

STRUCTURE DES MILIEUX

INTER GALACTIQUE

Inversion de la forêt Lyman- α

ET INTER STELLAIRE

Observation multi-époques de HD34078

Emmanuel Rollinde

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 4 |
| 1.1 | Spectre d'absorption | 5 |
| 1.1.1 | Spectre de quasar | 5 |
| 1.1.2 | Description des raies d'absorption | 6 |
| 1.1.3 | Classification des raies Ly α | 9 |
| 1.2 | Cosmologie | 11 |
| 1.2.1 | Définition des paramètres | 11 |
| 1.2.2 | Le modèle cosmologique standard | 12 |
| 1.2.3 | Formation des structures | 20 |
| 1.3 | La forêt Ly- α : une sonde du milieu intergalactique | 24 |
| 1.3.1 | Description du milieu intergalactique | 24 |
| 1.3.2 | Modélisation du gaz | 28 |
| 2 | Outils d'analyse - Méthode d'inversion | 33 |
| 2.1 | Différents outils | 33 |
| 2.1.1 | Statistique sur le flux | 33 |
| 2.1.2 | Ajustement de Profil de Voigt | 34 |
| 2.1.3 | Simulations | 35 |
| 2.1.3.1 | Description (semi-)analytique | 35 |
| 2.1.3.2 | Simulations numériques | 35 |
| 2.1.3.3 | Simulations de matière noire à l'IAP | 36 |
| 2.2 | Introduction à la méthode d'inversion | 36 |
| 2.2.1 | Inversion Bayésienne | 37 |
| 2.2.2 | exemple simple : reconstruire τ_{HI} | 39 |
| 2.2.3 | Différentes applications | 40 |
| 2.3 | La profondeur optique Lyman- α le long d'une ligne de visée | 45 |
| 2.3.1 | Modèle | 45 |
| 2.3.2 | Différents régimes | 46 |
| 2.4 | Déconvolution du milieu intergalactique | 46 |
| 2.4.1 | Une méthode Bayésienne de régularisation non paramétrique | 47 |
| 2.4.2 | Reconstruction par la méthode de champ contraint | 49 |
| 2.4.3 | Lien entre les deux méthode et avec le filtre de Wiener | 50 |
| 2.5 | Première description des simulations numériques utilisées | 51 |
| 2.6 | Applications | 54 |
| 2.6.1 | A-priori | 56 |
| 2.6.1.1 | Méthode Bayésienne | 56 |
| 2.6.1.2 | Champ contraint | 57 |
| 2.6.2 | Structures aux grandes échelles : tomographie du MIG | 57 |
| 2.6.2.1 | Champ contraint | 57 |
| 2.6.2.2 | Méthode Bayésienne | 59 |
| 2.6.2.3 | Discussion | 59 |
| 2.6.3 | Petites échelles : la température du MIG | 60 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.6.4 | Distortion dans l'espace des vitesses | 63 |
| 2.6.4.1 | Vitesse la plus probable en fonction de la séparation et du nombre de lignes de visées | 63 |
| 2.6.4.2 | Inversion avec a-priori fort | 66 |
| 2.6.4.3 | inversion avec a-priori faible | 67 |
| 2.6.4.4 | Discussion | 67 |
| 2.7 | Conclusion | 68 |
| 2.8 | Annexe | 70 |
| 2.8.1 | Procédure de minimisation | 70 |
| 2.8.2 | Champ contraint et lignes de visées multiples | 71 |
| 2.8.2.1 | Relation vitesse particulière - densité | 72 |
| 2.8.2.2 | Relation densité en 3D - densité 1D | 74 |
| 2.8.3 | Deuxième description des simulations | 74 |
| 2.8.4 | Mise en oeuvre de la méthode d'inversion | 76 |
| 2.8.4.1 | Reconstruction dans l'espace des vitesses | 76 |
| 2.8.4.2 | Reconstruction dans l'espace réel | 77 |
| 3 | Physique du gaz | 79 |
| 3.1 | Propriétés physiques | 79 |
| 3.1.1 | Évolution des absorbants | 80 |
| 3.1.2 | Equation d'état du milieu intergalactique | 83 |
| 3.1.3 | Distribution des métaux dans le milieu intergalactique | 87 |
| 3.2 | Données | 90 |
| 3.3 | Rappel du modèle physique | 91 |
| 3.4 | Contrainte sur la température | 92 |
| 3.4.1 | Application sur des spectres simulés | 96 |
| 3.4.1.1 | Définition d'une frontière dans le plan (β, \overline{T}) | 96 |
| 3.4.1.2 | Où est la contrainte la plus forte sur \overline{T} ? | 96 |
| 3.4.1.3 | Estimateur de \overline{T} | 97 |
| 3.4.2 | Application au spectre de HE 1122–1628 | 97 |
| 3.5 | Comparaison avec un ajustement par profil de Voigt | 101 |
| 3.6 | Structures dans les raies fortes | 102 |
| 3.6.1 | Inversion des raies fortes | 105 |
| 3.6.2 | Validation | 108 |
| 3.6.3 | Fonction de corrélation | 113 |
| 3.6.4 | Le rapport C IV/H I | 113 |
| 3.7 | Conclusion | 115 |
| 3.8 | Annexe | 115 |
| 3.8.1 | Déconvolution formelle de l'élargissement par la température | 115 |
| 3.8.1.1 | Expansion asymptotique | 116 |
| 3.8.1.2 | Rapport signal sur bruit fini | 117 |
| 3.8.2 | La méthode d'inversion | 118 |
| 4 | Structures aux grandes échelles | 121 |
| 4.1 | Sonder la direction transverse | 121 |
| 4.1.1 | Peut-on retrouver la structure du champ de densité? | 121 |
| 4.1.2 | Effets non linéaires | 123 |
| 4.1.3 | Géométrie de l'Univers: Test d'Alcock & Paczyński | 126 |
| 4.2 | Introduction | 127 |
| 4.3 | Observations | 128 |
| 4.4 | Flux correlations along and perpendicular to the line of sight | 131 |
| 4.5 | A first application of the Alcock & Paczyński test to spectra of QSO pairs | 134 |
| 4.5.1 | The Alcock & Paczyński test | 134 |
| 4.5.2 | Modelling the effect of peculiar velocities with linear theory | 135 |

