (1986). Ils trouvent 4 doublets C IV dont les raies ont des largeurs équivalentes de l'ordre de 100 mÅ, qui sont associés à 4 des 42 raies Lyman $\alpha$  de largeurs équivalentes  $W_r > 0,32$  Å. Les quatre raies Lyman $\alpha$  ont  $W_r \sim 1$  Å, ce qui correspond à  $\log N(H\ I) > 15$ . On voit que cette étude n'est pas très contraignante du point de vue des abondances mais elle montrait que la distinction entre les systèmes métalliques et la forêt pouvait se révéler artificielle et en tout cas dépendait de la limite de détection des observations. Les données devenant meilleures, les raies faibles sont apparues en plus grand nombre. Il a été montré dans Petitjean et al. (1994) que le nombre de systèmes C IV avec  $W_r(C\ IV) > 100$  mÅ est tel que *tous* les systèmes de densité de colonne  $\log N(H\ I) > 16$  devaient contenir des métaux, affirmation confirmée par Tripp et al. (1996).

Utilisant les données Keck, Cowie et al. (1995) et Songaila & Cowie (1996) montrent que les

trois quarts environ des systèmes avec  $\log N(\text{H I}) > 14,5$  ont  $\log N(\text{C IV}) > 12$  ( $W_r > 4 \text{ m\AA}$ ). Remarquons que la plupart de ces raies C IV ont plusieurs composantes et, si l'étude avait été menée à plus basse résolution spectrale, la moitié de ces systèmes auraient été détectés avec un rapport signal sur bruit comparable à celui de l'étude de Meyer & York (1987).

Songaila & Cowie (1996) détectent d'autres raies métalliques associées aux systèmes les plus forts ( $\log N(\text{H I}) > 15$ ). L'état d'ionisation de ces systèmes, et en particulier le fait que C II soit détecté en même temps que C IV dans la même composante, permet de conclure que le gaz est photoionisé. En outre, le paramètre d'ionisation varie très peu d'un système à l'autre. Ils concluent que la densité et le contenu en métaux du gaz doivent être très semblables dans tous ces systèmes.

On peut utiliser les modèles de photoionisation pour évaluer la métallicité de ces nuages (Bergeron & Stasińska 1986, Giroux et al. 1994). Ces modèles indiquent que ces systèmes ont un paramètre d'ionisation de l'ordre de  $U \sim 10^{-2}$  et une métallicité de l'ordre de  $[\text{C}/\text{H}] \sim 10^{-2}$  ce qui est comparable à ce qui est trouvé pour les systèmes LLS (e.g. Steidel 1990).

Il faut remarquer que ces résultats s'appliquent aux systèmes les plus forts, dans lesquels les raies de plusieurs ions sont détectées. Ils sont compatibles avec les résultats de simulations numériques (Haehnelt et al. 1996b) qui montrent que ce gaz pourrait être associé aux structures filamentaires définies par la matière noire. Si tel est le cas, alors il n'est pas surprenant que ce gaz contienne des éléments lourds puisqu'il est situé dans l'environnement immédiat des régions de formation d'étoiles. On sait toutefois que la plus grande partie des raies de densité de colonne plus faible est due à du gaz se trouvant probablement dans l'espace délimité par les filaments les plus massifs, loin des régions de formation d'étoiles. Aucune conclusion ne peut être tirée pour l'instant sur le contenu en métaux de ce gaz de plus faible densité de colonne.

Il faut être conscient du fait que la détermination des abondances dans ces systèmes hautement ionisés est très incertaine. Pour les systèmes dans lesquels uniquement C IV est détecté, il est très difficile de tirer des conclusions sur l'état physique du gaz et donc son contenu en éléments lourds. On peut illustrer cette remarque de la façon suivante. Si, à partir de l'état d'ionisation du gaz on détermine un paramètre d'ionisation,  $U = n_\gamma/n$ , et en admettant que le gaz est ionisé par un flux diffus dont le spectre est une loi de puissance  $F \propto (\nu/\nu_o)^{-1}$ , on peut utiliser les estimations de ce flux (donc de  $n_\gamma$ ) pour dériver une valeur de la densité  $n$  du gaz.

$$n_{\text{tot}} \sim 6,3 \times 10^{-3} \frac{J_{-21}}{U_{-2}} \quad (6.14)$$

où  $J_{-21}$  est le flux à la limite Lyman en unités de  $10^{-21} \text{ erg/s/cm}^{-2}/\text{sr/Hz}$  et  $U_{-2} = U/10^{-2}$ . Le paramètre d'ionisation donne également le rapport  $n_{\text{HI}}/n$ . Comme on connaît  $N(\text{H I})$ , on peut estimer la dimension du nuage,  $D$ , le long de la ligne de visée,

$$D \sim 10 \text{ pc } U_{-2}^2 J_{-21}^{-1} N_{14} \quad (6.15)$$

où  $N_{14} = N(\text{H I})/(10^{14} \text{ cm}^{-2})$ . Ces relations sont très approximatives et dépendent en particulier de la forme du spectre ionisant. Toutefois on constate qu'elles conduisent à des dimensions très

faibles si l'on admet que  $U_{-2} \sim 1$ . Les dimensions perpendiculaires à la ligne de visée sont beaucoup plus grandes (Section 6.5). Toutefois, dans le cas où uniquement C IV est détecté, le paramètre d'ionisation n'est pas déterminé. Dans les simulations le gaz donnant naissance à la plus grande part de la forêt a une densité plus petite que  $10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ ; le paramètre d'ionisation peut être proche de 1 et les dimensions de l'ordre de 50 kpc.

Notons également que le rapport  $N(\text{C IV})/N(\text{H I})$  peut augmenter avec le paramètre d'ionisation (Bergeron & Stasińska 1986) ce qui donnerait des abondances plus faibles que les estimations précédentes. Enfin, la forme du spectre du flux ionisant est à prendre en considération (Donahue & Shull 1991); en effet, il pourrait avoir une discontinuité à 54,4 eV, ce qui pourrait avoir des conséquences non négligeables sur l'état d'ionisation du carbone (voir e.g. Savaglio et al. 1997). Enfin, Haehnelt et al. (1996b) ont montré que dans les régions entourant les filaments de matière noire, qui produisent la plupart de ces systèmes, le gaz n'est pas en équilibre d'ionisation.

Hellsten et al. (1996) ont étudié les systèmes dans lesquels C II et C IV sont détectés (donc  $\log N(\text{H I}) > 15$ ) dans le cadre des simulations numériques et arrivent au même résultat que Haehnelt et al. (1996a) et Rauch et al. (1997b), à savoir que ces systèmes ont une abondances proches de  $[\text{C}/\text{H}] \sim -2,5$ . Par contre les systèmes à plus basse densité de colonne ont des métallicités plus faibles. Notons enfin que Songaila & Cowie (1996) avaient indiqué que le rapport  $N(\text{Si IV})/N(\text{C IV})$  augmentait très fortement au-delà de  $z \sim 3,2$ . Ils en déduisaient que le flux ionisant possède à  $z > 3$  une discontinuité bien plus prononcée à 54,4 eV qu'à  $z$  plus petit (discontinuité due à He II intergalactique). Hellsten et al. (1997) montrent que cet effet ne peut pas être expliqué simplement en termes de changement du spectre ionisant. D'autre part des affirmations récentes (Boksenberg 1998) remettent en cause cette observation.

## 6.7 SIMULATIONS

La principale raison, outre la quête insensée du Graal astronomique, pour laquelle les simulateurs se sont attachés ces dernières années à reproduire les propriétés de la forêt Lyman $\alpha$  est que la physique des baryons dans ces régions peu denses de l'Univers est a priori relativement simple. En effet, le seul processus externe de chauffage est la photoionisation par le fond diffus dont on commence à cerner les caractéristiques, mêmes si elles ne sont pas complètement connues (voir Section 6.2). Les nuages de la forêt Lyman $\alpha$  sont d'autre part optiquement minces à la limite de Lyman $\alpha$  (surdensité de l'ordre de 1 à 10) et on peut donc négliger en première approximation le transfert de rayonnement. Les simulations de la forêt ne peuvent généralement pas être appliquées à d'autres régions de l'Univers puisque dans des régions plus denses, les effets de transfert de rayonnement ainsi que d'autres processus de chauffages (formation d'étoiles) ne peuvent plus être négligés. Les raffinements des simulations devraient s'attacher à prendre en compte ces processus.

### 6.7.1 Les différentes simulations

Toutes les simulations considèrent un Univers plat dominé par la matière noire froide (CDM) avec ou sans constante cosmologique. Elles décrivent l'évolution de la matière noire sous l'effet de la gravitation à partir de fluctuations initiales dont l'amplitude est normalisée à partir des observations du satellite COBE (Efstathiou et al. 1992).

Ces simulations incluent une description du comportement de la matière baryonique en couplant le code à  $N$ -corps à un code hydro. Il y a principalement deux types de simulations. Celles utilisant une grille fixe en dimensions comobiles (Cen et al. 1994, Zhang et al. 1995) maintiennent la résolution spatiale quelque soit l'échelle considérée. Ces codes ont donc une résolution adaptée à la description des parties peu denses. Dans les codes SPH (Smooth Particule Hydro - dynamics; Hernquist et al. 1996) la résolution augmente avec la densité du gaz. La résolution est donc nettement moins bonne que dans les codes précédents dans les régions sous-denses; elle est supérieure à celle des codes eulériens lorsque les surdensités atteignent  $\sim 300$ . Le couplage de l'hydrodynamique et du code à  $N$ -corps est très exigeant en temps de calcul et ces simulations se sont cantonnées à  $z > 1$ . La simulation de Mücke et al. (1996) utilise une description simplifiée dans laquelle la densité de la matière baryonique reste proportionnelle à celle de la matière noire. Cette approximation semble justifiée en première approximation par les simulations hydro elles-mêmes (Miralda-Escudé et al. 1996). Même si ce code ne peut pas prétendre décrire les conditions du gaz sur des petites échelles, ce que s'efforcent à faire les autres codes, elle permet de décrire l'évolution globale du gaz de  $z = 5$  à  $z = 0$  et de s'intéresser en particulier aux propriétés de la forêt à petit décalage spectral (Petitjean et al. 1995).

Une approche très élégante a été utilisée par Bi & Davidsen (1997). Ces auteurs utilisent une approche analytique pour suivre l'évolution des perturbations et sont donc capables de simuler

la distribution du potentiel gravitationnel sur une ligne de visée et d'en suivre l'évolution. L'approche analytique a l'avantage de permettre d'utiliser une grande résolution spatiale.

## 6.7.2 Le flux ionisant

Il y a deux sources de chauffage du gaz. D'une part le gaz tombe dans les puits de potentiel créés par la matière noire. Il est donc globalement chauffé à la température virielle du halo. D'autre part, il est soumis au flux diffus UV produit par les quasars et les galaxies primordiales.

Ce flux ionisant a deux effets principaux, d'une part celui de réioniser le milieu intergalactique à grand  $z$  et d'autre part celui de maintenir le gaz des régions caractéristiques de la forêt Lyman $\alpha$  à un haut degré d'ionisation. On fait donc l'hypothèse que la réionisation est due au fond diffus et que les processus collisionnels dus à l'explosion d'une éventuelle première population d'objets sont négligeables (Cen & Ostriker 1993, Ostriker & Gnedin 1996).

Le flux est considéré homogène dans l'ensemble de la boîte de simulation, cela revient à négliger d'une part, au moment de la réionisation, la période transitoire pendant laquelle le milieu intergalactique passe d'un état neutre à un état ionisé; et d'autre part, après la réionisation, les inhomogénéités du flux ionisant produites par transfert de rayonnement dans un milieu hautement inhomogène (voir Norman 1998, pour un traitement plus détaillé en cours de développement).

Au moment de la réionisation, le milieu intergalactique passe par une phase intermédiaire où des bulles H II entourant les sources individuelles de photons ionisants sont séparées les unes des autres par un réseau complexe de gaz neutre. Evidemment, la structure de ce réseau dépend fortement de la nature des sources du flux ionisant. Les bulles ionisées grandissent jusqu'à se rejoindre; le milieu est alors complètement ionisé. La température du gaz à ce moment dépend du flux ionisant émis (et qui n'est pas encore homogénéisé) et peut donc fluctuer d'un endroit à l'autre (Miralda-Escudé & Rees 1994).

Le transfert de rayonnement à travers le milieu intergalactique peut amener des variations du flux ionisant d'un point à l'autre (Zuo 1992a,b; Fardal & Shull 1993). Ces variations sont négligées. S'il est exact que la profondeur optique de la forêt est faible à la limite de Lyman de H I (13,6 eV), elle peut être importante à la limite d'ionisation de He II (e.g. Miralda-Escudé 1993, Zhang et al. 1997, Kirkman & Tytler 1997). Ainsi la forme du spectre pourrait varier d'un point à l'autre et induire des variations de température (plus élevée dans le cas où le spectre est plus dur).

La forme du spectre ionisant est le plus souvent introduite arbitrairement et est maintenue constante avec le temps et identique en tout point. Les simulations utilisent soit le spectre de Haardt & Madau 1996 (Croft et al. 1998), soit une loi de puissance (Zhang et al. 1995, Mücke et al. 1996, Hernquist et al. 1996). Par contre Cen et al. (1996) modélisent l'émission du spectre à l'intérieur de la simulation. La différence principale entre la loi de puissance et les autres

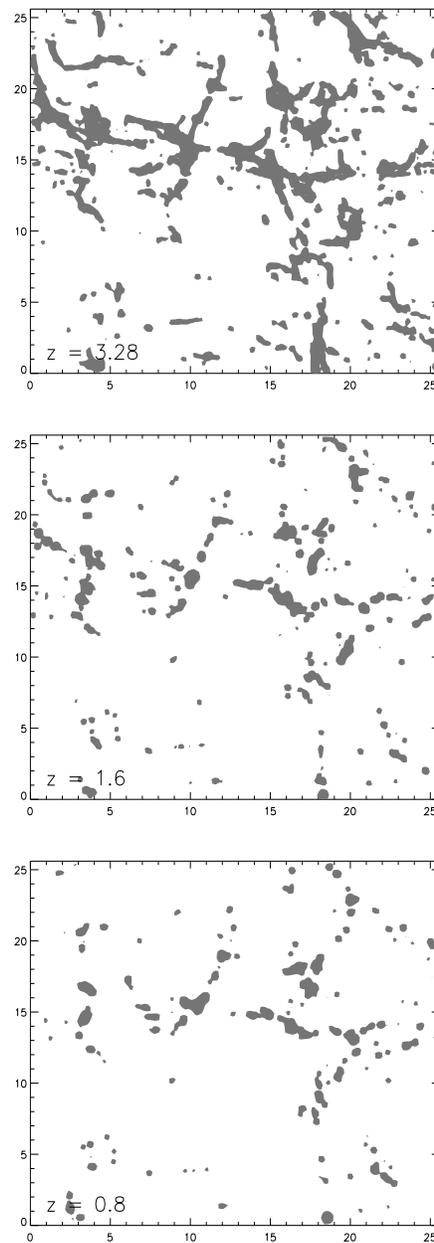


FIG. 6.7 – La figure représente, pour trois décalages spectraux, la distribution spatiale des complexes de nuages Lyman $\alpha$  dans une boîte de côté 25 Mpc et de profondeur 2 Mpc. Les parties grisées correspondent aux régions où la densité de colonne est supérieure à  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

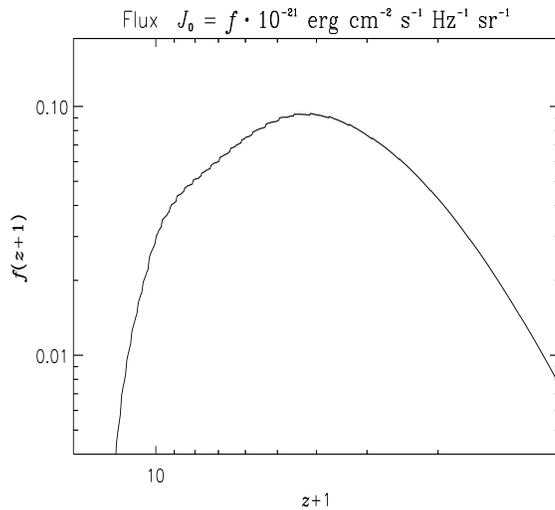


FIG. 6.8 – Evolution du flux ionisant diffus calculé dans la simulation de Mücke et al. (1996) à partir de la quantité de gaz se refroidissant en dessous de 5000 K. Le résultat de la simulation est remarquablement proche de ce que l'on déduit des observations.

spectres est la discontinuité à 54,4 eV produite par l'absorption He II des étoiles et du milieu lui-même. L'auteur n'est pas sûr que l'on ait besoin de se battre à ce propos.

La variation avec le temps de l'intensité à la limite de Lyman de l'hydrogène est soit paramétrisée (Zhang et al. 1995, Hernquist et al. 1996), soit donnée par la simulation à partir du taux de gaz situé dans les régions denses, qui se refroidit suffisamment pour penser qu'il forme des étoiles (Cen et al. 1994, Mücke et al. 1996). Toutefois, Cen et al. (1994) n'ont pas de prescription sur la quantité de gaz qui s'effondre et ne tiennent pas compte des effets de retour que ne manquerons pas de produire les super-novae. Ainsi, ils obtiennent un flux qui est 5 fois trop grand par rapport à ce qui est observé. Ils réajustent le facteur d'ionisation du gaz dans la simulation après coup (Miralda-Escudé et al. 1996). Ils supposent donc qu'utiliser un flux 5 fois trop grand n'a pas de conséquences sur le traitement hydrodynamique. Mücke et al. (1996) ont introduit une prescription qui règle la fraction du gaz qui se transforme en étoiles. Cette fraction est ajustée en même temps que la normalisation du flux ionisant. L'intérêt de cette approche est qu'il n'y a pas de paramètre libre pour l'évolution au cours du temps du flux ionisant qui est produit par la simulation (voir Fig. 6.8).

### 6.7.3 Etats thermique et ionique du gaz

Le gaz est considéré en équilibre d'ionisation mais hors équilibre thermique dans toutes les simulations. L'équilibre d'ionisation est justifié même dans les régions les moins denses (Duncan

et al. 1991). Ce qui suit correspond au traitement de l'histoire thermique du gaz dans la simulation de Mückel et al. (1996) prise à titre d'exemple.

On attribue aux particules de gaz une température, soit à la suite de la photo-ionisation initiale, soit à partir du moment où la particule a traversé un choc (traversée de coquille; ce qui est très dangereux car une coquille peut en cacher une autre, surtout dans les codes de faible résolution, communication privée d'un referee anonyme). Cette température évolue suivant,

$$\frac{dT}{dt} = (\gamma - 1) \left[ \frac{T}{n_{\text{H}}} \frac{dn_{\text{H}}}{dt} - \frac{\mu_{\text{M}}}{\mu_{\text{H}}} \frac{1}{kn_{\text{H}}} (\Lambda_{\text{tot}} - \Gamma_{\text{phot}}) \right] \quad (6.16)$$

avec  $\gamma = 5/3$  et  $n_{\text{H}}$  la densité d'hydrogène; le taux de refroidissement  $\Lambda_{\text{tot}}$  tiend compte de tous les processus atomiques (Black 1981, voir Abel et al. 1996) et du refroidissement Compton (Giallongo & Petitjean 1994); le taux de chauffage à la suite de la photo-ionisation de H I, He I et He II,  $\Gamma_{\text{phot}}$ , est la somme des taux pour chaque espèce,

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= n_i \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{F_{\nu}(x) h(\nu - \nu_i)}{h\nu} \sigma_i(\nu) d\nu \\ &\approx F_o \exp(-\tau_i) G_i^{\text{B}} \epsilon_i^{\text{B}} n_i \end{aligned} \quad (6.17)$$

où  $F_o$  est le flux ionisant à la limite Lyman de H I;  $G_i^{\text{B}}$  et  $\epsilon_i^{\text{B}}$  les taux respectivement d'ionisation et de chauffage donnés par Black (1981),

$$G_i^{\text{B}} = \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{F_{\nu}}{F_0} \sigma_i(\nu) d\nu \quad (6.18)$$

et où on a introduit une profondeur optique  $\tau_i \approx \sigma_i n_i l_c / 2$ , avec  $l_c$  la longueur d'une cellule de simulation pour corriger en première approximation des effets de transfert. L'équilibre d'ionisation est calculé en tenant compte de cette profondeur optique.

#### 6.7.4 Résultats

Toutes les simulations montrent que le gaz Lyman $\alpha$  suit les structures filamentaires définies par la matière noire (voir Fig. 6.7). La structure en nuages individuels est remise en cause car la majorité des raies Lyman $\alpha$  provient de fluctuations de densité dans un milieu qui remplit l'ensemble du volume (Bi 1993, Reisenegger & Miralda-Escudé 1995, Hernquist et al. 1996, Miralda-Escudé et al. 1996, Croft et al. 1998 et surtout Bi & Davidsen 1997). Les simulations ont été particulièrement efficaces dans la reproduction des caractéristiques de la forêt à grand décalage spectral en première approximation (voir Fig. 6.9) et de l'évolution de la forêt jusqu'aux plus faibles décalages spectraux (Petitjean et al. 1995, Mückel et al. 1996, Riediger et al. 1998).

Le premier résultat étonnant est, non pas que la forêt contient environ 80% des baryons, cela

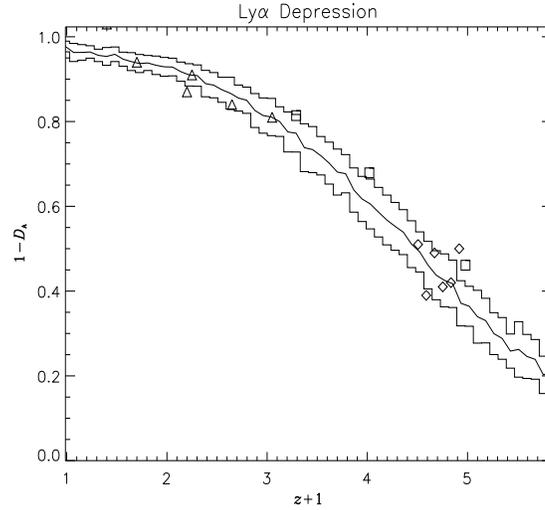


FIG. 6.9 – Evolution cosmologique de l'absorption moyenne  $D_A$  produite par la forêt Lyman $\alpha$  dans le spectre d'un quasar. Sur l'axe vertical, 1 correspond à une absorption négligeable, 0 à une absorption totale. Les courbes correspondent aux résultats de la simulation de Riediger et al. (1998); les symboles aux résultats observationnels (losanges : Lu et al. 1996; triangles : Jenkins & Ostriker 1991; carrés : Rauch et al. 1997b).

avait déjà été signalé plusieurs fois (Ikeuchi & Ostriker 1986, Press et al. 1993, Petitjean et al. 1993) mais que la densité baryonique doit être de l'ordre de  $\Omega_b > 0,02h^{-1}$  (Rauch et al. 1997a) pour pouvoir reproduire l'opacité moyenne de la forêt. En fait, si l'on considère la forêt comme optiquement mince, son état d'ionisation est caractérisé par le paramètre d'ionisation,  $U = n_\gamma/n_H \propto n_{\text{HII}}/n_{\text{HI}}$ . La profondeur optique de la forêt est donc caractérisée par le paramètre  $\mu$  défini par (Miralda-Escudé et al. 1996),

$$\mu = \left( \frac{\Omega_b h^2}{0,0125} \right)^2 \left( \frac{1 \text{ km/s/Mpc}}{H(z)} \right) \left( \frac{1}{\Gamma_{-12}} \right) \quad (6.19)$$

où  $\Gamma_{-12}$  est le taux de photoionisation en unités de  $10^{-12} \text{ s}^{-1}$ . A partir de l'opacité moyenne observée de la forêt, on peut déterminer  $\mu$ . Une valeur inférieure du taux de photoionisation peut être obtenue à partir de l'estimation de la contribution des quasars observés. On dérive alors une valeur inférieure de  $\Omega_b h^2$ . Le taux d'ionisation minimum est  $\Gamma_{-12}(z=2) > 0,7$ ; correspondant à un flux à la limite de Lyman  $J_{-21} > 0,2$  (Rauch et al. 1997a). Rappelons que le flux déterminé à partir de l'effet de proximité est environ 3 fois supérieur ce qui impliquerait une densité baryonique environ 2 fois plus grande.

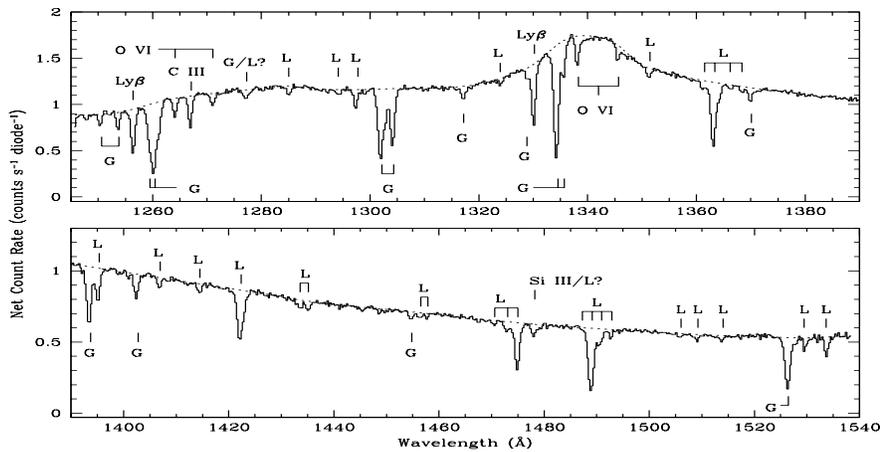
A l'aide des observations on peut déduire une valeur supérieure pour la densité baryonique qui serait de  $\Omega_b < 0,01h^{-1}$  (Kim et al. 1997, voir Petitjean et al. 1993 toutefois). Il semble donc

que pour reproduire les caractéristiques de la forêt Lyman $\alpha$ , les simulations aient besoin d'une masse baryonique supérieure, par au moins un facteur deux, à ce qu'on observe, sans compter les limites données par la nucléosynthèse initiale.

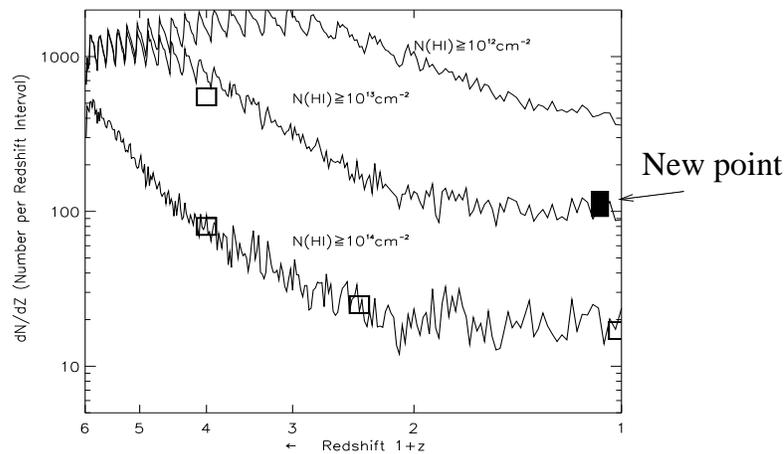
Nous ferons remarquer que toutes les simulations sont capables de reproduire l'opacité moyenne de la forêt avec pourtant un nombre de raies trop grand par un facteur deux dans la région  $13 < \log N(\text{H I}) < 14$  (e.g. Davé et al. 1997, Riediger et al. 1998). Ce domaine de densité de colonne est celui où est produite la plus grande part de l'opacité (Kirkman & Tytler 1997) et aussi celui qui contient le plus gros de la masse. Ceci est étonnant car on s'attendrait à ce qu'un nombre plus important de raies conduise à une opacité moyenne plus grande. Ceci est vrai si les raies ne se superposent pas en vitesse car pour une exponentielle ( $e^{-\tau}$ ), que  $\tau$  soit égale à 2 ou 6 ne lui fait ni chaud ni froid, le résultat fera toujours presque zéro. Il semble donc que la solution se trouve dans le fait que les simulations produisent trop de regroupement de raies. Ceci doit être testé en détail. Pour l'instant personne ne s'est penché sur la question du regroupement et l'auteur serait tenté de suggérer que du travail soit fait dans cette direction.

Les simulations hydrodynamiques permettent de discuter les caractéristiques physiques du gaz. Une partie non négligeable du gaz se trouve à des températures inférieures à  $10^4$  K. Toutefois le gaz possède des mouvements lents de flots convergents ou divergents (inflow et outflow dans le langage impérialiste répugnant) dans les fluctuations du potentiel de la matière noire et cette cinématique élargit les raies d'absorption. L'élargissement des raies n'est donc pas une conséquence de la température mais résulte de la cinématique du gaz (Davé et al. 1996, Zhang et al. 1997). La distribution des densités de colonne est globalement reproduite avec toutefois un excès de raies déjà signalé. Il est dit qu'une résolution plus grande, qui n'est pas utilisée actuellement pour des raisons de temps de calcul, pourrait résoudre ce problème.

L'évolution cosmologique a été peu discutée. Toutefois Zhang et al. (1997) reproduisent la forêt jusqu'à  $z = 1$ . La simulation de Mucket et al. (1996) a été construite pour s'attacher spécialement au problème de l'évolution cosmologique. On constate que les propriétés de la forêt à petit décalage spectral sont reproduites (voir Petitjean et al. 1995; et Fig. 6.10). Les complexes de densité de colonne  $\log N(\text{H I}) = 14$  sont plus nombreux dans les régions sous-denses à grand  $z$  mais disparaissent à partir de  $z \sim 2$ ; ne restent que ceux qui se trouvent autour des structures filamenteuses et dont la population évolue peu. C'est la raison pour laquelle il y a une transition dans l'évolution du nombre de raies fortes ( $W > 0,3 \text{ \AA}$ ) à  $z \sim 1,5$ ; la décroissance du nombre de raies étant beaucoup moins rapide à petit  $z$ . Il y a du gaz dans les régions sous-denses à tout décalage spectral. Le nombre de raies de densité de colonne  $> 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  décroît comparativement beaucoup moins vite que celui des raies fortes. Ceci est compatible avec la détection de raies faibles dans les régions vides de galaxies dans l'Univers local (Section 8.2) et la détection très récente d'un grand nombre de raies très faibles à  $z < 0,2$  dans le spectre de H1821+643 (voir Fig. 6.10).

The weak lines ( $w > 50 \text{ m\AA}$ )

Tripp et al. (1997)



Riediger et al. (1997)

FIG. 6.10 – Spectre de H1821+643 révélant la forêt Lyman $\alpha$  à  $z < 0,2$  (Tripp et al. 1998). La densité de raies telles que  $W_r > 50 \text{ m\AA}$  est  $dN/dz = 112 \pm 21$ . Ce point est comparé dans le graphe du bas aux prédictions de la simulation de Riediger et al. (1998). On voit que les simulations reproduisent très bien l'évolution cosmologique de la densité de raies dans la forêt Lyman $\alpha$ .



## LE MILIEU INTERGALACTIQUE DIFFUS

*”Une fausse erreur n’est pas forcément une vérité vraie.”*

Si tout le gaz que l’on détecte à  $z \sim 0$  et en particulier celui qui se trouve dans les amas était, à un moment de l’histoire de l’Univers, réparti de façon homogène en un milieu intergalactique neutre, alors on devrait observer une absorption continue pratiquement totale dans le spectre de quasars suffisamment éloignés, absorption due à la raie Lyman $\alpha$  de l’hydrogène (effet Gunn & Peterson 1965). On observe au contraire que l’absorption moyenne est égale respectivement à  $D \sim 0,15, 0,35, 0,61$  à  $z \sim 2, 3$  et  $4$  (Rauch et al. 1997a, Fig. 6.9).  $D$  est la fraction du flux absorbée moyennée sur la partie du spectre observé se trouvant dans le bleu de la raie Lyman $\alpha$  en émission du quasar. Press et al. (1993) donnent l’expression équivalente de la profondeur optique moyenne,  $\tau_\alpha = 0.0037(1+z)^{3,46}$  ( $D = 1 - e^{-\tau_\alpha}$ ; voir aussi les déterminations de  $D$  par Zuo & Lu 1993). Le milieu n’est donc pas neutre mais ionisé. En outre on observe au lieu d’une absorption continue, une succession de raies, la forêt Lyman $\alpha$ , ce qui montre que le gaz n’est pas réparti de façon homogène et ceci jusqu’à des décalages spectraux de 4,89 (Schneider et al. 1991). Toutefois on peut se demander si, une fois la contribution de la forêt enlevée, il n’existe pas une absorption continue résiduelle.

De nombreuses tentatives, utilisant différentes méthodes, ont été faites sans succès (Steidel & Sargent 1987, Jenkins & Ostriker 1991, Webb et al. 1992, Giallongo et al. 1994, Fang & Crofts 1995). L’étude la plus récente donne  $\tau_{\text{GP}} < 0,01$  à  $z \sim 3$  et  $< 0,02 \pm 0,03$  à  $z \sim 4,3$  (Giallongo et al. 1994). La mesure n’est pas simple ! En effet, on cherche à évaluer directement dans la partie du spectre contenant la forêt, la différence entre le continu réel du quasar et le flux observé entre les raies. Pour évaluer le continu réel du quasar, on ajuste le spectre dans le rouge par une loi de puissance sur laquelle on superpose des raies d’émission. On fait l’hypothèse que l’extrapolation de la loi de puissance dans le bleu donne le vrai continu. On cherche dans la forêt des parties de spectres qui ne sont pas affectées par les raies discrètes et on compare le niveau dans ces régions au niveau donné par la loi de puissance. On voit qu’il faut une très bonne calibration en flux et la plus haute résolution spectrale possible pour trouver des régions

libres de raies.

Notons que pour un milieu homogène la profondeur optique est donnée par,

$$\tau_{\text{HI}} = 4.65 \times 10^5 \Omega_g h (n_{\text{HI}}/n_{\text{H}}) (1+z)^3 (H_o/H(z)) \quad (7.1)$$

où  $\Omega_g$  est la densité cosmologique du gaz divisée par la densité critique,  $n_{\text{HI}}$  et  $n_{\text{H}}$  les densités en hydrogène neutre et hydrogène, et  $H_o = 100 h$  km/s/Mpc. Si l'on admet que  $n_{\text{HI}}/n_{\text{H}} \sim 10^{-5}$ , ce qui correspond à un milieu photo-ionisé, et en utilisant la limite précédente, on a  $\Omega_g < 4 \times 10^{-4}$ , ce qui est négligeable devant la masse de la forêt Lyman $\alpha$  (Section 6.1). Ces hypothèses ne sont toutefois pas les seules que l'on puisse faire et le milieu pourrait être collisionnellement ionisé. La seule contrainte que l'on ait sur la température,  $T < 10^7$  K, vient de l'absence de distorsion dans le spectre du fond millimétrique (Mather et al. 1991). Et tous les Univers pouvant être trouvés dans la littérature, Cen & Ostriker (1993) affirment que la moitié des baryons pourraient se trouver dans un milieu intergalactique qu'on ne les verrait pas.

Ce qui est sûr, c'est qu'on n'observe rien ! L'absence d'une telle preuve observationnelle de l'existence d'une absorption continue amène à se demander si un tel milieu existe vraiment (Reisenegger & Miralda-Escudé 1995). Dans le cas où la photo-ionisation domine le chauffage du gaz, le milieu doit exister mais il n'est pas homogène. Il ne peut pas être homogène parce que les fluctuations à petite échelle ont une croissance très rapide. Il doit exister parce que la pression du gaz photo-ionisé l'empêche de s'effondrer aux échelles plus petites que la masse de Jeans qui à  $10^4$  K est  $\sim 10^{10}((1+z)/5)^{-3/2} M_{\odot}$ . L'effet Gunn-Peterson doit donc être associée à une absorption fluctuante caractéristique des régions sous-denses (vides). C'est peut-être la seule manière que l'on ait de détecter la matière baryonique dans les régions sous-denses. Si l'on suit ce raisonnement, on est amené à assimiler le milieu diffus traditionnellement associé à l'effet Gunn-Peterson à l'ensemble de la non moins traditionnelle forêt Lyman $\alpha$  de densité de colonne inférieure à la densité de colonne pour laquelle la densité de raies devient telle que le facteur de remplissage du gaz est égale à un. Cette définition pourrait paraître claire (si si !), mais elle suppose que les nuages ont des dimensions de plusieurs dizaines de kilo-parsecs (Section 6.5). Quoique l'auteur de ses (non ce n'est pas une faute !) lignes ait une tendance marquée du côté des grandes dimensions car il aime l'espace et les grandes étendues sauvages... il a peut-être tort !

Une manière plus radicale de détecter le milieu diffus, quoique observationnellement encore plus difficile, est de s'intéresser à l'absorption par la raie Lyman $\alpha$  de He II. Quoique l'hélium soit environ dix fois moins abondant que l'hydrogène, le rapport He II/He pourrait être jusqu'à cent fois plus grand que le rapport H I/H dans le gaz. L'effet Gunn-Peterson dans la raie de l'hélium pourrait donc être proéminent. Il n'est toutefois pas facile à dénicher puisque la raie Ly $\alpha$ (He II) à une longueur d'onde de 304 Å. À  $z = 3$  elle est donc décalée à 1216 Å, ce qui est la limite d'observation de HST. Il faut donc trouver des quasars de grand  $z$  dont le flux UV n'est pas complètement absorbé par un quelconque système LLS; en outre, un quasar suffisamment brillant pour pouvoir faire des observations à résolution suffisante pour

résoudre la forêt Ly $\alpha$ (He II). En effet, dans le cas où la forêt n'est pas résolue, on obtient l'amplitude de l'effet GP en soustrayant la contribution de la forêt. Pour ce faire on transpose les caractéristiques de la forêt Ly $\alpha$ (H I) que l'on connaît par des observations optiques à haute résolution et haut rapport S/B, en faisant une hypothèse sur le rapport He II/H I. Le problème est que ce rapport dépend de la forme du spectre du flux ionisant la forêt; forme qui est un autre sujet de débat (Bechtold et al. 1987; Miralda-Escudé & Ostriker 1990, 1992; Madau 1992; Petitjean et al. 1992). Notons que He I possède également une raie à 584 Å qui pourrait prétendre au statut de belle des bois dormants. Toutefois, comme on va le voir de suite, ses charmes surfaits ont lassé la convoitise toute platonique des astronomes forestiers.

En considérant toutefois que le spectre du flux ionisant est une loi de puissance  $F_\nu \propto F_o(\nu/\nu_o)^{-\alpha}$ , on peut écrire les rapports suivants :

$$\frac{H\ i}{H} = \frac{1}{U} \frac{\alpha_{HI}}{c\sigma_{HI}^o} \frac{\alpha + 3}{\alpha} \quad (7.2)$$

$$\frac{He\ II}{He} = \frac{1}{U} \frac{\alpha_{HeII}}{c\sigma_{HeII}^o} \frac{\alpha + 3}{\alpha} \left( \frac{\nu_{HeII}^o}{\nu_{HI}^o} \right)^\alpha \quad (7.3)$$

$$\frac{He\ I}{He} \sim \frac{He\ II}{He} \frac{1}{U} \frac{\alpha_{HeI}}{c\sigma_{HeI}^o} \frac{\alpha + 3}{\alpha} \left( \frac{\nu_{HeI}^o}{\nu_{HI}^o} \right)^\alpha \quad (7.4)$$

où les  $\alpha_X$  et  $\sigma_X^o$  sont respectivement les coefficients de recombinaison et sections efficaces de photo-ionisation à la limite d'ionisation  $\nu_X^o$ ;  $U$  est le paramètre d'ionisation  $U \sim 4\pi/hc\alpha(F_{HI}^o/n_H)$  où  $n_H$  est la densité en hydrogène. Pour des valeurs typiques  $\alpha \sim 1$  et  $U \sim 0,1$  (Carswell 1988), on a H I/H  $\sim 10^{-4}$ , He I/He  $\sim 10^{-6}$  and He II/He  $\sim 10^{-2}$ . La forêt He I doit donc être de 1000 fois plus faible que la forêt H I. Par contre la forêt He II doit être beaucoup plus forte. En effet, cette valeur de He II/H I pourrait bien être une limite inférieure dans la mesure où il est probable que le spectre du flux ionisant diffus possède une discontinuité à la limite d'ionisation de He II (54,4 eV) du fait même de la présence de la forêt et de la contribution des galaxies au fond diffus.

He I a été détecté dans plusieurs systèmes métalliques sur la ligne de visée de HS1700+6416 (Reimers et al. 1989, 1992, voir aussi Vogel & Reimers 1995). Ces absorptions ont fait couler quelque peu d'encre (e.g. Sciama 1994) mais moins depuis Petitjean et al. (1996). Comme on s'y attendait, il n'a pas été dans le milieu intergalactique.

Il est très difficile de trouver des quasars à  $z > 3$  possédant un flux mesurable en dessous de la longueur d'onde  $(1 + z_{em}) \times 304$  Å, car dans la plupart des cas, un système suffisamment opaque est interposé sur la ligne de visée. Deux relevés ont été menés sur HST pour trouver ces quasars, l'une utilisant le prisme objectif de la FOC (Jakobsen et al. 1993), l'autre utilisant la technique du tir au pigeon (snapshot dans la langue de Chacun-son-père, Tytler et collaborateurs). Deux quasars ont ainsi été trouvés parmi cent-dix, Q0302-003 ( $z = 3,29$ ,  $V \sim 18,4$ ) et PKS 1935-692 ( $z = 3,17$ ,  $V \sim 18,8$ ). Les spectres basse résolution des deux quasars (Jakobsen et al.

1994, Tytler et al. 1995) montrent une coupure juste dans le bleu de la raie HeII en émission correspondant à une profondeur optique  $\tau_{HeII} > 1,7$  et 1 respectivement pour Q0302–003 et PKS 1935–692. Davidsen et al. (1996) ont observé HS 1700+64 avec le Télescope Ultraviolet Hopkins (HUT) qui permet d’atteindre des longueurs d’onde inférieures à 1215 Å. Ils mesurent  $\tau_{HeII} = 1,00 \pm 0,07$ .

Si on extrapole la forêt H I jusqu’à  $\log N(H I) \sim 12$ , alors ces absorptions He II ne peuvent être dues à ces nuages que si  $He II/H I > 1000$ , ce qui est, nous l’avons vu, difficile (voir aussi Miralda-Escudé 1993, Giroux et al. 1995). Si on extrapole la forêt jusqu’à  $\log N(H I) \sim 9$ , alors il suffit que  $He II/H I > 150$  (Kirkman & Tytler 1997). Un des tests possibles est de résoudre la forêt He II pour étudier le rapport He I/H I dans chacun des nuages. Hogan et al. (1997) ont obtenu un spectre GHRS de Q 0302–005 à une résolution de 0,6 Å soit environ  $400 \text{ km s}^{-1}$ . La résolution n’est pas assez grande pour discerner toutes les raies individuellement mais suffisante pour noter que (i) il y a un effet de proximité très net, la profondeur optique près du quasar est nettement inférieure à celle observée loin du quasar; (ii) il est possible de voir en HeII quelques contreparties de raies fortes en H I; (iii) il semble qu’entre ces raies, l’absorption HeII soit étonnamment forte. Les auteurs voient dans ces régions du spectre la signature du milieu intergalactique remplissant les vides. Avec cette hypothèse, on peut déduire la masse de gaz dans ce milieu,

$$\Omega_g h^2 = 1,65 \times 10^{-5} h \tau_{GP} \left( \frac{HeII}{He} \right)^{-1} \left( \frac{1+z}{4,285} \right)^{-1,5} \quad (7.5)$$

A noter que le rapport HeII/He à utiliser ici est celui dans le milieu diffus et donc La profondeur optique mesurée étant  $\tau_{HeII} > 1,3$ , les auteurs dérivent une densité de gaz dans ce milieu supérieure à 0,01; ce qui est compatible avec les déterminations faites à partir de l’effet Gunn-Peterson dû à H I.

Plus récemment, Reimers et al. (1998) ont découvert un quasar brillant HE2347–4342 qui a le bon goût de ne pas être très atténué dans l’ultraviolet. Cela leur a permis d’obtenir un très bon spectre avec le GHRS de HST dans la région où l’absorption He II est attendue. On peut voir sur la Fig. 7.1 que l’absorption est très forte. Même en supposant un rapport  $N(He II)/N(H I) = 1000$  (courbe en tirets), on ne peut pas expliquer l’ensemble de l’absorption par l’He II se trouvant dans la forêt classique détectée par son absorption Lyman $\alpha$  H I dans les spectres optiques. Il y a donc entre les nuages Lyman $\alpha$  du gaz qui contient de l’hydrogène complètement ionisé et de l’hélium sous la forme He II. Si on considère que tout l’hélium se trouve sous cette forme alors on dérive  $\Omega > 1,3 \times 10^{-4} h_{50}^{-1}$ , ce qui est peu. La conclusion la plus intéressante est que dans ces régions, l’hydrogène est complètement ionisé alors que l’hélium n’a perdu qu’un électron. Deux explications se présentent. Soit le flux ionisant a un spectre intrinsèque qui ne comporte pratiquement pas de photons au-dessus de 54,4 eV, la limite d’ionisation de He II; soit nous observons l’étape transitoire de la réionisation de l’Univers durant laquelle les photons ionisant l’hydrogène (autour de 13,6 eV) ont été produits en quantité suffisante pour avoir pu ioniser tout l’hydrogène intergalactique tandis que ceux d’énergie supérieure à 54,4 eV n’ont pas encore été

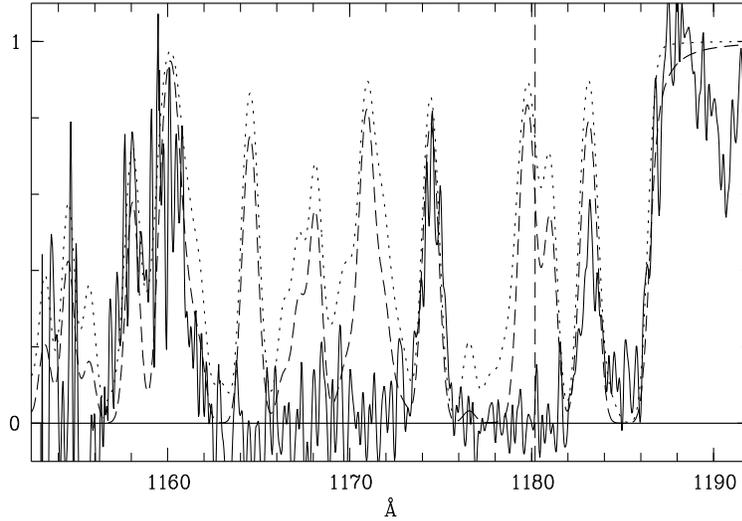


FIG. 7.1 – Spectre GHRs normalisé de HE2347–4342 (Reimers et al. 1997). Toute l’absorption dans le spectre est due à He II  $\lambda$ 304 à  $z \sim 2,7$ . Le décalage spectral du quasar est indiqué par un trait vertical en tirets à environ 1180 Å. Les courbes en pointillés et tirets sont des modèles de l’absorption due à la forêt Lyman  $\alpha$  H I (observée à haute résolution dans l’optique) si on suppose respectivement  $N_{\text{HeII}}/N_{\text{HI}} = 100$  et 1000. On voit qu’il reste des régions du spectre (autour de 1165 et 1168 Å par exemple) où le rapport précédent est extrêmement grand. Les auteurs interprètent ces observations comme la mise en évidence de la période transitoire pendant laquelle l’hydrogène intergalactique est complètement ionisé alors que l’hélium ne l’est pas encore.

produits en quantité suffisante pour ioniser tout He II.