| | | |
|--|--|------------|
| 4.5.3 | Non-linear evolution and Gaussianization | 136 |
| 4.5.4 | Tests with numerical simulations | 137 |
| 4.5.5 | Constraints on Ω_Λ from the observed spectra | 139 |
| 4.5.6 | Larger samples | 140 |
| 4.6 | A common void in the Lyman- α forest of a quadruplet of quasars | 141 |
| 4.7 | Conclusion | 145 |
| Bibliographie | | 147 |
| A profil d'absorption | | 149 |
| A.1 | description d'une raie d'absorption | 149 |
| A.1.1 | profil de Voigt | 149 |
| A.1.2 | largeur équivalente | 150 |
| B Modèle standard de Cosmologie | | 152 |
| B.1 | Métrie de Friedman-Robertson-Walker | 152 |
| B.1.1 | Quelques Relations | 153 |
| B.2 | Dynamique | 154 |
| B.2.1 | Évolution linéaire | 155 |
| B.3 | Étude de champ gaussien | 156 |

Chapitre 1

Introduction

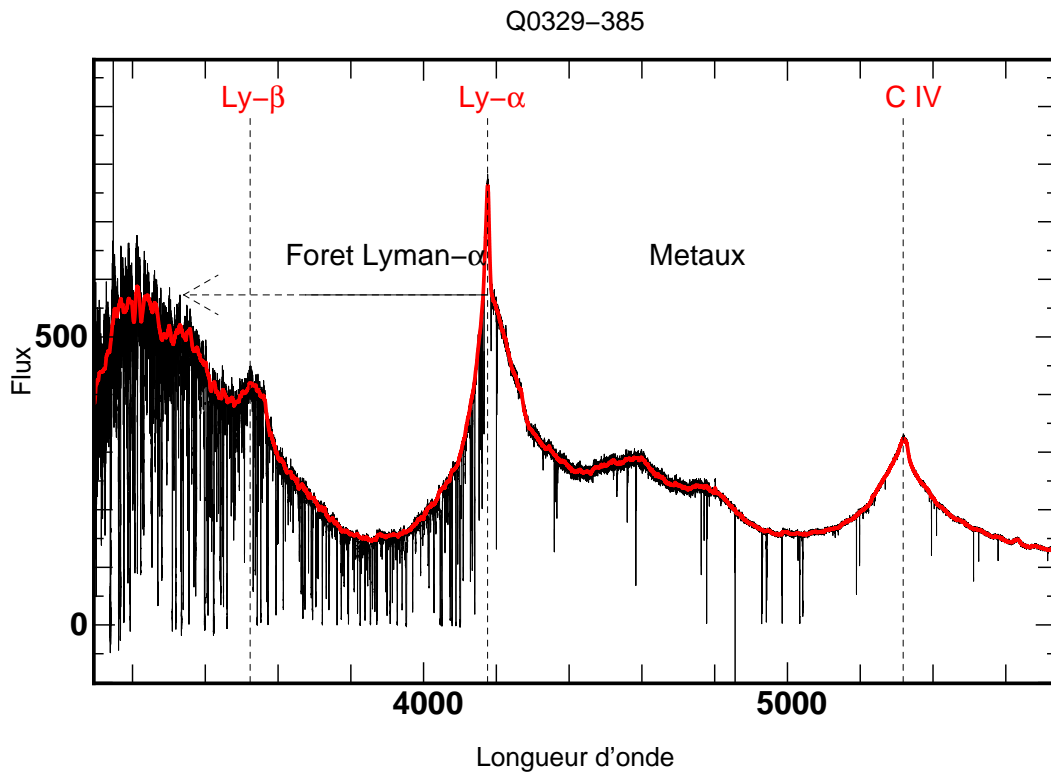


FIG. 1.1 – Spectre du quasar *Q0329-385* observé par *UVES* dans le cadre du *Large Programme* (PI: *Jacqueline Bergeron*). Le décalage spectral de ce quasar est de 2.435. On distingue le flux continu dû au quasar (flux en loi de puissance et raies d'émission discrètes, de *H I* et *C IV* par exemple), ainsi que de nombreuses raies d'absorption. La ligne rouge épaisse montre une estimation du continu. Dans le rouge de l'émission *Ly-α*, toutes les raies d'absorption correspondent à des métaux. Dans le bleu, la plupart des raies d'absorption correspondent à de l'Hydrogène neutre présent dans le milieu intergalactique, la forêt *Lyman-α*.

La première partie de cette thèse concerne l'étude du milieu intergalactique par l'observation des raies d'absorption dans les spectres de quasar. Le terme *quasar* (Quasi-Stellar Radio Source, ou *QSO*) désigne une classe d'objets extragalactiques lointains, extrêmement compacts et sources de radiation. Les quasars permettent l'étude du milieu gazeux interposé le long de la ligne de visée jusque l'observateur

(Gunn et Peterson, 1965 ; Bahcall et Salpeter, 1965), par l'absorption que ce milieu produit dans le spectre de ces objets. Les observations actuelles permettent d'observer les spectres des quasars pour des décalage spectral allant de 2 à 6 à l'aide de télescopes tels que le Very Large Telescope (VLT) ou Keck. Les observations à plus bas décalages spectraux nécessitent d'aller dans l'ultra-violet, en utilisant le telescope spatial Hubble, HST.

La Section 1.1 décrit les composantes d'un spectre et les caractéristiques des raies d'absorption, ainsi qu'une première classification des raies d'absorption de l'Hydrogène neutre selon la densité le long de la ligne de visée et l'abondance de métaux. Le modèle actuel de l'origine du milieu intergalactique, à travers la formation des structures dans un univers en expansion est décrit dans la Section 1.2. Les conséquences sur la compréhension de la Forêt Lyman- α sont développées dans la Section 1.3.

1.1 Spectre d'absorption

Les premières observations de raies d'absorption dans le spectre de quasar ont été réalisées en 1966 par, e.g., Lynds et Stockton, ou Burbidge et al.. La Fig. 1.1 montre le spectre du quasar Q0329-385 observé en 2002 avec le spectrographe UVES au VLT. Ce quasar est situé à un décalage spectral de $z_{\text{em}} = 2.435$. À partir de cet exemple, je vais décrire les différents éléments typiques d'un spectre de quasar.

1.1.1 Spectre de quasar

Les quasars correspondent à l'image d'une galaxie entière par l'émission quasi-ponctuelle de son noyau actif (AGN, *Active Galactic Nuclei*). Dans le cadre de l'étude des spectres d'absorption, seul le flux émis par ces objets nous concerne (voir par exemple le Chapitre 14 de Peacock, 1999 pour une description complète). Il existe aujourd'hui un modèle unifié pour la description du continu émis par le quasar (Fig. ??[♥????]). Le noyau est la source de radiation uniforme sur un très large domaine, pouvant aller du rayonnement γ au longueur d'onde radio. Des raies d'émission étroites sont dues au gaz présent dans des régions de faibles densité (*Narrow Line Region*, NLR), assez éloignées du noyau (elles s'étendent sur des échelles de l'ordre du kpc). Ces raies sont observées dans la quasi totalité des quasars. Des raies d'émission larges sont parfois aussi observées. Elles correspondent, par exemple, à du gaz à grande vitesse dans des régions plus denses et proches du noyau (*Broad Line Region*, BLR).