Ces détections, attendues, sont très intéressantes mais on ne saurait trop recommander la prudence en ce qui concerne les déductions hâtives faites à la louche astronomique. En effet, la distinction entre le milieu intergalactique et la forêt de faible densité de colonne semble être une question à étudier plus en détail. Il est prudent d'attendre d'autres données sur d'autres quasars et à plus haute résolution. Ceci dit, on n'empêchera jamais certains de perdre patience.

**8**

## **ASSOCIATION AUX GALAXIES**

*”Il vaut mieux prendre ses désirs pour des réalités  
que de prendre son slip pour une tasse à café.”*

## 8.1 LES SYSTÈMES MÉTALLIQUES

La nature des absorbants Mg II à décalage spectral  $z \sim 0,5$  a été définitivement établie par la détection par imagerie et spectroscopie de galaxies proches de la ligne de visée du quasar et au même décalage spectral que l'absorption (Bergeron 1986). Depuis, une cinquantaine de paires galaxie/absorption ont été découvertes (Bergeron & Boissé 1991, Steidel 1993, 1995).

La méthode consiste à sélectionner les quasars dans le spectre desquels on a détecté un système d'absorption, puis à faire de l'imagerie profonde du champ dans lequel se trouve le quasar pour détecter les candidat-galaxies. La spectroscopie des candidats proches du quasar est faite, soit en fente longue, soit en spectroscopie multi-objet. Dans le premier cas, on observe les objets dans l'ordre croissant de leur distance au quasar. Il se trouve que dans tous les cas on trouve une galaxie à moins de 10 arcsec (soit environ  $50h^{-1}$  kpc) de la ligne de visée du quasar. Le multiplexage n'est pas forcément plus efficace au centre parcequ'il est rarement possible de positionner plusieurs fentes sur des objets proches du quasar. Toutefois il permet d'observer un nombre plus grand d'objets dans le champ. C'est ainsi que dans certains cas des groupes de galaxies se trouvant au même décalage spectral que l'absorption, ont pu être mis en évidence.

Il est bon de rappeler que les systèmes Mg II utilisés dans ces études sont tels que  $W_r(\text{Mg II}2803) > 0,3 \text{ \AA}$ . Ces systèmes sont caractérisés par des densités de colonne  $N(\text{H I}) > 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  (Bergeron & Stasińska 1986), c'est à dire qu'ils sont optiquement épais à la limite de Lyman (LLS); ce sont des systèmes de basse ionisation. Le nombre de systèmes Mg II de plus petite largeur équivalente n'est pas bien connu (il faut un grand nombre de lignes de visées à très haut rapport S/N). Toutefois Womble (1995) trouve, à partir de données Keck, que le nombre de systèmes avec  $W_r(\text{Mg II}2803) > 0,015 \text{ \AA}$  pourrait être cinq fois plus grand que le nombre de systèmes avec  $W_r(\text{Mg II}2803) > 0,30 \text{ \AA}$  et il serait bien sûr intéressant d'étendre la détection des galaxies à ces faibles systèmes.

Une des questions fondamentales dans ce genre d'étude est de savoir si la galaxie identifiée est bien la galaxie qui produit l'absorption. En effet, on peut toujours supposer que la galaxie identifiée est la galaxie suffisamment brillante pour être identifiée, la plus proche de la ligne de visée, mais que le vrai absorbant est une galaxie plus faible, compagnon de la galaxie brillante, qui échappe à la détection (York et al. 1986, Yanny & York 1992, Philipps et al. 1991). De toute façon ces éventuels compagnons devraient être très faibles car les études faites permettent d'identifier toutes les galaxies de luminosité  $L_K > 0,1 L_*$ .

D'autre part, Steidel (1995) indique que pour des décalages spectraux de l'ordre de 0,5, la recherche de galaxies proches de lignes de visée à été faite également dans 25 champs de quasar dont les spectres sont dépourvus d'absorption. Dans ces cas, aucune galaxie n'a été détectée à moins de  $50h^{-1}$  kpc de la ligne de visée. Drinkwater et al. (1993, 1995) trouvent un seul cas de telles galaxies dans un ensemble de 17 quasars observés en imagerie (voir aussi Bechtold et al. 1992 mais pour des galaxies faisant partie d'amas). Toutefois à petit décalage spectral, il n'est pas rare de trouver des galaxies proches de la ligne de visée ne produisant pas d'absorption (voir

Bowen et al. 1995).

La population de galaxies associées à une absorption est idéale pour étudier les relations pouvant exister entre les propriétés de la galaxie elle-même et celles du halo de gaz qui l'entoure. Le nombre de paires galaxie/absorbant actuellement connu à  $z \sim 0.65$  est suffisamment grand pour tirer quelques conclusions sur cette population. Les galaxies ont des luminosités K s'échelonnant entre 0,05 et 3,5  $L_K^*$  avec une moyenne à 0,5  $L_K^*$ . Les couleurs ne montrent pas de type prédominant; tous les types spectrophotométriques sont présents, des galaxies Im aux galaxies E avec une concentration toutefois sur le type Sb. Le taux de formation d'étoiles (mesurée à partir de de la raie [O II] $\lambda 3727$ ) n'est pas particulièrement grand (Steidel et al. 1994).

En considérant des halos sphériques de rayon  $R$  et une relation  $R = R^*(L_K/L_K^*)^\beta$ , on peut déterminer  $R^*$  et  $\beta$  en ajustant la distribution des paramètres d'impact  $\rho$  et la relation  $\rho < R(L_K)$  observée. On trouve  $R^* \sim 35$  kpc et  $\beta \sim 0,15$ . Et il est étonnant de trouver que des galaxies si différentes semblent pourtant avoir des halos de tailles comparables.

Une anti-correlation entre la largeur équivalente de la raie d'absorption et le paramètre d'impact existe (elle avait déjà été signalée par Lanzetta & Bowen 1990) mais elle est due principalement aux systèmes lorentziens inclus dans l'échantillon, qui ont de faibles paramètres d'impact ( $\rho < 15$  kpc) et le plus souvent des raies d'absorption de largeur équivalente supérieure à 1 Å. Cette anti-corrélation est attendue si les halos sont des entités plus ou moins homogènes dont la densité et le contenu en métaux décroissent avec le rayon. Toutefois, on sait par l'étude à haute résolution spectrale des systèmes d'absorption que ces halos ne sont pas homogènes (voir Petitjean & Bergeron 1990) et leur structure reste à déterminer (Charlton & Churchill 1996, 1998; Churchill et al. 1996).

Des observations récentes dans le champ de 3C336 (Steidel et al. 1997) apportent une indication supplémentaire sur la géométrie et l'origine de ces halos. Une image HST très profonde a été obtenue. On observe des galaxies faibles ( $L_K > 0,1 L_K^*$ ) à  $\rho < 50h^{-1}$  kpc de la ligne de visée mais aucune ne produit d'absorption. Par contre, cinq des six absorbants métalliques que contient le spectre sont identifiés à des galaxies lumineuses ( $L_K > 0,1 L_K^*$ ) de type et d'inclinaison très différents. Le seul absorbant métallique non détecté est un système lorentzien de faible métallicité. Il semble donc bien que les galaxies absorbantes soient des galaxies lumineuses ( $L_K > 0,1 L_K^*$ ) et que toutes les galaxies de cette magnitude, quelque soit leur taux de formation d'étoiles et leur type morphologique soient entourées, à  $0,4 < z < 0,8$ , d'un halo Mg II de rayon de l'ordre de  $40 h^{-1}$  kpc.

A décalage spectral supérieur à un, très peu d'objets sont connus. (voir Guillemin & Bergeron 1997). Quoique les résultats demandent à être confirmés, il semble que l'évolution des galaxies sélectionnées par leur absorption soit faible entre  $z \sim 0,4$  et 0,9 avec une tendance à la diminution des abondances et l'augmentation du taux de formation d'étoiles. Quelques recherches de galaxies absorbantes ont été faites à plus grand décalage spectral en utilisant les techniques infrarouges (Aragón-Salamanca et al. 1994). Les résultats, quoique encourageants pour des techniques difficiles, demandent à être confirmés. Il est clair que pour ces recherches, le domaine infrarouge

sera de plus en plus utilisé.

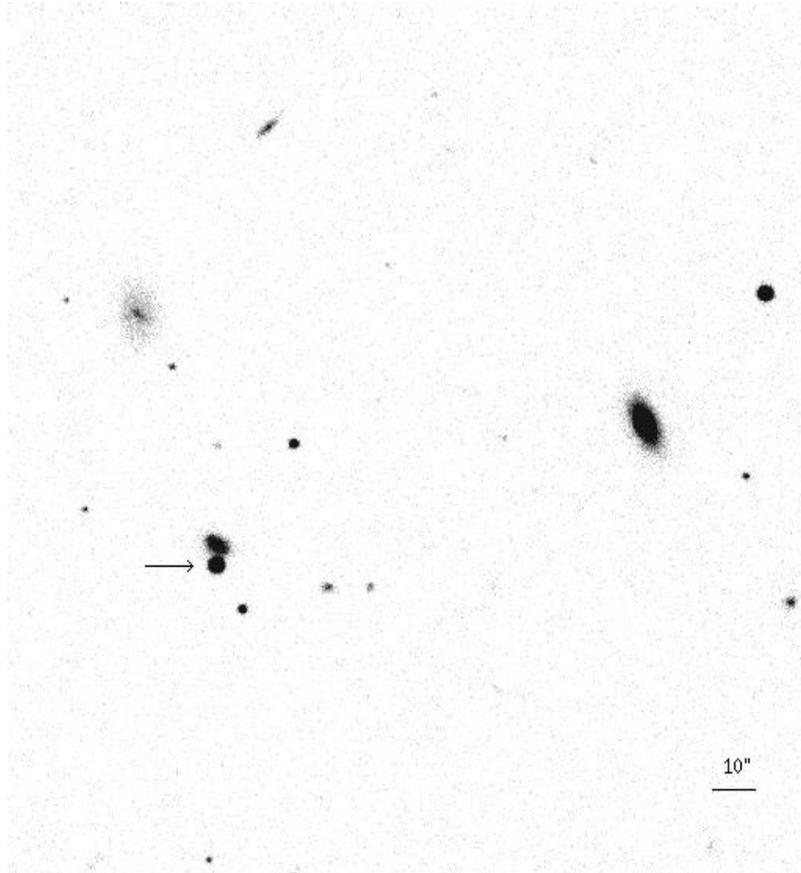


FIG. 8.1 – Galaxie donnant naissance à un système lorentzien à  $z \sim 0,1$  dans le quasar Q0439–433 (indiqué par une flèche; voir Lespine & Petitjean 1997; l'image a été obtenue avec le télescope NTT de La Silla, ESO).

## 8.2 LA FORÊT LYMAN $\alpha$

Le programme-clé HST sur les raies d'absorption a permis de détecter la forêt Lyman $\alpha$  à petit décalage spectral. Le nombre de raies est étonnamment grand par rapport à ce qu'on attend si on extrapole la décroissance du nombre de raies avec le temps déduites des données à grand décalage spectral (Bahcall et al. 1991, Morris et al. 1991, Jannuzi et al. 1998). Les recherches de galaxies associées à ces absorbants se sont donc intensifiées.

Dans ces études, on essaye de déterminer le décalage de toutes les galaxies plus brillantes que typiquement  $r = 21,5$ , se trouvant à moins de typiquement 1 arcmin du quasar. Lanzetta et al. (1995) effectuent cette étude dans six champs. Leurs observations ont un pourcentage de complétude de 37%. Ils détectent 46 galaxies dans les domaines de décalage spectral  $0,07 < z < 0,553$  et de paramètre d'impact  $16,6 < \rho < 347h^{-1}$  kpc. Deux galaxies coïncident en décalage spectral avec des systèmes métalliques, 9 galaxies coïncident avec des systèmes sans métaux et 21 galaxies ne produisent pas d'absorption. Sur la base d'une anti-corrélation entre la largeur équivalente de la raie Lyman $\alpha$  et le paramètre d'impact, ces auteurs concluent que la plupart des galaxies brillantes possèdent des halos de gaz de rayon de l'ordre  $160h^{-1}$  kpc et que toute la forêt Lyman $\alpha$  provient de ces halos.

Il faut toutefois noter que la plupart des raies en absorption utilisées ici ont  $W_r > 0,3 \text{ \AA}$ , alors que la majorité des raies de la forêt a une largeur équivalente inférieure (Morris et al. 1991, voir plus loin). D'autre part, l'anti-corrélation qui a été trouvée est due principalement aux systèmes métalliques qui ont des paramètres d'impact faibles et des largeurs équivalentes grandes. L'argument est donc un peu faible pour conclure de façon définitive. On pourrait plutôt suggérer prudemment qu'une fraction non négligeable des raies fortes ( $W_r > 0,3 \text{ \AA}$ ) de la forêt est associée d'une manière ou d'une autre à des galaxies. L'association directe à une galaxie a été recherchée de façon élégante dans un cas où il a été possible de déterminer la courbe de rotation du disque de la galaxie et de montrer que l'absorption avait une vitesse qui se trouvait sur la partie plate extrapolée de cette courbe (Barcons et al. 1995). Ceci dit, d'une part l'interprétation de telles observations est délicate, d'autre part un seul cas ne peut justifier une conclusion générale.

Le Brun et al. (1996), dans une étude similaire (magnitude limite  $m_r = 22,5$ ), déterminent le décalage spectral de 66 galaxies dans les domaines  $0,05 < z < 0,80$  et  $28 < \rho < 1200h^{-1}$  kpc. Ils trouvent 3 galaxies coïncidant avec des systèmes métalliques, 19 galaxies à moins de  $750 \text{ km s}^{-1}$  d'une absorption Lyman $\alpha$  et une seule galaxie ne donnant pas d'absorption ( $W_r < 0,3 \text{ \AA}$ ). Certaines des raies d'absorption sont plus faibles que dans l'étude précédente. Ces auteurs ne retrouvent pas l'anti-corrélation entre  $W$  et  $\rho$  pour l'ensemble de l'échantillon. Elle est marginale pour  $W_r > 0,25 \text{ \AA}$ . Le rapport entre le nombre de galaxies au même décalage spectral qu'une absorption et le nombre total de galaxies se trouvant à moins d'une distance  $D$  de la ligne de visée est égal à 1 et 0,65 pour  $D$  respectivement inférieure et supérieure à  $100h^{-1}$  kpc. Ce rapport reste constant au dessus de  $150h^{-1}$  kpc. Ceci, ajouté au fait qu'il n'y a pas de corrélation

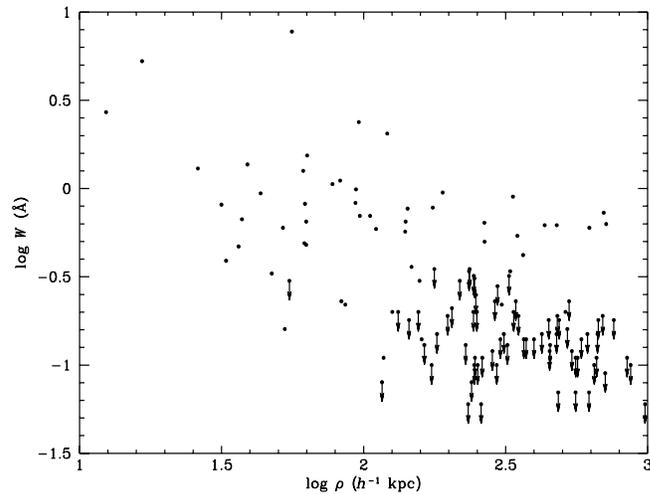


FIG. 8.2 – *Logarithme de la largeur équivalente de l'absorption Lyman $\alpha$  en fonction du logarithme du paramètre d'impact des galaxies se trouvant dans le champ. Les points indiquent les associations galaxie/absorbant, les valeurs supérieures indiquent des galaxies ne produisant pas d'absorption.*

entre la luminosité de la galaxie et le paramètre d'impact, fait penser aux auteurs qu'il faut plutôt parler de corrélation entre galaxies et absorbants plutôt que d'association étroite.

Deux raies Lyman $\alpha$  sans raies de métaux associées sont observées dans le spectre de 3C336 (Steidel et al. 1997). L'image HST très profonde du champ montre que, dans les deux cas, une galaxie se trouve au même décalage spectral à environ  $100h^{-1}$  kpc de la ligne de visée. Une des galaxie est une spirale brillante. Par contre l'autre est une naine irrégulière qui n'aurait pas été détectée dans les études faites depuis le sol. Il est donc possible que la proportion de raies associées aux galaxies soit plus grande que ce qui est déduit des études décrites précédemment. Toutefois encore une fois, les deux raies Lyman $\alpha$  dans 3C336 sont fortes ( $W_r > 0,5 \text{ \AA}$ ). D'autre part, il semble que les galaxies se répartissent en nappes au sein desquelles la dispersion de vitesse est faible (Cohen et al. 1996, Doroshkevich et al. 1998). Trouver une galaxie et une absorption au même décalage spectral n'implique donc pas forcément une association directe; le gaz et la galaxie pouvant tout simplement se trouver dans la même structure d'agrément culinaire.

Une étude plus importante est en cours. Les premiers résultats montrent que la plupart des raies ayant  $W_r > 0,3 \text{ \AA}$ , sont associées à des galaxies (voir Fig. 8.2) et que la fonction de corrélation galaxies/absorbants décroît très fortement lorsque la largeur équivalente diminue (Lanzetta et al. 1998).

A plus petit décalage spectral, les distances angulaires augmentent et il est difficile d'être

complet dans un champ. Bowen et al. (1996) déterminent le décalage spectral de 56 galaxies se trouvant à moins de  $500h^{-1}$  kpc de la ligne de visée de quasars. Ils ne conservent que les candidates les plus proches de la ligne de visée et celles qui se trouvent à moins de  $500 \text{ km s}^{-1}$  de l'absorbant quand il y en a un. Ils trouvent alors que 7 galaxies sur 38 ont une absorption associée ( $W_r > 0,3 \text{ \AA}$ ). Ils en concluent que, si l'on considère que les absorbants proviennent d'un halo entourant la galaxie, alors le facteur de couverture doit être de  $\sim 0,4$  pour tout le domaine  $100 < R < 300h^{-1}$  kpc et qu'il chute très fortement au delà. Ils ne trouvent pas de corrélation entre la largeur équivalente et le paramètre d'impact et plus de la moitié des galaxies ont une luminosité inférieure à  $L^*$ . Ils montrent que si toutes les galaxies avaient un halo de rayon 300 kpc alors le nombre de systèmes Ly $\alpha$  devrait être bien plus grand que ce qui est observé (Bahcall et al. 1993, 1996). Ces différents arguments les amènent à favoriser l'hypothèse que les absorbants ne sont pas directement associés aux galaxies détectées.

La plupart des lignes de visée observées par HST n'ont pas le S/B nécessaire à la détection de raies faibles ( $W_r < 0,24 \text{ \AA}$ ). La seule simulation numérique poursuivie jusqu'à  $z = 0$  (Riediger et al. 1998) prévoit toutefois qu'un grand nombre de raies faibles devrait être observé (voir Fig. 6.10). La ligne de visée de 3C273 ( $z_{\text{em}} = 0,12$ ) a été bien étudiée parce que le quasar est le plus brillant que l'on connaisse et par conséquent le spectre HST est de très haut rapport S/B (Morris et al. 1991, Bahcall et al. 1991). Dans ce spectre, 14 raies de largeurs équivalentes  $W_r > 27 \text{ m\AA}$  sont détectées dont seulement 2 avec  $W_r > 250 \text{ m\AA}$  et 5 avec  $W_r > 100 \text{ m\AA}$ . Morris et al. (1993) ont mesuré le décalage spectral des galaxies du champ et n'ont pas trouvé de corrélation entre ces galaxies et les absorbants (voir aussi Rauch et al. 1997a). D'autre part le long de la ligne de visée vers H1821+643, Tripp et al. (1998) détectent, à une largeur équivalente limite  $W_r = 50 \text{ m\AA}$ , une densité de raies par unité de décalage spectral égale à  $112 \pm 21$ , conforme aux résultats des simulations (voir Fig. 6.10). Ces observations tendent à favoriser le schéma introduit par les simulations, suivant lequel les raies d'absorption suivent les mêmes structures filamentaires où napeuses (du verbe mettre la nappe sur la table) que les galaxies, la plupart d'entre elles, et en particulier à faible densité de colonne, ne sont pas directement associées aux galaxies (voir Petitjean et al. 1995; Figs. 8.3, 6.7). Les détections de raies faibles dans des régions vides de galaxies (Stocke et al. 1995, Shull et al. 1996) tendent à corroborer cette idée. Ces derniers auteurs détectent 10 systèmes Ly $\alpha$  à moins de  $16000 \text{ km s}^{-1}$  de nous et de largeurs équivalentes comprises entre 26 et  $240 \text{ m\AA}$  dans 4 sources (des Seyfert brillantes proches). Trois sont situés dans des régions vides de galaxies, les plus proches galaxies détectées actuellement se trouvent respectivement à  $1,3$ ,  $3,2$ , et  $4,4h^{-1}$  Mpc des absorbants. Les sept autres absorptions sont associées à des murs mais pour trois d'entre elles, il n'y a pas de galaxie à moins de 1 Mpc de la ligne de visée. Ceci dit, il est possible que la galaxie absorbante soit de luminosité plus faible que la limite de détection des études actuelles.

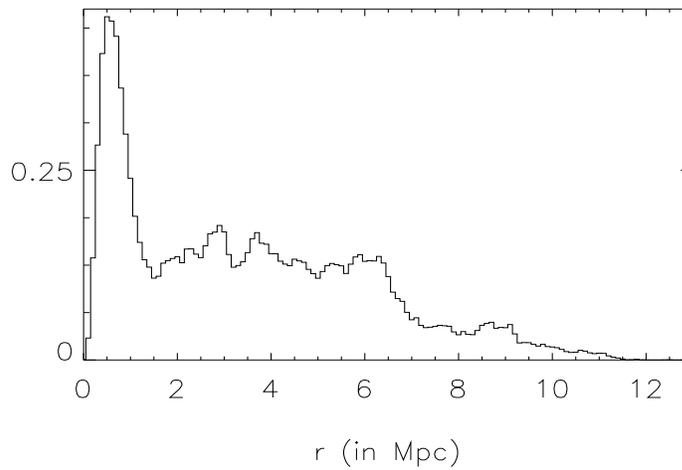


FIG. 8.3 – *Histogramme des distances entre les nuages Lyman $\alpha$  de densité de colonne  $N(\text{H I}) > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  et leur plus proche galaxie dans une simulation numérique (Petitjean et al. 1995). On voit qu'environ 25% de la forêt Lyman $\alpha$  se trouve à moins de 1 Mpc d'une galaxie; mais la plus grande partie de la forêt se trouve le long de structures filamentaires (voir Fig. 6.7).*

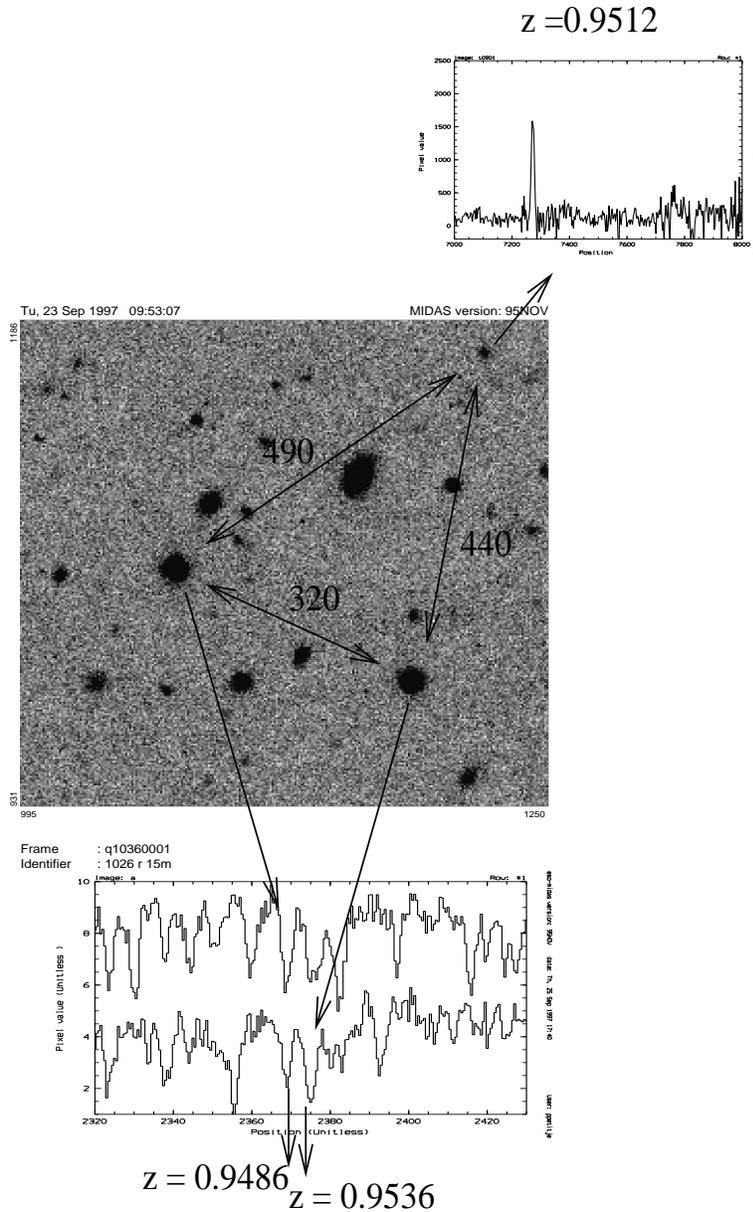


FIG. 8.4 – Détection d'une galaxie à  $z = 0,9512$  dans le champ de  $Q1026-0025A$  ( $z_{\text{em}} = 1.438$ ; situé dans le coin inférieur droit de l'image) et  $B$  ( $z_{\text{em}} = 1.526$ ; distant de  $A$  de  $36$  arcsec soit  $320h_{50}^{-1}$  kpc dans la direction NE). Le nord est en haut, l'est à gauche. Des absorptions Ly $\alpha$  sont détectées dans les spectres HST des quasars à  $z = 0,9486$  et  $0,9536$  dans  $A$  et  $z = 0,9486$  dans  $B$  (Petitjean et al. 1998). Les distances sont en kpc pour  $H_0 = 50$  km/s/Mpc et  $q_0 = 0$ .

## 8.3 SYSTÈMES LORENTZIENS

La densité de colonne des systèmes lorentziens est suffisamment grande pour qu'il soit probable qu'au moins une partie de ce gaz soit associée de près ou de loin aux régions de formation d'étoiles. Ces systèmes ont donc été utilisés comme des indicateurs de régions de formation d'étoiles à grands décalages spectral et l'émission Ly $\alpha$  attendue a été recherchée activement. Cette recherche est facilitée par l'extinction totale du spectre du quasar sur plus de 1000 km s<sup>-1</sup> par le nuage lui-même. On peut donc rechercher l'émission sans être gêné par le quasar qui est plus de cent fois plus brillant dans le continu adjacent.

Malgré des recherches acharnées et non dépourvues de rebondissements (pour Q0836+113 voir Hunstead et al. 1990, Wolfe et al. 1992, Lowenthal et al. 1995, Pettini et al. 1995), le nombre de détections est resté très faible. Que ce soit en spectroscopie longue fente (Foltz et al. 1986) ou en imagerie Fabry-Pérot (Smith et al. 1989, Deharveng et al. 1990), les limites obtenues sont inférieures à ce qu'on attendrait si les taux de formation d'étoiles étaient équivalents aux taux observés dans les galaxies spirales proches, si l'émission n'est pas atténuée par quelque processus que ce soit. Plus récemment Lowenthal et al. (1995) ont utilisé les deux techniques pour observer 11 systèmes à  $2 < z < 3,2$ . Ils ne détectent aucune émission supérieure à  $\sim 3 \times 10^{-17}$  erg/s/cm<sup>-2</sup> (limite à  $3\sigma$ ). En utilisant les conversions de Kennicutt (1983), on peut calculer que cela correspond à des taux de formation d'étoiles inférieures à 1 M $_{\odot}$  par an, ce qui est inférieur à ce qui est observé dans les galaxies Sc locales ( $\sim 10$  M $_{\odot}$  par an).

Une étude de Pettini et al. (1995), mais en spectroscopie à longue fente seulement, donne des limites identiques pour 21 systèmes sauf deux : Q0836+113 mais qui n'est pas détecté par Lowenthal et al. (1995); Q2059-360 mais pour un système très proche du quasar, cas similaire à Q0528-250 (Møller & Warren 1993), Q0151+048A (Fynbo et al. 1998) et Q2059-360 (Robertson & Leibundgut 1998). Dans ces quatre cas, le flux du quasar est suffisamment intense pour ioniser le gaz et expliquer l'émission Ly $\alpha$  sans que l'on ait besoin de formation d'étoiles. Un cas d'école peut être trouvé dans Petitjean et al. (1996b), pour lequel aucune émission n'est détectée dans un système lorentzien à  $z = 4,38$  alors qu'une forte émission est détectée au décalage spectral du quasar à  $z = 4,7$ . Les seules détections d'émission étroitement associée à un système sont celles de Djorgovski et al. (1996, 1998) dans Q2233+131 et DMS2247-0209 (Fig. 8.5).

Si on ne trouve que très peu d'émission dans l'environnement immédiat du système lorentzien, par contre on trouve parfois dans le même champ une émission à un décalage spectral proche de celui du système lorentzien mais à une distance du quasar supérieure à  $200h^{-1}$  kpc; comme autour de Q0000-2619 (Macchetto et al. 1993) et PHL957 (Lowenthal et al. 1991). Cela montre que les systèmes lorentziens, même s'ils n'émettent pas eux-mêmes, sont fortement corrélés aux galaxies (Wolfe 1993, Section 9.2.2).

Le peu de succès de ces recherches peut être dû (i) à la destruction de l'émission par de la poussière (Chen & Neufeld 1994); (ii) au fait que les sursauts de formation d'étoiles n'induisent

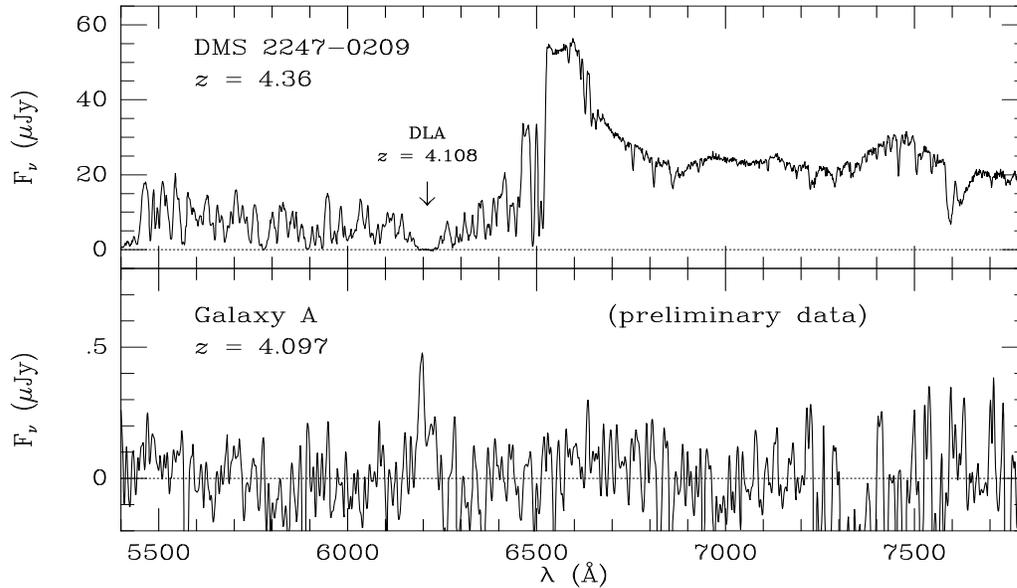


FIG. 8.5 – Spectres Keck du quasar DMS2247–0209 et de la galaxie associée se trouvant à environ 2 arcsec du quasar (Djorgovski 1998).

une forte émission que pendant une courte période (Charlot & Fall 1993; Valls-Gabaud 1993); (iii) à ce que l'émission pourrait s'échapper dans des directions privilégiées à cause de la présence d'un milieu inhomogène (Neufeld 1991). Il est à noter qu'un exemple local existe d'une région H II, I ZW 18, de faible métallicité dont le spectre contient de nombreuses raies d'émission alors que la raie Ly $\alpha$  n'est pas détectée (Kunth et al. 1994, voir aussi Deharveng et al. 1995 à  $z \sim 0,3$ ).

Ceci dit, la nature des systèmes lorentziens pourrait ne pas être ce que l'on croit.

Quoiqu'il en soit ces systèmes tracent sans nul doute des régions surdenses de l'Univers où la densité du gaz est suffisamment grande pour assurer un refroidissement rapide du gaz. Cette corrélation probable avec les halos massifs fait que les systèmes lorentziens sont des outils appréciés pour tenter de contraindre la masse contenue dans ces halos et son évolution. Il semble que bon nombre de modèles d'Univers n'arrivent pas à reproduire la trop grande masse contenue dans ces systèmes (e.g. Mo & Miralda-Escudé 1994, Kauffmann & Charlot 1994). Toutefois il est permis de penser que l'étape consistant à passer du nombre de halos et de leur masse calculés dans les modèles au nombre observé de systèmes n'est pas parfaitement comprise. Il est souvent admis que les systèmes lorentziens sont produits par du gaz dense et froid. Il a pourtant été montré (voir Petitjean et al. 1992) que la majorité de ces systèmes provient de gaz neutre certes mais de densité  $n < 0,1 \text{ cm}^{-3}$  et chauffé à des températures supérieures à  $10^4 \text{ K}$ . Ce type de gaz pourrait se trouver dans des halos de masse beaucoup plus faible que ce qui est envisagé habituellement. (voir aussi Khersonsky & Turnshek 1996; voir aussi un cas de système

lorentzien à  $z = 0,656$  qui n'est pas détecté dans une image HST pourtant très profonde, Steidel et al. 1997).

De toute façon l'intensité de la raie Lyman $\alpha$  semble difficile à interpréter. L'esprit toujours pétillant de l'observateur adjoint émérite de première classe ne peut s'en satisfaire. Que pourrait il donc bien faire pour apaiser l'angoisse qui l'étreint ? Eh bien en chercher d'autres, des raies, mais c'est bien sûr ! Et le voici qui se tourne vers les détecteurs infrarouges toujours plus performants surtout qu'il a vu ses petits camarades se jeter déjà sur la proie juteusement tentatrice (Elston et al. 1991, Hu et al. 1993, Bunker et al. 1995). Nous irons donc nous aussi dans l'infrarouge rechercher ces raies si le ciel nous en laisse un peu.

Il a souvent été affirmé que les systèmes lorentziens étaient les progéniteurs des disques des galaxies spirales que l'on voit aujourd'hui (e.g. Wolfe 1995). Les arguments principaux sont que (i) la masse dans ces systèmes à  $z \sim 2$  est équivalente à la masse que l'on observe aujourd'hui dans les étoiles; (ii) leur dimension sont supérieures à 10 kpc; (iii) la cinématique du gaz est cohérente avec celle d'un disque en rotation (Wolfe 1995, Prochaska & Wolfe 1996, 1997).

Pourtant, l'indication sur leur dimension  $> 8h^{-1}$  kpc ne provient que d'un seul système vu en absorption 21 cm à  $z = 2,04$  dans la ligne de visée de PKS0458-020 (Briggs et al. 1989); très peu de systèmes lorentziens ont une absorption 21 cm et même si ce système émane d'un disque, il n'est pas forcément représentatif de l'ensemble de la population. S'il est très difficile de détecter en émission l'objet responsable des systèmes lorentziens à grand décalage spectral, il est raisonnable de penser que cela doit être plus facile à plus bas décalage spectral. En outre, en utilisant le Télescope Spatial, on peut sonder les régions très proches de la ligne de visée du quasar. L'absorbant a toutes les chances de se trouver en projection très près du quasar car la grande densité de colonne est la signature des régions centrales de l'objet. Au sol, l'image du quasar étant élargie par l'atmosphère, elle se superpose à l'image de l'absorbant et, de par son intensité, empêche de le détecter. Il y a quelques contre-exemples mais très rares (Steidel et al. 1994, Petitjean et al. 1996c). Si les systèmes lorentziens sont des disques à  $z \sim 2$ , alors ils doivent être associés à des galaxies de morphologie bien définie à plus bas  $z$ . Le Brun et al. (1997) ont obtenu l'imagerie HST de champs dans lesquels se trouvent 8 systèmes lorentziens. Ils détectent 3 galaxies spirales, 3 objets compacts et 2 objets amorphes. Le décalage spectral de ces objets n'est pas connu et on ne peut pas être sûr que ce sont là les contreparties des systèmes d'absorption mais en tout cas, il est clair que la majorité des systèmes lorentziens ne provient pas de galaxies spirales.

L'étude de la cinématique du gaz dans les systèmes lorentziens a été abordée par Turnshek et al. (1989). Même si les données sont de basse résolution spectrale, il est tout de même montré que les systèmes sont le plus souvent constitués d'une phase quiescente de basse ionisation entourée par une phase turbulente de plus haute ionisation. Les données récentes du télescope Keck permettent d'observer cette cinématique avec précision (Wolfe 1995, Prochaska & Wolfe 1996, 1997). Ces auteurs observent que les absorptions de faible ionisation (Fe II, Zn II) présentent une extension disymétrique, soit dans le bleu soit dans le rouge de la composante principale.

Ils interprètent ces observations comme la mise en évidence de mouvements de rotation dans un disque. Des modèles montrent effectivement que ces profils de raies peuvent s'expliquer si la ligne de visée traverse un disque en rotation. Un des problèmes toutefois est que le disque doit être très épais. D'autre part, même si l'interprétation de la cinématique était bonne, cela ne voudrait pas dire que le disque correspondant est le disque massif d'une proto-galaxie spirale (voir e.g. Haehnelt et al. 1998). En effet, la même interprétation avait été proposée par Lanzetta & Bowen (1992) pour expliquer la cinématique du système Mg II à  $z_{\text{abs}} = 0,39498$  dans Q1229–021; Le Brun et al. (1997) propose au contraire, à partir de l'image HST du champ, que l'absorbant soit une galaxie de faible luminosité ( $L < L^*$ ) et faible surface de brillance. De toute façon il est fort probable que *certain*s systèmes lorentziens à grand décalage spectral, *mais pas tous*, soient produits par des disques proto-galactiques ou galactiques dans lesquels le gaz a des mouvements ordonnés. Une étude statistique d'un ensemble significatif de systèmes est nécessaire pour tirer des conclusions sur l'ensemble de la population sous-jacente.

# 9

## CORRÉLATIONS

*”Rien n’est plus semblable à l’identique  
que ce qui est pareil à la même chose.”*

On sait que les galaxies ne sont pas réparties aléatoirement dans l’espace et se regroupent en amas, filaments ou encore en murs délimitant de grands vides. L’étude de la distribution de la matière dans l’Univers est donc de première importance pour la cosmologie. La forêt Lyman $\alpha$ , et les absorbants en général, représentent un outil incontournable dans l’étude du regroupement de la matière (clustering en langage médiéval). Par rapport à d’autres objets, les nuages Lyman $\alpha$  sont nombreux (si on les compare aux galaxies détectées à  $z > 1$ ) et standards (si on les compare aux quasars). En outre il est possible d’étudier la distribution spatiale de la matière dans tout le domaine de décalage spectral  $0 < z < 5$ .

On peut envisager d’étudier la corrélation des raies, soit à une dimension, le long des lignes de visée (en combinant le plus grand nombre de lignes de visée); soit perpendiculairement à la ligne de visée (éventuellement à 3D) en utilisant les spectres de paires de quasars ou de regroupements de quasars voisins dans le ciel.

## 9.1 CORRÉLATION SUR LA LIGNE DE VISÉE

La plupart des auteurs utilisent la fonction de corrélation à deux points,  $\xi$ , définie comme l'excès, dû au regroupement, par rapport à une distribution aléatoire, de la probabilité  $dP$  de trouver un objet (ici un nuage Lyman $\alpha$ ) dans un volume  $dV$  à une distance  $r$  d'un autre nuage :

$$dP = \Phi(z)dV[1 + \xi(r)] \quad (9.1)$$

où  $\Phi$  est la densité spatiale moyenne de nuages. Cet estimateur a l'incomparable avantage d'être directement accessible. Il ne peut être utilisé que sur des échelles petites par rapport à la taille du domaine couvert par les données.

En pratique, on détermine le décalage spectral des raies. On n'a donc pas accès directement à la distance comobile  $r$ . On utilise la fonction de corrélation en vitesse, que l'on peut estimer en dénombrant les raies,

$$\xi_v = \xi(\Delta v) = \frac{N_{obs}(\Delta v)}{N_{exp}(\Delta v)} - 1 \quad (9.2)$$

avec  $N_{obs}$  et  $N_{exp}$  les nombres de paires respectivement observées et attendues pour une distribution aléatoire, ayant une séparation en vitesse  $\Delta v$ , vitesse d'un nuage dans le référentiel du second, que l'on peut écrire pour les petites séparations (sinon utiliser Eq. 3.4),

$$\Delta v = \frac{c(z_2 - z_1)}{1 + (z_1 + z_2)/2} \quad (9.3)$$

On peut estimer  $\xi_v$  en utilisant les fonctions de probabilité de voisinage (bon ou mauvais, voir Meiksin & Bouchet 1995).

La fonction d'autocorrélation à 3D des nuages,  $\xi_r$ , est reliée à  $\xi_v$  par,

$$\xi_v = \int_0^\infty H dr \xi_r P(r|\Delta v) \quad (9.4)$$

où  $P(r|v)dv$  est la probabilité d'avoir une différence de vitesse comprise entre  $\Delta v$  et  $\Delta v + dv$  pour une paire de nuages séparés d'une distance  $r$  le long de la ligne de visée.

Evidemment le signal donné par la fonction  $\xi_v$  est, à petites échelles, la juxtaposition du signal de regroupement (surplus d'objets à une distance  $r = v/H$ ) et de celui correspondant aux mouvements particuliers des nuages dus par exemple à la gravitation. Ces mouvements peuvent être très importants surtout si les nuages font partie de halos massifs dont le centre est le lieu d'une intense activité de formation d'étoiles.

Suivant Heisler et al. (1989) et Cristiani et al. (1995), on peut dans une première approche supposer que les mouvements particuliers sont gaussiens par rapport au flot de Hubble; et que

la fonction  $\xi_r$  est semblable à celle obtenue pour les galaxies proches,  $\xi_r = (r/r_o)^{-\gamma}$ ,

$$\xi_v \sim (2\pi)^{-0,5} \int_{r_{cl}}^{\infty} \frac{H dr}{\sigma} \left(\frac{r}{r_o}\right)^{-\gamma} \times \left\{ \exp\left[-\frac{(Hr - v)^2}{2\sigma^2}\right] + \exp\left[-\frac{(Hr + v)^2}{2\sigma^2}\right] \right\} \quad (9.5)$$

On n'intègre pas jusqu'à zéro, outre parce que l'intégrale diverge (...), parce que le nuage a un rayon  $r_{cl}$  qui peut ne pas être négligeable (ça tombe bien..., Section 6.5). A petites échelles,  $v \gg Hr$  puisque les distances sont petites et les mouvements particuliers grands, et  $\xi_v$  est une gaussienne de largeur  $\sigma$  dont la hauteur dépend du rayon des nuages.

### 9.1.1 Les systèmes métalliques

La fonction de corrélation des systèmes métalliques est difficile à obtenir du fait du faible nombre de systèmes détectés par unité de décalage spectral. La première étude d'envergure a été faite par Sargent et al. (1988a, b) qui trouvent que les systèmes C IV ont un signal de regroupement très fort sur des échelles de vitesses inférieures à 600 km s<sup>-1</sup> mais qu'ensuite il n'y a pas de signal. Les petites échelles ont été étudiées à plus grande résolution spectrale (Petitjean & Bergeron 1990, 1994). On constate que les raies se scindent en sous-composantes. Si l'on continue à considérer chaque sous-composante comme un système alors on a un très fort signal de regroupement qui peut être décomposé en deux gaussiennes. L'une de largeur  $\sim 100$  km s<sup>-1</sup> et qui est très certainement due aux mouvements de nuages au sein d'un halo (voir Eq. 9.5) et l'autre de largeur  $\sim 350$  km s<sup>-1</sup> qui est interprétée comme le commencement de la fonction de corrélation des halos entre eux. Toutefois, ces études ont été faites, du fait du faible nombre de systèmes, dans un domaine de décalage spectral très large. Il est possible que les deux gaussiennes reflètent un effet d'évolution. Les halos pourraient avoir une dispersion de vitesse diminuant avec le temps (voir Churchill et al. 1996).