Dans la suite, je définis le continu du spectre du quasar, I_{cont} , comme la contribution globale de toutes ces composantes associées au quasar (noyau, BLR et NLR).

D'autres parts, la matière présente entre le quasar et l'observateur absorbe une fraction, $-dI/I = \tau$, du continu à des décalages spectraux $\leq z_{\text{em}}$. τ définit la *profondeur optique* de l'absorption. Ces trois composantes donnent le spectre observé,

$$I_{\text{obs}}(\lambda) \equiv I_{\text{cont}}(\lambda) \exp(-\tau(\lambda)). \quad (1.1)$$

Pour étudier les absorbants, par la fonction τ , il est nécessaire d'avoir une bonne estimation de I_{cont} . Un exemple d'estimation est donné par la ligne rouge épaisse de la Fig. 1.1.

Les éléments lourds (métaux) produisent des raies bien distinctes sur l'ensemble du spectre. Dans le bleu de la raie d'émission Lyman- α , elles se mélangent avec l'absorption due à de l'hydrogène situé à un décalage spectral différent (Lynds, 1971). H I étant présent en grande quantité, le nombre de raies augmente drastiquement dans cette région. L'impression visuelle donnée par l'ensemble des raies Lyman a donné naissance à l'appellation de *Forêt Lyman- α* .

Si les absorbants sont reliés au quasar (matière éjecté à grande vitesse), les propriétés statistiques des raies doivent dépendre du quasar. Or, Sargent et al., avec l'étude de cinq quasars (résolution $R=0.8 \text{ \AA}$) sondant un domaine de décalage spectral $z : 1.7-3.28$, montrent en 1980 que les différentes lignes de visée sont très semblables. Ils rendent ainsi l'hypothèse de l'éjection très peu probable pour expliquer l'ensemble des raies d'absorption. De plus, la distribution du nombre de raies, $N(z)$, est compatible avec *une distribution aléatoire d'absorbants, (...) dont le décalage spectral est du à l'expansion de l'univers* (Murdoch et al., 1986). Je reviendrai dans le Chapitre 3 sur l'évolution de $N(z)$ avec le décalage spectral.

1.1.2 Description des raies d'absorption

La présence d'éléments lourds et d'hydrogène neutre dans un milieu gazeux est donc révélée par des raies d'absorption. Une information plus précise sur la distribution de matière présente le long de la ligne de visée est obtenue à partir de la position des raies et de leur profil - si il est résolu. Cela va permettre en particulier de comprendre si il existe un lien entre le quasar et les absorbants, entre les galaxies et la population d'absorbants.

Il est nécessaire dans un premier temps de dissocier les différents métaux et H I. Dans la suite, je suppose que le continu a été correctement estimé, c'est-à-dire que les observations donnent directement $\exp(-\tau)$ en fonction de la longueur d'onde, et que chaque raie est identifiée. En particulier, dans l'étude de la forêt Lyman- α , toutes les raies métalliques doivent être soustraites du spectre normalisé.

La longueur d'onde centrale des raies est reliée à la vitesse de l'absorbant, combinaison relativiste du flot de Hubble et de la vitesse particulière du gaz (v_{pec}):

$$\lambda = \lambda_0 (1 + z) \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}, \quad (1.2)$$

avec $\beta \equiv v_{\text{pec}}/c$, c la vitesse de la lumière et λ_0 longueur d'onde au repos de la transition observée. Il n'est pas possible de distinguer l'effet des vitesses particulières et celui du flot de Hubble avec la seule observation de la position des raies. En particulier, le gaz éjecté par le quasar peut avoir des vitesses de l'ordre de quelques 10000 km s^{-1} (Srianand et Petitjean, 2001). Il est donc nécessaire de rajouter des hypothèses sur les conditions physiques du gaz, Section 1.3.

La position centrale de la raie est donc déterminée par la vitesse moyenne de l'absorbant. Le profil des raies est relié à la quantité de matière intégrée le long de la ligne de visée (densité de colonne) et au profil de vitesse associé. L'expression du profil $\tau(\lambda)$ dépend du rapport entre l'élargissement (naturel, thermique et par les vitesses) de la raie en un point infinitésimal, Δv_{broad} et la largeur à mi-hauteur du profil de densité associé à la raie le long de la ligne de visée, Δv_{dens} .