Quoiqu'il en soit, le cas des systèmes métalliques, qui sont bien séparés les uns des autres, montre l'importance de distinguer dans la fonction de corrélation en vitesse, les mouvements particuliers du signal dû à la fonction de corrélation spatiale.

Récemment, des métaux ont été détectés dans une partie de la forêt Lyman $\alpha$  (Section 6.6). Les raies métalliques sont faibles et, du fait de la masse de l'élément donnant lieu à l'absorption, sont plus étroites que les raies de l'hydrogène associées. De ce fait, les sous-composantes du même système sont séparées plus facilement dans les raies métalliques que dans la raie Lyman $\alpha$ . Fernández-Soto et al. (1996) ont étudié le regroupement de ces raies C IV. Insistons sur le fait que c'est une étude d'ions métalliques mais à beaucoup plus faible densité de colonne que ce qui a été décrit au début de ce paragraphe. D'autre part, ces raies appartiennent à des systèmes de densité de colonne,  $\log N(\text{H I}) \sim 14,5-15$ , bien plus faible que celle des systèmes métalliques

( $\log N(\text{H I}) > 16$ ) mais toutefois plus grande que la moyenne des densités de colonne mesurées dans la forêt ( $\log N(\text{H I}) < 14$ ). Ce sont donc des systèmes qui pourraient être à la transition entre deux populations. Il est bon de rappeler ce fait car les auteurs de cette étude considèrent ces raies comme représentatives de la forêt. Il y a certes des arguments pour cela : (i) les raies de C IV se scindent en sous-composantes indiquant que la raie Lyman $\alpha$  est également un mélange de plusieurs composantes, chacune de moindre densité de colonne; (ii) les abondances que l'on dérive (à partir de modèles de photoionisation) dans ces systèmes sont de l'ordre de  $10^{-2,5} Z_{\odot}$  donc plus faibles que dans les systèmes métalliques classiques.

Bien entendu on trouve que le signal de regroupement est très fort sur des échelles  $v < 200 \text{ km s}^{-1}$ . Les auteurs omettent toutefois de comparer leurs résultats à ceux de Petitjean & Bergeron (1994) où ils auraient pu voir que le signal qu'ils obtiennent est du même ordre que celui des systèmes métalliques classiques. Néanmoins ces auteurs extrapolent leurs résultats à plus faible densité de colonne, et donc à toute la forêt, en montrant que toute raie de densité de colonne  $\log N(\text{H I}) > 14$  peut être décomposée en raies de densité de colonne  $\log N(\text{H I}) < 14$ . Ils concluent que la fonction de corrélation des nuages Lyman $\alpha$  a un signal très important en dessous de  $250 \text{ km s}^{-1}$ , décroissant toutefois avec la densité de colonne, et que ses propriétés sont compatibles avec celles attendues pour la fonction de corrélation des galaxies à grand  $z$ .

On peut faire remarquer que la décomposition de raies fortes en raies faibles peut toujours être invoquée et cela ne justifie en rien l'extrapolation à faible densité de colonne. Il est très probable que les raies avec  $\log N > 14$  soient formées de sous-composantes comme tout nuage de grande extension. Ce qui nous intéresse ici ce n'est pas la structure interne de ces nuages mais les propriétés de regroupement des nuages les uns par rapport aux autres. On est confronté à nouveau à deux visions de la forêt. Soit ce sont de grands nuages (ou complexes) indépendants dans lesquels la cinématique des sous-composantes (plutôt des inhomogénéités) est dominée par les processus hydrodynamiques; soit chaque composante est un petit nuage indépendant et la cinématique de l'ensemble des nuages a toujours été dominée par la gravité. Les auteurs implicitement se placent dans le cadre de la deuxième hypothèse. Toutefois votre serviteur a tendance à émettre (systématiquement !) l'autre. Dans cet autre cadre on peut simplement dire que les systèmes tels que  $\log N > 14$  sont très similaires aux systèmes métalliques classiques. Le fait que la fraction de raies dans lesquelles on trouve des métaux (à la limite de détection actuelle) diminue avec la densité de colonne (Cowie et al. 1995, Rauch et al. 1997a) tend plutôt à soutenir l'hypothèse précédemment émise que la transition entre les systèmes métalliques et la forêt Lyman $\alpha$  se situe dans le domaine  $14 < \log N(\text{H I}) < 15$ . Un argument supplémentaire vient de la présence de la discontinuité dans la distribution des densités de colonne pour une densité de colonne du même ordre (Kim et al. 1997, Section 6.3).

### 9.1.2 La forêt Lyman $\alpha$

L'étude du regroupement des raies Lyman $\alpha$  a une longue histoire dont les rebondissements ne sont pas près de s'amortir. Plusieurs études indiquent qu'aucune corrélation n'est détectée sur des échelles de vitesse comprises entre 300 et 3000 km s<sup>-1</sup>. (Sargent et al. 1980, 1982, Bechtold 1987, Webb & Barcons 1991). A plus petite échelle ( $\Delta v = 50\text{--}300$  km s<sup>-1</sup>), certains ont affirmé avoir détecté un signal (Webb 1987, Rauch et al. 1992, Chernomordik 1995, Cristiani 1995); d'autres non (Pettini et al. 1990, Strengler & Webb 1993). Il est très difficile de savoir exactement pourquoi des résultats si différents ont été et sont encore obtenus. Il semble que les propriétés de regroupement varient d'une ligne de visée à l'autre. Il faut être conscient que cette variation, qui à premier abord pourrait choquer notre principe premier d'homogénéité édifié en béton armé double densité par notre système scolaire cartésien, n'est pas si étonnante que ça car le domaine spectral couvert par chaque ligne de visée n'est pas assez grand pour avoir un nombre suffisant de raies et est trop grand pour échapper aux effets d'évolution. En effet, la mesure ne peut être faite qu'entre les raies d'émission Ly $\beta$  et Ly $\alpha$  car en dessous de Ly $\beta$ , la forêt Lyman $\alpha$  est polluée par la forêt Lyman $\beta$ . Pour un quasar à  $z = 3,5$ , l'intervalle de décalage spectral étudié est environ 2,8 – 3,4 comme il y a environ 90 et 350 raies par unité de décalage spectral de densité de colonne respectivement  $\log N(\text{H I}) > 13$  et 14, on a, sur une ligne de visée, un ensemble de respectivement 54 et 210 raies. C'est suffisant pour faire une étude mais insuffisant pour rendre la ligne de visée parfaitement représentative de l'ensemble de la population surtout si l'on s'attend à ce que cette distribution soit fortement inhomogène et qu'elle varie fortement avec le décalage spectral (voir Bajtlik 1995).

Une des études récentes les plus intéressantes est celle de Cristiani et al. (1997). Ces auteurs ont rassemblé un ensemble de 1600 raies observées dans 15 lignes de visée et se trouvant dans le domaine de décalage spectral 2,8 – 4,12. Pour les raies  $\log N(\text{H I}) > 14$ , ils trouvent un fort signal pour  $\Delta v < 200$  km s<sup>-1</sup> (voir Fig. 9.1). La fonction  $\xi_v$  est bien reproduite pour un modèle décrit par l'Eq. 9.5 avec  $\gamma = 1,77$ ,  $\sigma = 50$  km s<sup>-1</sup>,  $r_{\text{cl}} = 90h^{-1}$  kpc et  $r_o = 125h^{-1}$  kpc à  $z = 3$ . Il semble qu'il y ait une diminution du signal de corrélation avec l'augmentation du décalage spectral, de  $\xi_v \sim 1 \pm 0,3$  à  $z \sim 2,4$  à  $\xi_v \sim 0 \pm 0,2$  à  $z \sim 3,8$  pour  $\log N(\text{H I}) > 13,8$ . Ils trouvent également que le signal dans le premier intervalle de vitesse (bin en langage troglodite,  $\Delta v = 100$  km s<sup>-1</sup>) augmente avec la densité de colonne de 0,3 pour  $\log N(\text{H I}) > 13,7$  à 2,5 pour  $\log N(\text{H I}) > 15$  (voir Fig. 9.2). Ce dernier résultat suggère aux auteurs une relation continue (voire une nature unique) entre la forêt Lyman $\alpha$  et les systèmes métalliques. Si la continuité ne fait pas de doute, on pourrait toutefois penser qu'il existe deux populations de nuages, l'une associée aux structures filamenteuses de la matière noire donc aux régions de densité élevée (d'où  $\log N(\text{H I}) > 14$ ), de propriétés de regroupement importantes et, du fait de la proximité des régions de formation d'étoiles, pouvant contenir des métaux (voir Section 6.6); l'autre dispersée parmi les régions sous-denses, possédant des densités de colonne, des propriétés de regroupement et des métallicités plus faibles (Riediger, Petitjean & Mucket, 1998).

Il ne semble pas qu'il y ait d'anti-corrélation sur des échelles de 3 à  $6h^{-1}$  Mpc contrairement

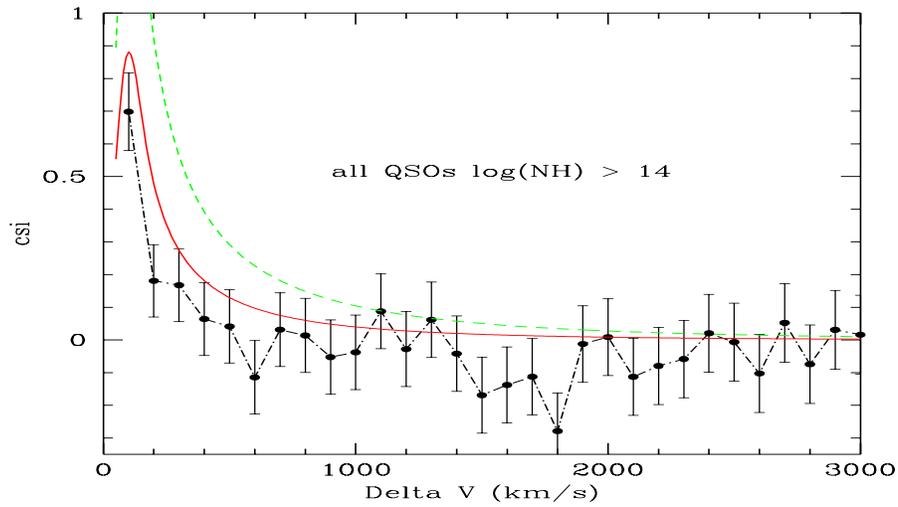


FIG. 9.1 – Fonction de corrélation à deux points dans l'espace des vitesses (Cristiani et al. 1997). On voit que les nuages de la forêt de densité de colonne  $\log N(\text{H I}) > 14$  sont très fortement corrélés sur des échelles inférieures à  $100 \text{ km s}^{-1}$ , ce qui en fait pourrait refléter la structure interne de ces nuages.

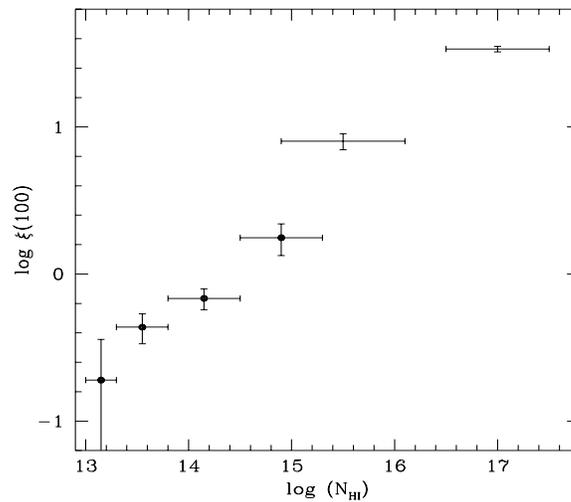


FIG. 9.2 – Variation de l'amplitude de la fonction de corrélation avec la densité de colonne en  $\text{H I}$  (Cristiani et al. 1997).

à ce qui a été affirmé par Meiksin & Bouchet (1995) et suggéré par Hu et al. (1995). Meiksin & Bouchet (1995) avaient déjà montré que cette anti-corrélation n'était détectée que dans une seule ligne de visée. Quoique statistiquement significative dans cette ligne de visée, elle ne semble pas être présente dans l'ensemble de la population (voir aussi Salmon & Hogan 1986).

## 9.2 GRANDES STRUCTURES

### 9.2.1 Sur-densités et sous-densités de raies

Les observateurs ont toujours été tentés de rechercher dans les spectres de quasars des régions où aucune raie n'est détectée. On cherche un défaut de raies par rapport à la population observée dans le spectre. De telles régions ont été trouvées où l'absence de raies (à une largeur équivalente limite donnée) semble statistiquement significative (Crofts 1989, Dobrzycki & Bechtold 1991, Cristiani et al. 1997) mais elles sont rares (voir Table 2 de Cristiani et al. 1997). Les dimensions sont de l'ordre de 15 à 20 Mpc et leur facteur de remplissage ne doit pas excéder 5% (Carswell & Rees 1987). Ce résultat est en accord avec l'idée, émanant des simulations, que le gaz Lyman $\alpha$  de plus grande densité pourrait être confiné par les filaments qui traversent les régions vides de galaxies.

Des surdensités de raies sont notées dans la forêt Lyman $\alpha$  dans 5 quasars par Cristiani et al. (1997) avec des dimensions de l'ordre de 10 à 50 Mpc qui pourraient être les contreparties gazeuse de structures comparables à celles que l'on observe dans la distribution des galaxies (un exemple est donné dans la figure Fig. 9.3). Toutefois les surdensités de raies les plus remarquables sont celles des raies métalliques que l'on trouve dans certaines lignes de visée. Ces regroupements sont d'autant plus étonnants que les systèmes métalliques sont plus de dix fois moins nombreux que les systèmes de la forêt. Quashnock et al. (1998) indiquent sept regroupements de plus de 4 systèmes C IV dans moins de  $100h^{-1}$  Mpc comobiles à des décalages spectraux compris entre 1,3 et 2,9. Deux se trouvent sur la même ligne de visée (Q 2126–158) et deux autres correspondent à deux lignes de visées proches (Tol 1037–270 et Tol 1038–272; voir Lespine & Petitjean 1997). Étant donné la rareté de ces regroupements, on peut toujours émettre l'hypothèse qu'au moins une partie de ces systèmes pourraient être associée au quasar lui-même (e.g. Boissé 1987). L'idée peut paraître étonnante quand on sait que ces systèmes sont des systèmes à raies étroites et que la différence de vitesse entre le quasar et l'absorbant est supérieure à  $20000 \text{ km s}^{-1}$ . Cela l'est moins quand on sait (i) qu'il pourrait exister une transition entre les systèmes à raies larges et les systèmes à raies étroites associés au quasar; (ii) que des systèmes à raies larges, ayant les mêmes caractéristiques que les systèmes associés aux quasars et détachés du quasar, ont été trouvés récemment (Jannuzi et al. 1996). Il faut donc étudier ces systèmes dans le détail pour démontrer que le gaz ne peut pas être associé au quasar, ce qui a été fait uniquement pour Tol 1037–270 (Lespine & Petitjean 1997).

### 9.2.2 Lignes de visée proches

Pour confirmer la présence d'une sur-densité d'objets devant certains quasars, on peut chercher à identifier ces objets par l'imagerie (voir pour certains cas Aragón-Salamanca et al. 1994).

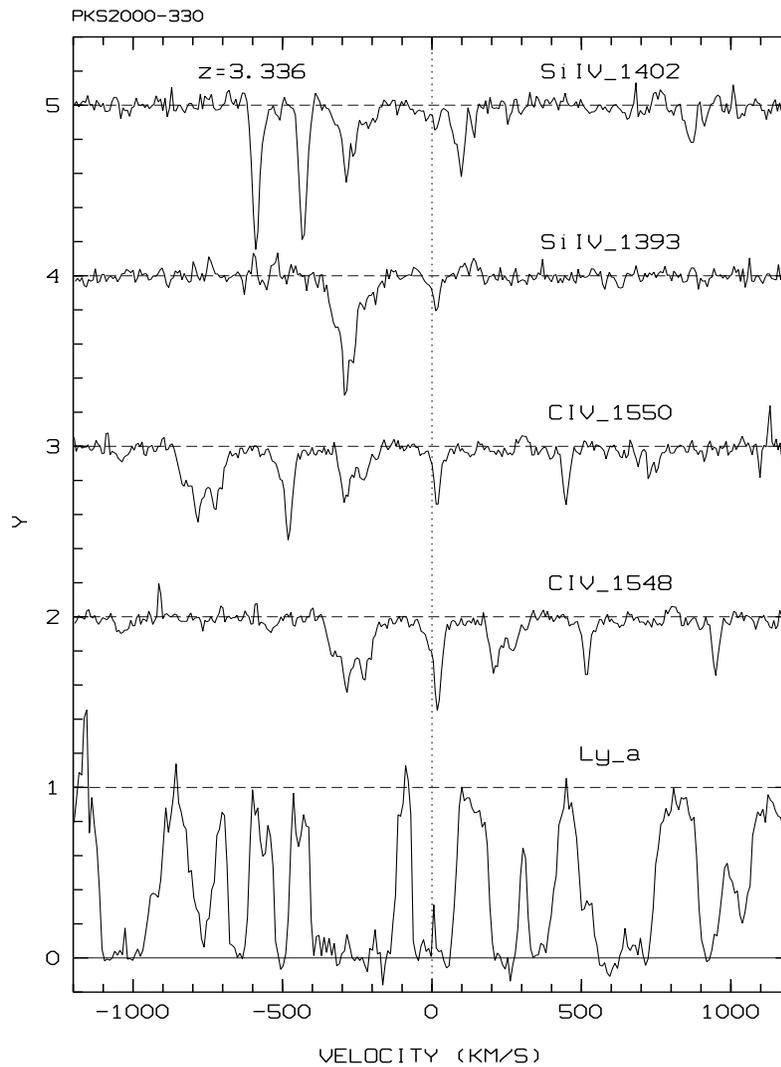


FIG. 9.3 – Regroupement de raies  $Ly\alpha$  fortes à  $z \sim 3,336$  sur la ligne de visée de PKS2000–33 (Petitjean et al., en préparation) dans une échelle de vitesse. Les domaines du spectre dans lesquels il faut rechercher les absorptions C IV et Si IV correspondantes, si elles existent, sont également montrés. Outre le système à  $V \sim 0$  km/s, le système très faible à  $V \sim -1000$  km/s devrait soulever l'enthousiasme. Dans le cas contraire, on est prié de reposer le volume de suite. On pourra noter que ces données obtenues au NTT sont équivalentes à des données Keck.

On se doute que c'est là un projet d'envergure car il est difficile actuellement de détecter les galaxies à  $z \sim 2$  (voir les techniques utilisées par Francis et al. 1996, qui observent un groupe de galaxies à 2,38).

On peut également chercher à obtenir les spectres de quasars proches les uns des autres sur le ciel pour étudier les éventuelles coïncidences d'absorptions dans les différents quasars. Le nombre de quasars brillants étant faible, ces regroupements de quasars sont peu nombreux. Ces études pourront par contre être généralisées avec les grands télescopes qui permettront d'obtenir les spectres de quasars plus faibles et donc de densité surfacique plus grande (Petitjean 1997). Ici nous ne discutons que les ensembles de lignes de visée ayant des séparations supérieures à 2 arcmin; pour les cas à plus faibles séparations, qui permettent d'étudier plutôt les dimensions des objets, on se reportera à la Section 6.5.

Pour les systèmes C IV, deux champs ont été étudiés, autour de Tol 1037-2703 (Dinshaw et Impey 1996) et dans la direction du pôle galactique sud (Williger et al. 1996). Le premier regroupement de quasars a été étudié par un bon nombre d'auteurs (Jakobsen et al. 1986, Cristiani et al. 1987, Sargent & Steidel 1987, Jakobsen & Perryman 1992). Dinshaw & Impey (1996) ont obtenu des spectres à haute résolution de quatre quasars dans le champ et en particulier de la paire Tol 1037-2704 et Tol 1038-2712 qui sont deux des quasars brillants (17,4 et 17,9) séparés par 17 arcmin soit  $4,3h^{-1}$  Mpc à  $z \sim 2,1$ ; les deux autres sont approximativement à 40 et 120 arcsec de la paire. Les deux lignes de visée de la paire sont remarquables non seulement par le grand nombre de systèmes C IV observés dans chacune d'elles mais également par les coïncidences de systèmes. Pour l'ensemble des systèmes détectés, il y a un fort signal de regroupement aux échelles  $< 1000 \text{ km s}^{-1}$  et un signal significatif pour des échelles  $< 10000 \text{ km s}^{-1}$ . Notons que le gaz ne peut pas être associé au quasar (Lespine & Petitjean 1997). Les deux études précédentes concluent à la présence d'une surdensité d'objets de dimensions  $\sim 10 \times 30 \times 80 h^{-3} \text{ Mpc}^3$ , structure qu'il faudrait détecter directement !

Dans le second cas, il y a 25 quasars brillants ( $m > 18$ ) dans un degré carré dans le domaine de décalage spectral 1,5–3,4 (découvert par Hazard comme d'habitude et si vous voulez la référence, faut lui demander). Les auteurs rejettent l'hypothèse que les absorbants C IV sont répartis au hasard sur des échelles de 15 à  $35h^{-1}$  Mpc comobile. Il y auraient deux groupes d'absorbants à  $z \sim 2,3$  et 2,5 sous-tendant respectivement  $\sim 13 \times 5 \times 21 h^{-3} \text{ Mpc}^3$  et  $\sim 7 \times 1 \times 15 h^{-3} \text{ Mpc}^3$ .

Notons également que Foltz et al. (1993) trouvent une surdensité de systèmes C IV dans le champ de PKS 0237–233 et le domaine de décalage spectral 1,57–1,69 (six quasars observés). Enfin, Francis et al. (1993) ont découvert deux systèmes lorentziens à  $z = 3,23$  et 3,18 dans deux lignes de visée séparées par 8 arcmin soit  $18h^{-1}$  Mpc comobiles.

Toutes ces observations montrent que, même si le sujet n'en est qu'à ses balbutiements (nous attendons les 8 m), il semble bien que des structures existent à  $z > 2$  et que les absorbants représentent un des outils les plus puissants pour les étudier.

### 9.2.3 Utilisation de catalogues

La structuration des systèmes métalliques a également été étudiée en utilisant des catalogues de tous les systèmes connus. Le problème majeur est qu'il est très difficile de contrôler la qualité du catalogue, les données utilisées provenant de sources extrêmement différentes, que ce soit en résolution ou en rapport S/B, et donc en limite de détection.

L'intérêt de cette approche est toutefois de faire abstraction des cas particuliers que peuvent représenter telle ou telle ligne de visée ou tel ou tel champ. On sait (voir Section 9.1.2) que les propriétés de regroupement varient considérablement d'une ligne de visée à l'autre et que pour atteindre les propriétés de la population sous-jacente, un grand nombre de lignes de visée doit être utilisé.

Tytler et al. (1993) avaient déjà analysé l'ensemble des 238 systèmes Mg II connus à l'époque sans trouver trace de signal. Mais l'échantillon était manifestement trop petit. York et al. (1991) puis Vanden Berk et al. (1996, 1998) ont collecté tous les systèmes décrits dans la littérature. Ils en comptent plus de 2200 dans 500 lignes de visée. Ils analysent la structuration des systèmes et trouvent un signal sur des échelles plus petites que  $100h^{-1}$  Mpc, constant de  $z = 1,7$  jusqu'à  $z = 3$  (Quashnock et al. 1996, 1998).



# 10

## CONCLUSION

Ces dernières années ont vu un accroissement considérable de l'information sur les raies d'absorption dans le spectre des quasars, en particulier grâce à l'amélioration de la sensibilité des instruments, permettant l'observation à résolution spectrale toujours plus grande mais également grâce à l'élargissement du domaine spectral qu'il est possible d'investiguer. On s'est ainsi aperçu que ces absorptions correspondent à la seule signature qui permette de révéler les objets qui seraient indétectables autrement tels que les nuages intergalactiques, certes anodins, mais renfermant la quasi totalité des baryons à grand décalage spectral. De surcroit, un modèle cohérent de la distribution spatiale de la matière baryonique dans l'Univers a émergé de la confrontation des observations des raies d'absorption et des résultats de simulations numériques à  $N$ -corps. Ces simulations incluent une description de l'état physique du gaz (photo-ionization et hydrodynamique) qui apparaît être confiné principalement par le potentiel gravitationnel de la matière noire. Il est ainsi possible de suivre l'évolution cosmologique du milieu inter-galactique et plus spécialement de la forêt Lyman- $\alpha$ . Il est apparu que la distribution spatiale des nuages de la forêt suit la structuration filamentaire de la matière noire, dont les noeuds sont les lieux où se forment de façon préférentielle les galaxies. Les simulations ont également confirmé que la forêt Lyman- $\alpha$  contient à grand décalage spectral une quantité de baryons très proche des prédictions de la théorie de nucléosynthèse primordiale. Elle constitue donc un réservoir de gaz qui alimente la formation des étoiles et des galaxies.

Etudier la distribution spatiale du gaz absorbant à grand décalage spectral est donc un moyen unique de mettre en évidence les structures de l'Univers et de suivre leur évolution cosmologique. Si on observe des lignes de visée indépendantes, on n'a accès qu'à la structuration à une dimension qui mélange la structure cinématique locale de l'objet (nuages au sein d'un même halo) et la structure spatiale (flot de Hubble). Il est très difficile de faire la part de ces deux informations. Par contre, en observant plusieurs lignes de visée adjacentes, on peut étudier la corrélation des absorptions le long des différentes lignes de visées et caractériser, si le nombre de lignes de visée est suffisant, la structuration à trois dimensions. C'est sans doute là l'un

des projets les plus excitants, celui de cartographier l'Univers en trois dimensions jusqu'à de grands décalages spectraux. Pour cela, un grand nombre de quasars doit être observé. Les observations faites dans le cadre du "Sloan survey" ou du relevé VIRMOS vont permettre la détection d'environ 100000 quasars à magnitude  $m_V < 19$ , ce qui constituera une base unique pour l'étude statistique des corrélations spatiales. D'autre part, la recherche et l'observation de quasars dans un champ réduit jusqu'à des magnitudes  $m_V \sim 21$ , ce qui donne une densité de 33 quasars par degré carré, devrait permettre l'étude directe des structures spatiales du gaz. Ce genre de projet ne pourra être mené à bien qu'après la mise en opération complète du Very Large Telescope de l'ESO (European Southern Observatory).

### *Remerciements*

Ces travaux doivent beaucoup aux collaborations étroites qui se sont enrichies au cours des années en particulier avec Jacqueline Bergeron, Jan Mückel et Michael Rauch. Je tiens à remercier les personnes qui ont grandement facilité mes séjours à l'étranger, Bob Carswell à Cambridge, Peter Shaver et Sandro D'Odorico à Garching, Jan Mückel à Potsdam et Michael Rauch à Pasadena.

Tout ce travail n'aurait pas été si enrichissant et si agréable sans les discussions avec et plus généralement l'enrobage amical de Patrick Boissé, Stéphane Charlot, Andréi Doroshkevitch, Martin Haehnelt, Emmanuel Pécontal et bien d'autres.

Il m'est agréable de rappeler qu'en France, j'ai toujours travaillé à l'IAP, maison complexe et déroutante mais si attachante, où Alain Omont m'a toujours donné les moyens de m'exprimer pleinement.

Enfin je voudrais remercier les stagiaires ou étudiants qui ont partagé avec moi l'enthousiasme du projet, Patrick Guillemin, Cédric Ledoux, Yannick Lespine, Rüdiger Riediger, Emmanuel Sauvan et Bertrand Théodore.

## APPENDIX : RAIES D'ABSORPTIONS

*”Je me suis souvent montré surpris et étonné que  
l’argent liquide ne puisse être tiré à la pression.”*

On trouvera ici un rappel des quelques notions de bases sur la formation et les propriétés des raies d’absorptions, qu’il est souhaitable d’avoir à l’esprit lors de la lecture de ce texte.

## Définitions

On définit la largeur équivalente observée,  $w_{\text{obs}}$  (en Å), d'une raie d'absorption par

$$w_{\text{obs}} = \int \frac{I_c - I}{I_c} d\lambda = \int (1 - e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda \quad (11.1)$$

où  $I$  est l'intensité spectrale observée,  $I_c$  l'intensité spectrale du continu que l'on mesurerait s'il n'y avait pas d'absorption, et  $\tau(\lambda)$  la profondeur optique. De l'équation Eq.(11.1), il est clair que la largeur équivalente ne dépend pas de la résolution spectrale des observations. Pour une raie de décalage spectral  $z_{\text{abs}}$ , la largeur observée se déduit de la largeur dans le référentiel de l'absorbant par :  $w_{\text{obs}} = w_{\text{rest}} \times (1 + z_{\text{abs}})$ .

Si on suppose que la distribution en vitesse des atomes qui absorbent le rayonnement du quasar est gaussienne, de moyenne  $v_o$  par rapport au référentiel  $R$ , alors il est possible d'estimer la profondeur optique  $\tau(\lambda)$  utilisée dans l'équation Eq.(11.1) et mesurée par un observateur lié à  $R$ . Dans ce référentiel, le processus d'absorption d'un photon de fréquence  $\nu$  par un atome de vitesse  $v$ , a une section efficace  $\sigma(\nu')$  avec  $\nu' = \nu/(1-v/c)$ ,  $v$  étant prise positive quand l'atome fuit l'observateur. Ainsi,

$$\tau(\nu) = N \frac{1}{\sqrt{\pi}b} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu') e^{-\frac{(v-v_o)^2}{b^2}} dv \quad (11.2)$$

où  $N$  est la densité de colonne, c'est à dire le nombre total d'atomes par unité de surface (intégré sur la distribution en vitesse gaussienne centrée en  $v_o$ ) se trouvant sur la ligne de visée;  $b$  est le paramètre de Doppler,  $b = v_{\text{rms}} \sqrt{2} = FWHM/2\sqrt{\ln 2}$ ; avec  $FWHM$  pour "full width at half maximum" la largeur totale à mi-hauteur. Lorsque le champ de vitesse n'est pas turbulent, le paramètre Doppler est relié à la température du gaz par

$$b_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 12.8(\text{km s}^{-1}) \sqrt{\frac{T_4}{M}} \quad (11.3)$$

avec  $m$  la masse d'un atome,  $M$  son nombre de masse, et  $T_4 = T/10^4$  K. Dans le cas où la turbulence peut être modélisée par une distribution de vitesse gaussienne de vitesse quadratique moyenne  $\sqrt{\frac{3}{2}}V$  et vitesse moyenne  $2V/\sqrt{\pi}$ , alors,  $b_{\text{tot}}^2 = b_{\text{th}}^2 + V^2$ .

La section efficace d'absorption d'une transition atomique est caractérisée par une valeur classique, modulée par la force d'oscillateur  $f$  et une dépendance en fréquence qui est une conséquence du temps de vie limité du niveau supérieur de la transition :

$$\sigma = f \times \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\pi e^2}{m_e c} \times \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma}{4\pi}}{(\nu - \nu_o)^2 + (\frac{\gamma}{4\pi})^2} \quad (11.4)$$

où on a utilisé les notations usuelles pour les constantes physique fondamentales;  $\gamma$  est le coefficient d'atténuation totale qui tient compte de tous les processus de dé-excitation du niveau

supérieur. L'équation Eq.(11.2) devient :

$$\tau(\lambda) = 1.498 \times 10^{-2} \frac{Nf\lambda}{b} H(a, u) \quad (11.5)$$

avec

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(u-y)^2 + a^2} dy; \quad a = \frac{\lambda\gamma}{4\pi b}; \quad u = -\frac{c}{b} \left( \left(1 + \frac{v}{c}\right) - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \quad (11.6)$$

$H(a, u)$  est appelée la fonction de Voigt qui est une convolution d'une gaussienne et d'une lorentzienne.

La profondeur optique au centre de la raie est :

$$\tau_0 = 1.497 \times 10^{-15} \frac{N(\text{cm}^{-2})f\lambda_0(\text{\AA})}{b(\text{km s}^{-1})} \quad (11.7)$$

De plus amples détails peuvent être trouvés dans Morton & Smith (1973).

## Le profil de Voigt

Sous l'hypothèse que la distribution en vitesse d'un ensemble d'atomes est une gaussienne, la variation de la profondeur optique de cet ensemble d'atomes avec la longueur d'onde est décrite par une fonction de Voigt dont le coeur est une gaussienne et les ailes une lorentzienne. L'absorption elle-même,  $e^{-\tau}$ , a ce qu'on appelle un profil de Voigt. Les différents régimes caractéristiques sont illustrés dans la Figure 11.1.

L'absorption des photons de longueur d'onde  $\lambda_1$  (ou, dans une échelle de vitesse  $V_1 = c(\lambda_1 - \lambda_0)/\lambda_0$ ) est due à une somme continue de contributions par les atomes ayant différentes vitesses. La probabilité que l'atome 1 de vitesse  $V = 0$  (voir Figure 11.1) absorbe les photons de longueur d'onde  $\lambda_1$  est proportionnelle à la valeur de la lorentzienne en  $V_1$ . Comme  $V_1$  est proche du centre de la raie d'absorption ( $V = 0$ ), il est évident que les atomes 2 de vitesse  $V = V_1$  domineront l'absorption car la variation de la lorentzienne est bien plus grande que celle de la gaussienne de 0 à  $V_1$ . De ce fait, les variations de la profondeur optique dans le coeur de la raie seront dominées par la gaussienne. Par contre, l'absorption de photons de longueur d'onde  $\lambda_2$  (ou, sur une échelle de vitesse  $V_2 = c(\lambda_2 - \lambda_0)/\lambda_0$ ), est dominée par les atomes de vitesse  $v = 0$ . En effet, loin du centre de la raie, les variations de la gaussienne sont beaucoup plus rapides que celles de la lorentzienne. Le nombre d'atomes de vitesse  $V_2$  est négligeable. Si de l'absorption est vue en  $\lambda_2$ , elle est due à la probabilité non nulle qu'à l'atome 1 (à  $V = 0$ ) d'absorber un photon de longueur d'onde  $\lambda_2$ . Bien entendu, la densité de colonne doit être très grande pour que la profondeur optique ne soit pas négligeable dans les ailes. Il faut noter que la transition entre le régime gaussien et lorentzien est très brutale autour de  $u \sim \pm 3.2$  (voir Eq.11.6) *ce qui correspond à plus de deux fois FWHM*. C'est pour cela que les ailes amorties ne sont proéminentes que pour les très fortes densités de colonne.

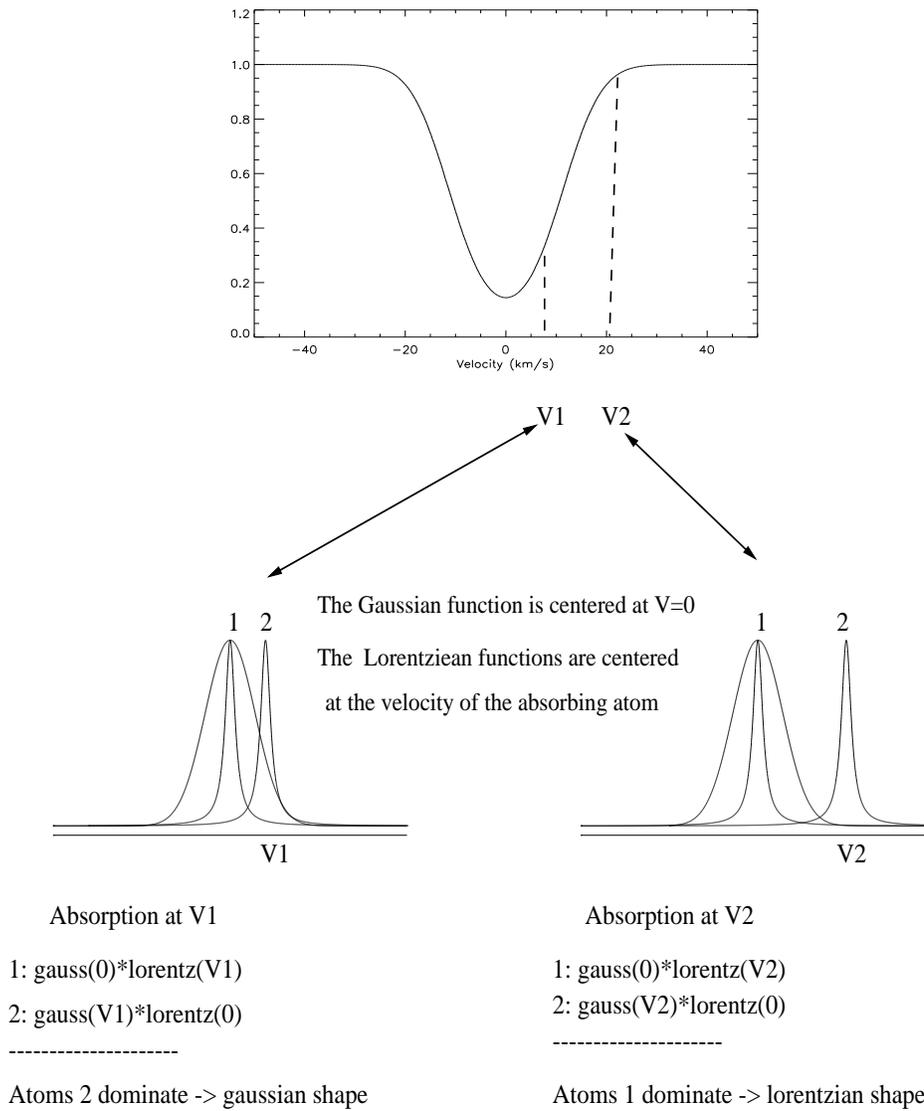


FIG. 11.1 – *Shéma illustrant la formation du profil de Voigt : la profondeur optique a une forme gaussienne dans le coeur de la raie et une forme lorentzienne dans les ailes (voir le texte). Ici la largeur des fonctions est arbitraire et elles ont été normalisées à un au maximum.*

Bien sûr des doutes peuvent être émis sur l'hypothèse que la distribution des vitesses est gaussienne. Sous d'autres conditions, le profil des raies peut être notablement différent du profil de Voigt. Cette discussion est très importante lorsqu'on tente de déduire les caractéristiques des absorbants à partir de la modélisation du profil des raies (Kulkarni & Fall 1995, Levshakov et al. 1997, 1998).

## La courbe de croissance

A partir des équations Eqs.(11.2)(11.6)(11.1) on calcule la courbe de croissance qui est la relation entre la largeur équivalente d'une raie d'absorption et la densité de colonne pour une valeur du paramètre de Doppler. La courbe de croissance pour la transition Ly $\alpha$  de l'hydrogène neutre est tracée sur la figure 11.2 pour  $b = 5, 10, 20$  et  $30 \text{ km s}^{-1}$ .

On distingue trois régimes :

- Lorsque la densité de colonne est faible ( $\tau_o < 0.1$ ), la raie est optiquement mince et la largeur équivalente ne dépend pas de  $b$ . C'est la partie linéaire de la courbe de croissance, sur laquelle la détermination de  $N$  est facile et précise. Pour une transition quelconque,

$$N(\text{cm}^{-2}) = 1.13 \times 10^{20} \frac{w_r(\text{\AA})}{\lambda^2(\text{\AA})f} \quad (11.8)$$

La figure 11.2 montre que la raie H I  $\lambda 1215$  est déjà partiellement saturée quelque soit la valeur de  $b$  pour une densité de colonne aussi faible que  $\log N = 13$ .

- La partie logarithmique de la courbe de croissance est caractérisée par une variation rapide de  $N$  avec  $b$  pour  $w$  fixée. Dans ce régime, la détermination de  $b$  et  $N$  est très incertaine même si plusieurs raies du même ion sont utilisées. La largeur équivalente et la profondeur optique au centre de la raie (voir Eq.11.7) sont liées par :

$$\frac{w}{\lambda_o} = 2 \frac{b}{c} \sqrt{\text{Ln}(\tau_o)} \quad (11.9)$$

- Les raies d'absorption se trouvant sur la partie saturée de la courbe de croissance sont caractérisées par des ailes très importantes. La largeur équivalente ne dépend pas de  $b$  et la détermination de la densité de colonne à partir de  $w$  ou de la modélisation des ailes s'avère très précise. Dans ce cas (voir Eqs.11.6 and 11.7),

$$\frac{w}{\lambda_o} = 2,64 \frac{b\sqrt{a}}{c} \times \sqrt{\tau_o} \quad (11.10)$$

Pour H I  $\lambda 1215$ ,  $\gamma = 6,265 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$  (Morton & Smith 1973) et :

$$N(\text{cm}^{-2}) = 1,88 \times 10^{18} w_{\text{rest}}^2 (\text{\AA}) \quad (11.11)$$

Fig. 11.2 montre que, pour des valeurs réalistes de  $b$ , la transition H I  $\lambda 1215$  est dans ce régime dès que  $\log N > 19$ . La définition des systèmes lorentziens comme des systèmes tels que

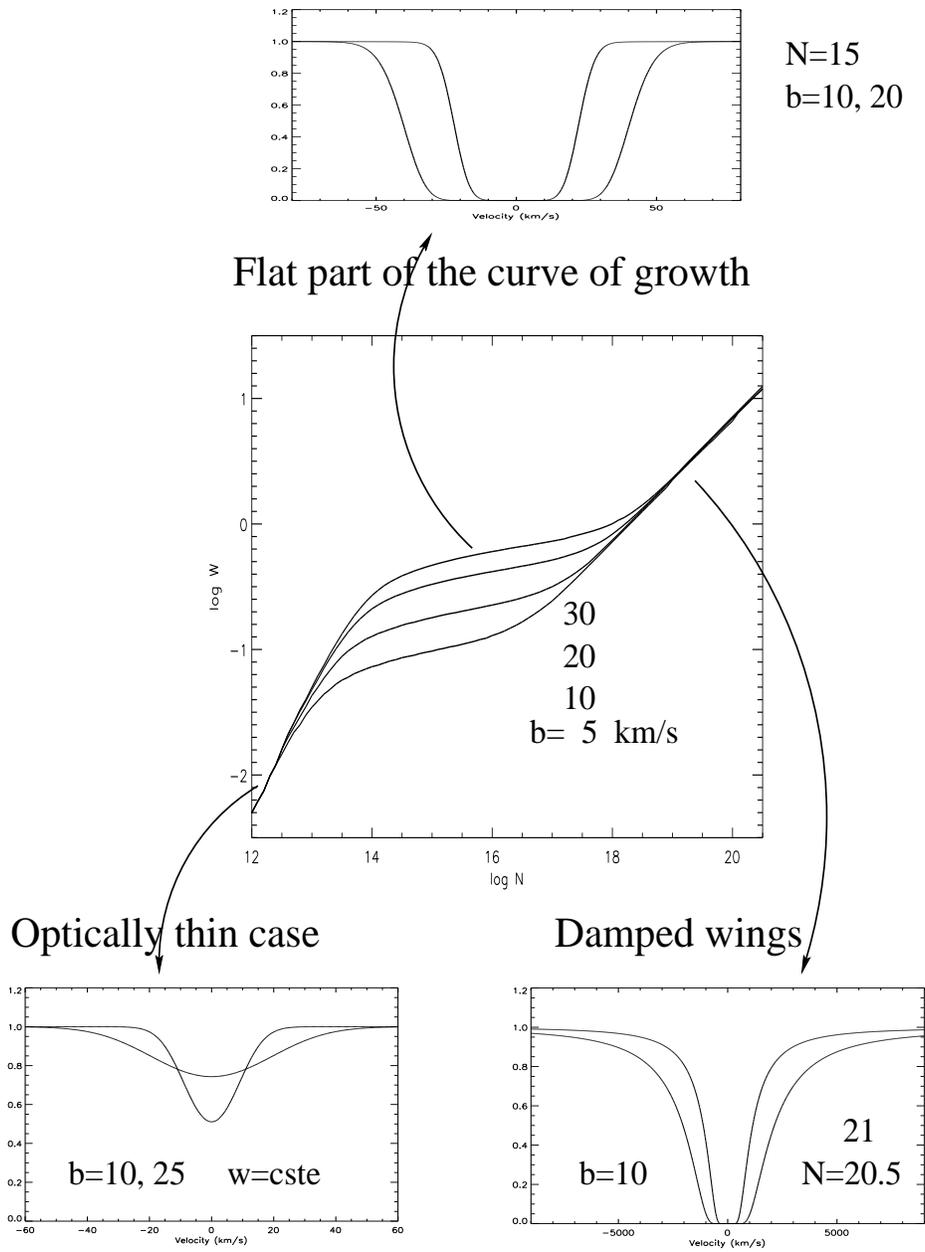


FIG. 11.2 – *Courbe de croissance : logarithme de la largeur équivalente ( $w$  en  $\text{\AA}$ ) en fonction de la densité de colonne ( $N$  en  $\text{cm}^{-2}$ ) pour différentes valeurs du paramètre de Doppler ( $b$  en  $\text{km s}^{-1}$ ). Les courbes ont été calculées pour  $H \text{ I Ly}\alpha 1215$ . Les trois régimes caractéristiques sont illustrés (voir le texte).*

$\log N(\text{H I}) > 20,3$ , est arbitraire. Elle a été introduite avec l'idée a priori que ces systèmes devaient tracer les disques proto-galactiques à grand décalage spectral (Wolfe 1986). Toutefois, s'il est indéniable que ces systèmes sont associés à du gaz situé dans l'environnement immédiat de régions de formation d'étoiles, leur nature exacte est loin d'être éclaircie; le gaz peut certes se trouver dans de grands disques en rotation rapide, mais tout aussi bien dans des agglomérats de nuages associés à des halos en interaction. Une autre raison pour avoir choisi cette définition est que ces systèmes peuvent être trouvés efficacement même en utilisant une basse résolution spectrale. En effet, pour de telles densités de colonne,  $w_{\text{obs}} > 15 \text{ \AA}$  à  $z > 2$ . La probabilité qu'une telle absorption soit le résultat de la superposition d'un ensemble de raies plus faibles (ce qu'on ne peut vérifier qu'en obtenant un couteux spectre à haute résolution) est négligeable. Elle augmente lorsqu'on essaye de rechercher des systèmes de densité de colonne inférieure à cette valeur quasi magique de  $\log N(\text{H I}) = 20,3$ .

Les valeurs de  $\lambda$  et  $f$  sont données à titre indicatif pour quelques transitions importantes dans le Tableau 1. Des listes plus complètes peuvent être trouvées dans Morton et al. (1988), Verner et al. (1994), Savage & Sembach (1996).

Il faut noter que la plupart des transitions en absorption partent du vrai niveau fondamental (le niveau d'énergie la plus basse parmi les niveaux de structure fine du fondamental). Il y a quelques exceptions (i) lorsque les autres niveaux de structure fine du fondamental sont peuplés par pompage par le fond de radiation ( $\text{C I}^* \lambda\lambda 1560, 1656$ , e.g. Songaila et al. 1994, ces raies sont utilisées pour la détermination de la température du CMB à grand décalage spectral;  $\text{C II}^* \lambda 1334$ , e.g. Lespine & Petitjean 1997, cette raie peut servir à mettre des limites sur la densité électronique) et (ii) dans quelques systèmes associés ou BALs (Broad Absorption Line systèmes), dans lesquels la densité est assez grande pour que les niveaux supérieurs soient peuplés par excitation collisionnelle (e.g. Wampler et al. 1995).

Formellement la densité de colonne et le paramètre Doppler peuvent être déterminés dès que deux transitions ayant le même niveau inférieur sont observées sur la partie logarithmique de la courbe de croissance. En effet, des équations (11.9) et (11.7), il est aisé d'extraire  $N$  et  $b$ . C'est la méthode du doublet qui a été utilisée abondamment car il y a de nombreux doublets dont les raies sont fortes et donc facilement observables (voir Tableau 1). Bien entendu la détermination de ces paramètres est bien meilleure lorsque plus de deux raies provenant du même niveau sont observées (voir Fig. 11.3).

## Modéliser les raies

Dans la pratique toutefois, la détermination de  $N$  et  $b$  est compliquée par la structure de l'absorbant : la plupart du temps, une absorption est la superposition de plusieurs composantes. En effet, lorsque la ligne de visée traverse un halo de galaxie par exemple, elle peut intercepter plusieurs nuages. Les vitesses projetées relatives des nuages ne sont généralement pas très grandes (typiquement  $\Delta V < 150 \text{ km s}^{-1}$ ) comparées à la largeur d'une raie (environ 5 à 50  $\text{km s}^{-1}$ ) et le nombre de nuages peut être grand (plus de dix). Densité de colonne et paramètre Doppler sont déterminés

Table 1. Quelques transitions atomiques importantes

Ion	$\lambda_0$ (Å)	f	$\log(\lambda_0 f)$	$\log(\lambda_0^2 f)$
O VI	1031.927	0.130	2.128	5.141
O VI	1037.616	0.0648	1.828	4.844
H I	1215.670	0.4162	2.704	5.789
O I	1302.169	0.0486	1.801	4.916
C II	1334.532	0.118	2.197	5.323
Si IV	1393.755	0.528	2.867	6.011
Si IV	1402.770	0.262	2.565	5.712
C IV	1548.202	0.194	2.448	5.667
C IV	1550.774	0.097	2.177	5.368
Mg II	2796.352	0.592	3.219	6.666
Mg II	2803.531	0.295	2.918	6.365

pour chacune des composantes en utilisant des programmes de modélisation du profil des raies. (voir Fig. 11.3 pour H I). La modélisation d'une seule raie par un ensemble de composantes n'est pas unique; les solutions, toutes également acceptables d'après Monsieur Quidesdeux, peuvent différer par plus d'un facteur dix. Des modèles plus raisonnables sont obtenus lorsque plusieurs transitions sont reproduites en même temps comme par exemple les transitions de la série de Lyman dans le cas de H I (voir Fig. 11.3). On augmente encore le nombre de contraintes en utilisant également les raies d'ions métalliques. Ces raies sont souvent plus étroites (à cause de la masse plus grande des atomes) et plus faibles (à cause de l'abondance plus faible des atomes) que les raies de H I, de telle sorte qu'elles sont généralement relativement plus faciles à décomposer (voir Fig. 11.4). Toutefois on doit admettre que la décomposition est la même pour les différents ions. Ainsi, on admet généralement que H I, O I, Si II, C II, Al II et Fe II d'une part, C IV et Si IV d'autre part proviennent de la même phase et peuvent donc être modélisées en même temps (pour augmenter les contraintes), avec la même décomposition (voir Fig. 11.4).

Plusieurs procédures de minimization de  $\chi^2$  sont disponibles pour effectuer des modélisations de profils de raies. Les plus utilisées sont VPFIT (Carswell et al. 1992) et FITLYMAN, une procédure faisant partie du système de traitement d'images MIDAS de l'observatoire européen (ESO; Fontana & Ballester 1995). Pour visualiser les raies la procédure XVOIGT (Mar 1994) est également très utile. La plupart des modèles superposés aux figures de cet Appendix ont été élaborés à l'aide de cette procédure.

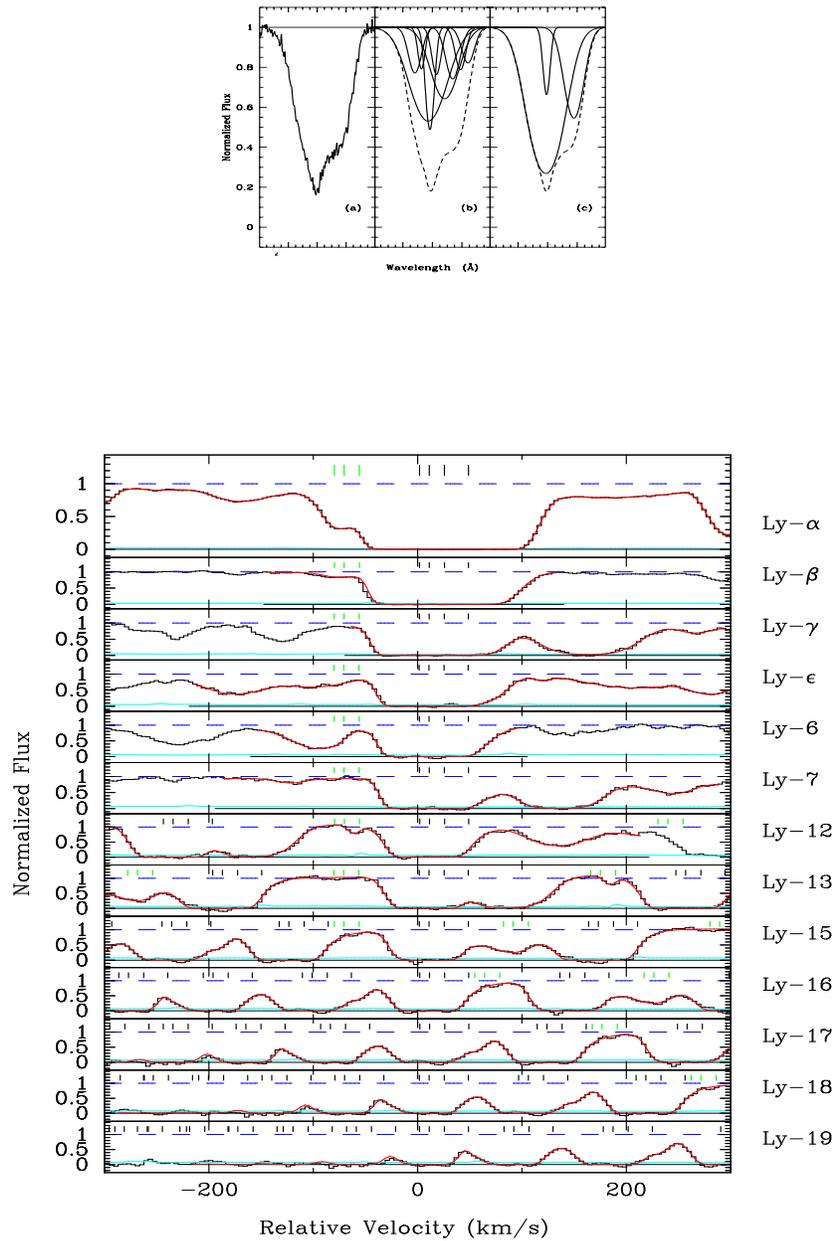


FIG. 11.3 – La décomposition d'une seule transition (Figure du haut, ici  $H\ I\ 1215$ ; de Fernandez-Soto et al. 1996) ne peut pas être unique; pour contraindre le modèle, plusieurs transitions doivent être utilisées comme ici (Figure du bas), les transitions de la série de Lyman de  $H\ I$ . On notera que le modèle est superposé aux données (Burles & Tytler 1998).

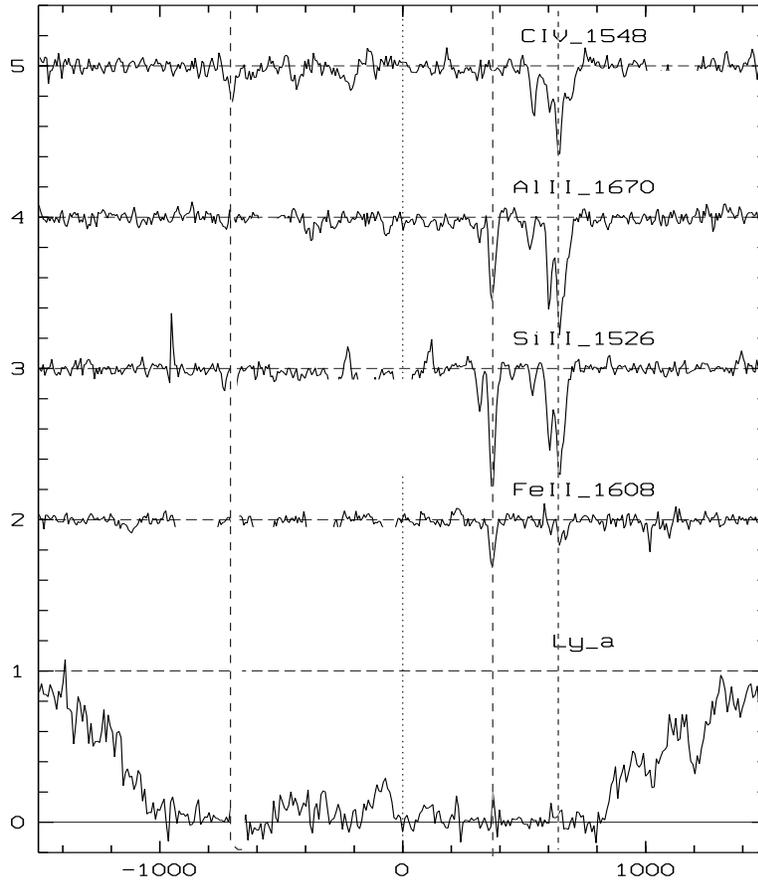


FIG. 11.4 – Raies d'absorption dans le système à  $z_{\text{abs}} = 3.1825$  observé dans le spectre du quasar PKS 2000–330. On a ramené les absorptions dans une échelle de vitesse pour pouvoir les inter-comparer facilement. Certaines parties du spectre ont été enlevées quand des raies de systèmes différents venaient se mélanger aux raies de ce système. Les raies métalliques sont plus étroites que les raies de H I; il faut toutefois noter que la métallicité dans ce système est faible, de l'ordre de 1/100 la métallicité solaire. Le nombre de composantes nécessaires à la modélisation est plus faible pour les raies métalliques que pour la raie de H I. Les positions de trois composantes métalliques sont indiquées par des lignes verticales en tirets; on peut constater que la coincidence en vitesse est très bonne entre Si II, Al II et Fe II.

**BIBLIOGRAPHIE**

*”Dans notre société de consommation et d’épargne un homme qui a de l’argent est un homme considéré. Un homme qui n’en a pas est également considéré, mais lui, comme un pauvre type.”*

- Abel T., Anninos P., Zhang Y., Norman M.L., 1997, *New Astron.* 2, 181
- Aragon-Salamanca A., Ellis R.S., Schwartzberg J.M., Bergeron J.A., 1994, *ApJ* 421, 27
- Bahcall J.N., Peebles P.J.E., 1969, *ApJL* 156, L7
- Bahcall J.N., Salpeter E.E., 1965, *ApJ* 142, 1677
- Bahcall J.N., et al., 1991, *ApJ* 377, L5
- Bahcall J.N., et al., 1993, *ApJS* 87, 1
- Bahcall J.N., et al., 1996, *ApJ* 457, 19
- Baker A.C., et al., 1994, *MNRAS* 270, 575
- Bajtlik S., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Line Systems*, ESO Workshop, Garching. Springer, Heidelberg, p. 337
- Bajtlik S., Duncan R.C., Ostriker J.P., 1988, *ApJ* 327, 570
- Barcons X., Lanzetta K.M., Webb J.K., 1995, *Nature* 376, 321
- Barlow T.A., Hamann F., Sargent W.L.W., 1997, astro-ph/9705048
- Bechtold J., 1987, in J. Bergeron, D. Kunth, B. Rocca, *High Redshift and Primeval Galaxies*, IAP meeting, Editions Frontières, Gif sur Yvette, p. 397
- Bechtold J., 1994, *ApJS* 91, 1
- Bechtold J., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Lines*, ESO Workshop, Springer, Berlin, p. 299

- Bechtold J., Crotts A.P.S., Duncan R.C., Fang Y., 1994, *ApJ* 437, L83
- Bechtold J., Ellingston E., 1992, *ApJ* 396, 20
- Bechtold J., Weymann R.J., Lin Z., Malkan M.A., 1987, *ApJ* 315, 180
- Bechtold J., Yee H.K.C., 1994, *AJ* 110, 1984
- Becker R.H., Gregg M.D., Hook I.M., McMahon R.G., White R.L., Helfand D.J., 1997, *ApJ* 479, L93
- Bergeron J., 1986, *A&A* 155, L8
- Bergeron J., Boissé, P., 1991, *A&A* 243, 344
- Bergeron J., Ikeuchi S., 1990, *A&A* 235, 8
- Bergeron J., Petitjean P., 1991, *A&A* 241, 365
- Bergeron J., Petitjean P., Sargent W.L.W., et al., 1994, *ApJ* 436, 33
- Bergeron J., Stasińska G., 1986, *A&A* 169, 1
- Bi H., 1993, *ApJ* 405, 479
- Bi H., Davidsen A.F., 1997, *ApJ* 479, 523
- Black J.H., 1981, *MNRAS* 197, 553
- Bond J.R., Szalay A.S., Silk J., 1988, *ApJ* 324, 627
- Boissé P., 1987, in J. Bergeron, D. Kunth, B. Rocca, *High Redshift and Primeval Galaxies*, Editions Frontières, Gif sur Yvette, p.
- Boissé P., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Lines*, ESO Workshop, Springer, Berlin, p. 35
- Boissé P., Bergeron J., 1988, *A&A* 192, 1
- Boissé P., et al., 1992, *A&A* 262, 401
- Boissé P., Le Brun V., Bergeron J., Deharveng J.M., 1998, *A&A* 333, 841
- Boksenberg A., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Lines*, ESO Workshop, Springer, Berlin, p. 253
- Boksenberg A., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, *XIII IAP Colloquium*, Editions Frontières, p. 85
- Bowen D.V., Blades J.C., Pettini M., 1995, *ApJ* 448, 634
- Briggs F.H., 1997, *astroph/9701198*
- Briggs F.H., Wolfe A.M., Liszt H.S., Davis M.M., Turner K.L., 1989, *ApJ* 341, 650
- Bunker A.J., Warren S.J., Hewett P.C., Clements D.L., 1995, *MNRAS* 273, 513
- Burbidge E.M., Lynds C.R., Burbidge G.R., 1966, *ApJ* 144, 447
- Burles S., Tytler D., 1996, *ApJ* 460, 584

- 
- Burles S., Tytler D., 1998, ApJ 499, 699
- Butler S.E., Dalgarno A., 1979, ApJ 234, 765
- Carswell R.F., 1988, in C. Blades, D. Turnshek, C.A. Norman, QSO Absorption Lines, Probing the Universe, Cambridge, Cambridge University Press, p.91
- Carswell R.F., Rees M., 1987, MNRAS 224, 13P
- Carswell R.F., et al., 1991, ApJ 381, 5L
- Carswell R.F., Webb J.K., Cooke A.J., Irwin M.J., 1992, VPFIT Manual (program and manual available from rfc@ast.cam.ac.uk)
- Cen R., Ostriker J.P., 1993, ApJ 417, 404
- Cen R., Miralda-Escudé J., Ostriker J.P., Rauch M., 1994, ApJ 437, L9
- Chaffee F.H., Foltz C.B., Bechtold J., Weymann R.J., 1986, ApJ 301, 116
- Chaffee F.H., et al., 1985, ApJ 292, 362
- Charlot S., Fall S.M., 1993, ApJ 415, 580
- Charlton J.C., Anninos P., Zhang Y., Norman M.L., 1997, ApJ 485, 26
- Charlton J.C., Churchill C.W., 1996, ApJ 465, 631
- Charlton J.C., Churchill C.W., 1998, ApJ 499, 181
- Charlton J.C., Salpeter E.E., Linder S.M., 1994, ApJ 430, 29
- Chernomordik V.V., 1995, ApJ 440, 431
- Chièze J.P., 1987, A&A 171, 225
- Churchill C.W., Rigby J.R., Charlton J.C., Vogt S.S., 1998, astro-ph/9807131
- Churchill C.W., Steidel C.C., Vogt S.S., 1996, ApJ 471, 164
- Cohen J.G., Hogg D.W., Pahre M.A., Blandford R., 1996, ApJ 462, 9
- Cooke A.J., Espey B., Carswell R.F., 1997, MNRAS 284, 552
- Cowie L.L., Songaila A., Kim T-S, Hu E.M., 1995, AJ 109, 1522
- Cowie L.L., Songaila A., 1998, Nature 394, 44
- Cristiani S., Danziger I.J., Shaver P.A., 1987, MNRAS 227, 639
- Cristiani S., et al., 1995, MNRAS 273, 1016
- Cristiani S., et al. 1997, MNRAS 285, 209
- Croft R.A.C., Weinberg D.H., Katz N., Hernquist L., 1998, ApJ 495, 44
- Crotts A.P.S., 1989, ApJ 336, 550
- Crotts A.P.S., Bechtold J., Fang Y., Duncan, C., 1994, ApJ 437, 79

- Crotts A.P.S., Fang Y., 1998, *ApJ* 502, 16
- Davidson A.F., Kriss G.A., Wei Zheng, 1996, *Nature* 380, 47
- Deharveng J.M., Bowyer S., Buat V., 1990, *A&A* 236, 351
- Deharveng J.M., Buat V., Bergeron J., 1995, *A&A* 298, 57
- Dinshaw N., Foltz C.B., Impey C.D., Weymann R.J., Morris S.L., 1995, *Nature* 373, 223
- Dinshaw N., Impey C.D., 1996, *ApJ* 458, 73
- Dinshaw N., Impey C.D., Foltz C.B., Weymann R.J., Chaffee F.H.Jr., 1994, *ApJ* 437, L87
- Dinshaw N., Weymann R.J., Impey C.D., Foltz C.B., Morris S.L., Ake T., 1998, *ApJ* 494, 567
- Djorgovski S.G., 1995, in J.R. Walsh & J. Danziger, *Science with VLT, ESO Workshop*, Springer, Berlin, p. 351
- Djorgovski S.G., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, *XIII IAP Colloquium Editions Frontières*, p. 303
- Djorgovski S.G., Pahre M.A., Bechtold J., Elston R., 1996, *Nature* 382, 234
- Dobrzycki A., Bechtold J., 1991, *ApJ*, 377, L69
- D'Odorico V., et al., 1998, *A&A* 339, 678
- Donahue M., Shull J.M., 1991, *ApJ* 383, 511
- Doroshkevich A.G., Turchaninov V., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, *XIII IAP Colloquium Editions Frontières*, p. 179
- Drinkwater M.J., et al., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Lines, ESO Workshop*, Springer, Berlin, p. 165
- Drinkwater M.J., Webster R.L., Thomas P.A., 1993, *AJ* 106, 848
- Drinkwater M.J., Webb J.K., Barrow J.D., Flambaum V.V., 1998, *MNRAS* 295, 457
- Duncan R.C., Vishniac E.T., Ostriker J.P., 1991, *ApJ* 368, L1
- Efstathiou G., Bond J.R., White S.D.M., 1992, *MNRAS* 258, 1P
- Efstathiou G., Ellis R.S., Peterson B.A., 1988, *MNRAS* 232, 431
- Elston R., et al., 1991, *ApJ* 373, L39
- Espey B.R., 1993. *ApJL* 411, L59
- Espey B.R., Carswell R.F., Bailey J.A., Smith M.G., Ward M.J., 1989, *ApJ* 342, 666
- Fall S.M., Pei Y.C., 1989, *ApJ* 337, 7
- Fall S.M., Pei Y.C., 1993, *ApJ* 402, 479
- Fall S.M., Pei Y.C., McMahon R.G., 1989, *ApJ* 341, L5
- Fang Y., Crotts A.P.S., 1995, *ApJ* 440, 69

- 
- Fang Y., Duncan R.C., Crots P.S., Bechtold J., 1996, ApJ 462, 77
- Fardal M.A., Shull J.M., 1993, ApJ 415, 524
- Fardal M.A., Giroux M.L., Shull J.M., 1998, AJ 115, 2206
- Fernandez-Soto A., et al., 1996, ApJ 460, L85
- Ferrara A., Giallongo E., 1996, MNRAS 282, 1165
- Foltz C.B., Weymann R.J., Röser H.J., Chaffee F.H.Jr., 1984, ApJ 281, L1
- Foltz C.B., Chaffee F.H.Jr., Weymann R.J., 1985, ApJ 289, 105
- Foltz C.B., Hewett P.C., Chaffee F.H., Hogan C.J., 1993, AJ 105, 22
- Foltz C.B., Weymann R.J., Peterson B.M., Sun L., Malkan M.A., Chaffee F.H.Jr., 1986, ApJ 307, 504
- Fontana A., Ballester P., 1995, The Messenger 80, 37
- Fontana A., Cristiani S., D'Odorico S., Giallongo E., 1998a, in P. Petitjean & S. Charlot, XIII IAP Colloquium, Editions Frontières, p. 404
- Fontana A., D'Odorico S., Giallongo E., Cristiani S., Monnet G., Petitjean P., 1998b, AJ 115, 1225
- Francis P.J., Hewett P.C., 1993, AJ 105, 1633
- Francis P.J., et al., 1996, ApJ 457, 490
- Fukugita M., Lahav O., 1991, MNRAS 253, 17P
- Fynbo J.U., Møller P., Warren S.J., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, XIII IAP Colloquium, Editions Frontières, p. 408
- Gaskell C.M., 1982, ApJ 263, 79
- Giallongo E., Cristiani S., D'Odorico S., Fontana A., Savaglio S., 1996, ApJ 466, 46
- Giallongo E., et al., 1994, ApJ 421, L1
- Giallongo E., Fontana A., Cristiani S., D'Odorico S., 1998, astro-ph/9809258
- Giallongo E., Petitjean P., 1994, ApJ 426, L61
- Giroux M.L., Fardal M.A., Shull J.M., 1995, ApJ 451, 477
- Giroux M.L., Sutherland R.S., Shull J.M., 1994, ApJ 435, L97
- Gnedin N.Y., Ostriker J.P., 1992, ApJ 400,1
- Greenstein J.L., Matthews T.A., 1963, Nature 197, 1041
- Guillemin P., Bergeron J., 1997, A&A 328, 499
- Gunn J.E., Peterson B.A., 1965, ApJL 142, 1633
- Haardt F., Madau P., 1996, ApJ 461, 20

- Haehnelt M.G., Rauch M., Steinmetz M., 1996a, ApJ 465, L95
- Haehnelt M.G., Rauch M., Steinmetz M., 1996b, MNRAS 283, 1055
- Haehnelt M.G., Steinmetz M., Rauch M., 1998, ApJ 495, 647
- Hamann F., 1997, ApJS 109, 279
- Hamann F., Korista K.T., Morris S.L., 1993, ApJ 415, 541
- Hartwick F.D.A., Schade D., 1990, ARA&A 28, 437
- Hellsten U., Davé R., Hernquist L., Weinberg D.H., Katz N., 1997, ApJ 487, 482
- Heisler J., Ostriker J.P., 1988, ApJ 332, 543
- Hernquist L., Katz N., Weinberg D.H., Miralda-Escudé J., 1996, ApJ 457, L51
- Hewitt A., Burbidge G., 1993, ApJS 87, 451
- Hogan C.J., Anderson S.F., Rugers M.H., 1997, AJ 113, 1495
- Hu E.M., Kim T-S, Cowie L.L., Songaila A., Rauch M., 1995, AJ 110, 1526
- Hu E.M., Songaila A., Cowie L.L., Hodapp K.W., 1993, ApJ 419, L13
- Hui L., Gnedin N.Y., Zhang Y., 1997, ApJ 486, 599
- Hunstead R.W., Fletcher A.B., Pettini M., 1990, ApJ 356, 23
- Ikeuchi S., 1986, *Astrop. & Spac. Sci.* 118, 509,
- Ikeuchi S., Ostriker J.P., 1986, ApJ 301, 522
- Impey C.D., Foltz C.B., Petry C.E., Browne I.W.A., Patnaik A.R., 1996, ApJ 462, L53
- Jakobsen P., Perryman M.A.C., 1992, ApJ 392, 432
- Jakobsen P., Perryman M.A.C., Cristiani S., 1988, ApJ 326, 710
- Jakobsen P., et al., 1994, *Nature* 370, 35
- Jannuzi B., et al., 1996, ApJ 470, L11
- Jannuzi B., et al., 1998, ApJS 118, 1; aussi in P. Petitjean & S. Charlot, XIII IAP Colloquim, Editions Frontières, p. 93
- Jenkins E.B., 1986, ApJ 304, 739
- Jenkins E.B., Ostriker J.P., 1991, ApJ 376, 33
- Junkkarinen V., Hewitt A., Burbidge G., 1991, ApJS 77, 203
- Kates R.E., Kotok E.V., Klypin A.A., 1991, A&A 243, 295
- Katz N., Weinberg D.H., Hernquist L., 1996, ApJS 105, 19
- Katz N., Weinberg D.H., Hernquist L., Mirada-Escudé J., ApJ 457, L57
- Kauffmann G., 1996, MNRAS 281, 475

- 
- Kauffmann G., Charlot S., 1993, ApJ 430, L97
- Kennicutt R.C.Jr., 1983, ApJ 272, 54
- Khersonsky V.K., Turnshek D.A., 1996, ApJ 471, 657
- Kim T.S., Hu E.M., Cowie L.L., Songaila A., 1997, AJ 114, 1
- Kirkman D., Tytler D., 1997, ApJ 489, L123
- Kulkarni V.P., Fall S.M., 1995, ApJ 453, 55
- Kunth D., Lequeux J., Sargent W.L.W., Viallefond F., 1994, A&A 282, 709
- Lake G., 1988, 1988, ApJ 327, L99
- Lanzetta K.M., 1991, ApJ 375, 1
- Lanzetta K.M., Bowen D.V., 1992, ApJ 391, 48
- Lanzetta K.M., et al., 1991, ApJS 77, 1
- Lanzetta K.M., Bowen D.V., Tytler D., Webb J.K., 1995, ApJ 442, 538
- Lanzetta K.M., Turnshek D.A., Wolfe A.M., 1987, ApJ 322, 739
- Lanzetta K.M., Webb J.K., Barcons X., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, XIII IAP Colloquium, Editions Frontières, p. 213
- Lanzetta K.M., Wolfe A.M., Turnshek D.A., 1995, ApJ 440, 435
- Le Brun V., Bergeron J., Boissé P., 1996, A&A 306, 691
- Le Brun V., Bergeron J., Boissé P., 1997, A&A 321, 733
- Ledoux C., Petitjean P., Bergeron J., Wampler E.J., Srianand R., 1998, A&A 337, 51
- Lespine Y., Petitjean P., 1997, A&A 317, 416
- Levshakov S.A., Kegel W.H., 1997, MNRAS 288, 787
- Levshakov S.A., Kegel W.H., Takahara F., 1998, ApJ 499, L1
- Lowenthal J.D., et al., 1991, ApJ 377, L73
- Lowenthal J.D., et al., 1995, ApJ 451, 484
- Lu L., 1991, ApJ 379, 99
- Lu L., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, XIII IAP Colloquium, Editions Frontières, p. 251
- Lu L., Sargent W.L.W., Barlow T.A., Churchill C.W., Vogt S.S., 1996, ApJS 107, 475
- Lu L., Sargent W.L.W., Womble D.S., Takada-Hidai M., 1996, ApJ 472, 509
- Lu L., Sargent W.L.W., Barlow T.A., Rauch M., 1998, astro-ph/9802189
- Lu L., Wolfe A.M., Turnshek S.A., 1992, ApJ 367, 19
- Lu L., Wolfe A.M., Turnshek D.A., 1991, ApJ 367, 19

- Liu X.D., Jones B.J.T., 1988, MNRAS 230, 481
- Lynds C.R., 1971, ApJL 164, L73
- Lynds C.R., Oemler A., 1975, ApJ 199, 558
- Macchetto F., et al., 1993, ApJ 404, 511
- Madau P., 1992, ApJL 389, L1
- Madau P., 1996, astro-ph/9612157
- Mar D., 1994, Xvoigt User's Guide, mar@physics.su.oz.au
- Mather J.C., Cheng E.S., Eplee R.E., et al., 1990, ApJ 54, L37
- Matthews T.A., Bolton J.G., Greenstein J.L., Münch G., Sandage A.R., 1960, Amer. Astro. Soc. meeting, New-York
- Matthews T.A., Sandage A.R., 1963, ApJ 138, 30
- Meiksin A., Bouchet F.R., 1995, ApJ 448, L85
- Meiksin A., Madau P., 1993, ApJ 412, 34
- Meyer D.M., York D.G., 1987, ApJ 315, L5
- Miralda-Escudé J., 1993, MNRAS 262, 273
- Miralda-Escudé J., Cen R., Ostriker J.P., Rauch M., 1996, ApJ 471, 582
- Miralda-Escudé J., Ostriker J.P., 1990, ApJ 350, 1
- Miralda-Escudé J., Ostriker J.P., 1992, ApJ 392, 15
- Miralda-Escudé J., Rees M.J., 1997, ApJ 478, L57
- Mo H.J., Miralda-Escudé J., 1994, 430, L25
- Mo H.J., Morris S.L., 1994, MNRAS 269, 52
- Møller P., Warren S.J., 1993, A&A 270, 43
- Morris S.L., Van den Bergh S., 1994, ApJ 427, 696
- Morris et al., 1991, ApJ 377, L21
- Morris et al., 1993, ApJ 419, 524
- Morton D.C., Smith W.H., 1973, ApJS 26, 333
- Morton D.C., York D.G., Jenkins E.B., 1988, ApJS 68, 449
- Mücket J.P., Petitjean P., Kates R.E., Riediger R., 1996, A&A 308, 17
- Murdoch H.S., Hunstead R.W., Pettini M., Blades J.C., 1986, ApJ 309, 19
- Neufeld D.A., 1991, ApJ 370, L85
- Nusser A., Haehnelt M., 1998, astro-ph/9806109

- 
- Norman M.L., 1998, in E. Corbelli, D. Galli & F. Palla, *Molecular Hydrogen at High Redshift*, Florence
- Norris J., Hartwick F.D.A., Peterson B.A., 1983, *ApJ* 273, 450
- Nusser A., Haehnelt M., 1998, astro-ph/9806109
- Omont A., Petitjean P., Guilloteau S., McMahon R.G., Solomon P., Pécontal E., 1996, *Nature* 382, 428
- Oort J.H., 1981, *A&A* 94, 359
- Oort J.H., 1983, *ARA&A* 21, 373
- Oort J.H., 1984, *A&A* 139, 211
- Ostriker J.P., Gnedin N.Y., 1996, *ApJ* 472, L63
- Ostriker J.P., Heisler J., 1984, *ApJ* 278, 1
- Parnell H.C., Carswell R.F., 1988, *MNRAS* 230, 491
- Peebles, 1971, "Physical Cosmology", Princeton, N.J.: Princeton University Press
- Pei Y.C., 1995, *ApJ* 438, 623
- Pei Y.C., Fall S.M., 1995, *ApJ* 454, 69
- Péquignot D., 1990, *A&A* 231, 499
- Petitjean P., 1990, PhD, Paris 7
- Petitjean P., 1997, in *The Early Universe with VLT*, ESO Workshop, Garching, p. 266
- Petitjean P., Bergeron J., 1990, *A&A* 231, 309
- Petitjean P., Bergeron J., 1994, *A&A* 283, 759
- Petitjean P., Bergeron J., Carswell R.F., Puget J.L., 1993b, *MNRAS* 260, 67
- Petitjean P., Bergeron J., Puget J.L., 1992, *A&A* 265, 375
- Petitjean P., Boisson C., Péquignot D., 1990, *A&A* 240, 433
- Petitjean P., Mückel J.P., Kates R.E., 1995, *A&A* 295, L9
- Petitjean P., Pécontal E., Valls-Gabaud D., Charlot S., 1996b, *Nature* 380, 411
- Petitjean P., Rauch M., Carswell R.F., 1994, *A&A* 291, 29
- Petitjean P., Riediger R., Rauch M., 1996, *A&A* 307, 417
- Petitjean P., Surdej J., Rémy M., Smette A., Mückel J.P., Shaver P., 1998, in S. D'Odorico, A. Fontana & E. Giallongo, *The Young Universe*, Monte-Porzio, p. 383; et *A&A* 334, L45
- Petitjean P., Théodore B., Smette A., Lespine Y., 1996c, *A&AL* 313, L25
- Petitjean P., Webb J.K., Rauch M., Carswell R.F., Lanzetta K., 1993, *MNRAS* 262, 499
- Pettini M., Hunstead R.W., King D.L., Smith L.J., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Lines*, ESO Workshop, Springer, Berlin, p. 55

- Pettini M., Boksenberg A., Hunstead R.W., 1990, *ApJ* 348, 48
- Pettini M., Hunstead R.W., Smith L.J., Mar D.P., 1990, *MNRAS* 246, 545
- Pettini M., Smith L.J., Hunstead R.W., King D.L., 1994, *ApJ* 426, 79
- Pettini M., King D.L., Smith L.J., Hunstead R.W., 1997a, *ApJ* 478, 536
- Pettini M., Smith L.J., King D.L., Hunstead R.W., 1997b, *ApJ* 486, 665
- Phillipps S., Disney M.J., Davies J.I., 1993, *MNRAS* 260, 453
- Press W.H., Rybicki G.B., 1993, *ApJ* 418, 585
- Pritchett C.J., 1994, *PASP* 106, 1052
- Prochaska J.X., Wolfe A.M., 1996, *ApJ* 470, 403
- Prochaska J.X., Wolfe A.M., 1997, *ApJ* 474, 140
- Quashnock J.M., Vanden Berk D.E., York D.G., 1996, *ApJ* 472, L69
- Quashnock J.M., Vanden Berk D.E., 1998, *ApJ* 500, 28
- Rauch M., 1998, *ARA&A* Vol. 36, astro-ph/9806286
- Rauch M., et al., 1992, *ApJ* 390, 387
- Rauch M., et al., 1993, *MNRAS* 260, 589
- Rauch M., et al., 1997a, *ApJ* 489, 7
- Rauch M., Haehnelt M.G., 1995, *MNRAS* 275, L76
- Rauch M., Haehnelt M.G., Steinmetz M., 1997b, *ApJ* 481, 601
- Rauch M., Sargent W.L.W., Womble D.S., Barlow T.A., 1996, *ApJ* 467, L5
- Rauch M., Weymann R.J., Morris S.L., 1996, *ApJ* 458, 518
- Rees M.J., 1986, *MNRAS* 218, 25P
- Rees M.J., 1988, in J.C. Blades et al., *QSO Absorption Line*, Cambridge, Cambridge University Press, p. 107
- Reimers D., Koehler S., Wisotzki L., Groote D., Rodriguez-Pascual P., Wamsteker W., 1997, astro-ph/9707173
- Reimers D., et al., 1989, *A&A* 218, 71
- Reimers D., et al., 1992, *Nature* 360, 561
- Reisenegger A., Miralda-Escudé J., 1995, *ApJ* 449, 476
- Riediger R., Petitjean P., Mückel J.P., 1998, *A&A* 329, 30
- Robertson G., Leibundgut B., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, *XIII IAP Colloquium*, Editions Frontières, p. 271
- Röser H.J., 1995, *A&A* 299, 641

- 
- Salmon J., Hogan C., 1986, MNRAS 221, 93
- Sargent W.L.W., Young P.J., Boksenberg A., Tytler D., 1980, ApJS 42, 41
- Sargent W.L.W., Young P.J., Schneider D.P., 1982, ApJ 256, 374
- Sargent W.L.W., Boksenberg A., Steidel C.C., 1988a, ApJS 68, 539
- Sargent W.L.W., Steidel C.C., 1987, ApJ 322, 142
- Sargent W.L.W., Steidel C.C., Boksenberg A., 1988b, ApJS 334, 22
- Sargent W.L.W., Steidel C.C., Boksenberg A., 1989, ApJS 69, 703
- Savage B.D., Sembach K.R., 1996, ARA&A 34, 279
- Savaglio S., Cristiani S., D'Odorico S., et al., 1997, A&A 318, 347
- Sciama D.W., 1994, ApJL 422, 49
- Schmidt M., 1962, ApJL 136, 684
- Schmidt M., 1963, Nature 197, 1040
- Schneider D.P., Schmidt M., Gunn J.E., 1991, AJ 102, 837
- Shaver P.A., Robertson J.G., 1983, ApJ 268, L57
- Shull J.M., Stocke J.T., Penton S., 1996, AJ 111, 72
- Smette A., et al., 1992, ApJ 389, 39
- Smette A., et al., 1995, A&AS 113, 199
- Smith H.E., et al., 1989, ApJ 347, 87
- Songaila A., 1998, astro-ph/9803010
- Songaila A., Cowie L.L., 1996, AJ 112, 335
- Songaila A., Cowie L.L., Vogt S., et al., 1994, Nature 371, 43
- Songaila A., Hu H.M., Cowie L.L., 1995, Nature 375, 124
- Songaila A., Wampler E.J., Cowie, L.L., 1997, Nature 385, 137
- Srianand R., Petitjean P., 1998, A&A 335, 33
- Steidel C.C., 1990, ApJS 72, 1
- Steidel C.C., 1990, ApJS 74, 37
- Steidel C.C., 1993, in J.M.Shull & H.A. Thronson, The Environment and Evolution of Galaxies, Proc. of the 3rd Teton Astronomy Conference, Dordrecht, Kluwer, p. 263
- Steidel C.C., 1995, in G. Meylan, QSO Absorption Lines, ESO Workshop, p. 139
- Steidel C.C., Dickinson M., Persson S.E., 1994, ApJ 437, L75
- Steidel C.C., et al., 1996, AJ 112, 352

- Steidel C.C., et al., 1997, ApJ 480, 568
- Steidel C.C., Hamilton D., 1992, AJ 104, 941
- Steidel C.C., Pettini M., Dickinson M., Persson S.E., 1994, AJ 108, 2046
- Steidel C.C., Sargent W.L.W., 1992, ApJS 80, 1
- Steidel C.C., Sargent W.L.W., 1987, ApJL 318, L11
- Steidel C.C., Sargent W.L.W., Boksenberg A., 1988, ApJL 333, L5
- Steigman G., Werner M.W., Geldon F.M., 1971, ApJ 168, 373
- Stoeckle J.T., et al., 1995, ApJ 451, 24
- Stockton A.N., Lynds C.R., 1966, ApJ 144, 453
- Storrie-Lombardi L.J., McMahon R.G., Irwin M.J., Hazard C., 1994, ApJ 427, L13
- Storrie-Lombardi L.J., McMahon R.G., Irwin M.J., 1996, MNRAS 283, L79
- Strengler-Larrea E.A., Webb J.K., 1993, in Chincarini et al., *Observational Cosmology*, ASP Conference Series, 51, 591
- Strengler-Larrea E.A., et al., 1995, ApJ 444, 64
- Tripp T.M., Lu L., Savage B.D., 1996, ApJS 102, 239
- Tripp T.M., Lu L., Savage B.D., 1998, in P. Petitjean & S. Charlot, XIII IAP Colloquium, Editions Frontières, p. 452; et astro-ph/9806036
- Turnshek D.A., 1988, in J.C. Blades, D.A. Turnshek, C.A. Norman, *QSO absorbing lines : Probing the universe*, Cambridge University Press, Cambridge, p.17
- Turnshek D.A., 1998, in *Evolution and Structure of the IGM*, XIII IAP colloquium, eds P. Petitjean & S. Charlot, Editions Frontières, p. 263
- Turnshek D.A., et al., 1989, ApJ 344, 567
- Turnshek D.A., et al., 1996, ApJ 463, 110
- Tytler D., 1987, ApJ 321, 49
- Tytler D., Boksenberg A., Sargent W.L.W., Young P.J., Kunth D., 1987, ApJS 64, 667
- Tytler D., Fan X.M., 1994, ApJ 424, L87
- Tytler D., et al., 1995, in G. Meylan, *QSO Absorption Lines*, ESO Workshop, Springer, Berlin, p. 289
- Valls-Gabaud D., 1993, ApJ 419, 7
- Vanden Berk D.E., Quashnock J.M., York D.G., Yanny B., 1996, ApJ 469, 78
- Vanden Berk D.E., et al. 1998, ApJS preprint
- Verner D.A., Barthel P.D., Tytler D., 1994, A&AS 108, 287

- 
- Véron-Cetty M.P., Véron P., 1998, *A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, Garching ESO, 8<sup>th</sup> Edition
- Viegas S.M., 1995, *MNRAS* 276, 268
- Vladilo G., 1998, *ApJ* 493, 583
- Vogel S., Reimers D., 1995, *A&A* 294, 377
- Walker T.P., Steigman G., Schramm D.N., Olive K.A., Kang H.S., 1991, *ApJ* 376, 51
- Wampler E.J., Chugai N.N., Petitjean P., 1995, *ApJ* 443, 586
- Wampler E.J., Bergeron J., Petitjean P., 1993, *A&A* 273, 15
- Warren S.J., Hewett P.C., Osmer P.S., 1994, *ApJ* 421, 412
- Webb J., 1987, in A. Hewett, G. Burbidge, L.Z. Fang, *IAU Symp. 124, Observational Cosmology*, Reidel, Dordrecht, p. 803
- Webb J., barcons X., 1991, *MNRAS* 250, 270
- Webb J.L., Barcons X., Carswell R.F., Parnell H.C., 1992, *MNRAS* 255, 319
- Weymann R.J., Carswell R.F., Smith M.G., 1981, *ARA&A* 19, 41
- Weymann R.J., Foltz C.B., 1983, *ApJ* 272, L1
- Weymann R.J., Morris S.L., Foltz C.B., Hewett P.C., 1991, *ApJ* 373, 23
- Weymann R.J., Williams R.E., Peterson B.M., Turnshek D.A., 1979, *ApJ* 234, 33
- Wiklind T., Combes F., 1994, *A&A* 286, L9
- Wiklind T., Combes F., 1995, *A&A* 299, 382
- Wiklind T., Combes F., 1996a, *Nature* 379, 139
- Wiklind T., Combes F., 1996b, *A&A* 315, 86
- Williger G.M., Carswell R.F., Webb J.K., Boksenberg A., Smith M.G., 1989, *MNRAS* 237, 635
- Williger G.M., Hazard C., Baldwin J.A., McMahon R.G., 1996, *ApJS* 104, 145
- Wolfe A., 1988. In Blades J.C., Turnshek D.A., Norman C.A. (eds) *Proc. Workshop, QSO Absorbing Lines: Probing the Universe*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 297
- Wolfe A.M., 1993, *ApJ* 402, 411
- Wolfe A.M., 1995, in G. Meylan ed., *QSO Absorption Line Systems*, ESO Workshop. Springer, Berlin, p. 13
- Wolfe A.M., et al., 1986, *ApJS* 61, 249
- Wolfe A.M., et al., 1994, *ApJ* 435, L101
- Wolfe A.M., Lanzetta K.M., Turnshek D.A., Oke J.B., 1992, *ApJ* 385, 151
- Wolfe A.M., Lanzetta K.M., Foltz C.B., Chaffee F.H., 1996, preprint

- Wolfe A.M., Prochaska J.X., 1998, ApJ 494, L15
- Womble D.S., 1995, in G. Meylan ed., QSO Absorption Line Systems, ESO Workshop. Springer, Berlin, p. 157
- Wright E.L., 1986, ApJ 311, 156
- Wright E.L., 1990, ApJ 353, 411
- Yanny B., York D.G., 1992, ApJ 391, 569
- York D.G., Dopita M., Green R., Bechtold J., 1986, ApJ 311, 610
- York D.G., et al., 1991, MNRAS 250, 24
- 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., 1979, ApJ 229, 891
- Zhang Y., Anninos P., Norman M.L., 1995, ApJ 453, L57
- Zhang Y., Anninos P., Norman M.L., Meiksin A., 1997, ApJ 485, 496
- Zhang Y., Meiksin A., Anninos P., Norman M.L., 1998, ApJ 495, 63
- Zuo L., 1992a, MNRAS 258, 36
- Zuo L., 1992b, MNRAS 258, 45
- Zuo L., Lu L., 1993, ApJ 418, 601
- Zuo L., Phinney E.S., 1993, ApJ 418, 28