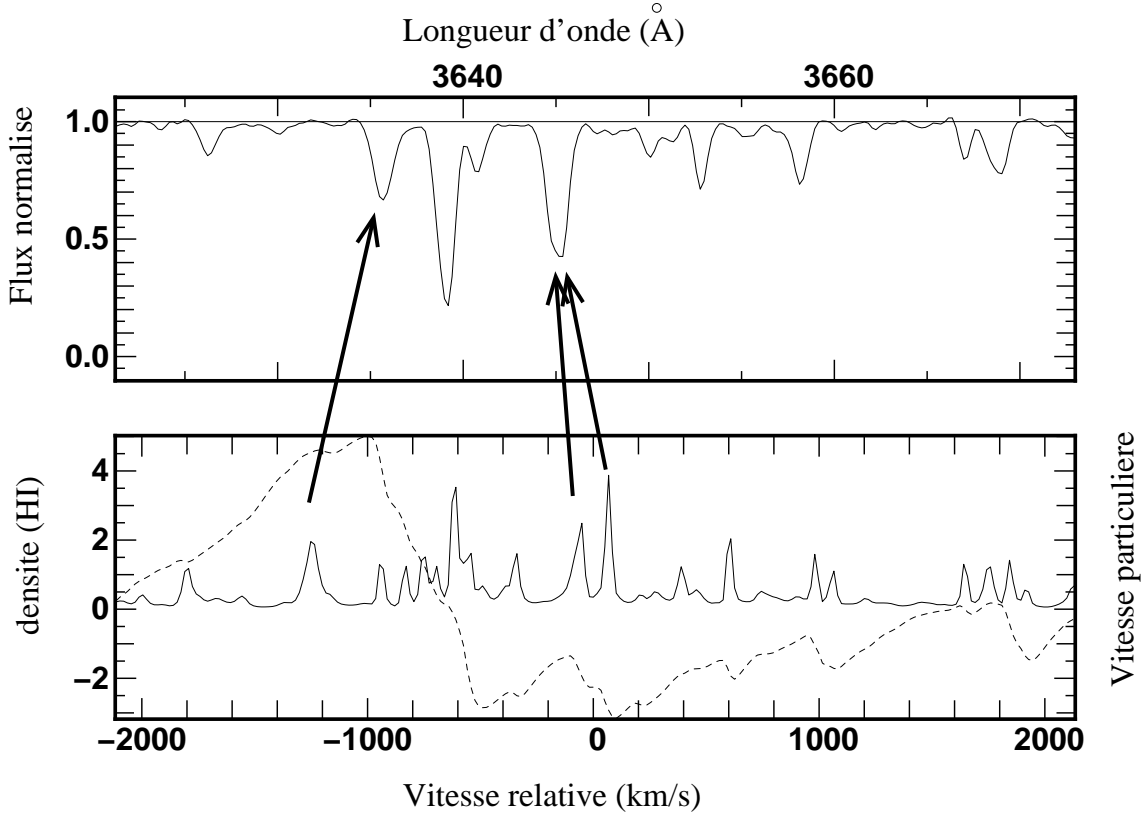


FIG. 1.2 – Relation entre un champ de densité (ligne continue, panel du bas) et de vitesse (ligne tiret) et le spectre d'absorption. Chaque densité contribue à la profondeur optique à une position décalée par les vitesses particulières. Trois exemples de décalage entre densité et flux sont montrés par les flèches. Les vitesses particulières $[\text{km s}^{-1}]$ ont été divisées par 70. Les champs de densité et de vitesse proviennent d'une simulation PM (Section 2.1.3). Le flux normalisé est calculé à partir de l'Eq. 1.7.

Si $\Delta v_{\text{dens}} \ll \Delta v_{\text{broad}}$, chaque absorbant est modélisé par un nuage localisé en un point de l'espace, à un décalage spectral. Cette position prend en compte la vitesse moyenne du nuage. La distribution de matière est alors définie par un ensemble de nuages sous la forme de fonctions de Dirac, $n_{\text{HI}}(z) = \sum_{\text{nuages}} N_i \delta(z - z_i)$ tandis que la distribution de vitesses en chaque point est un profil gaussien de largeur b_i . N est la densité de colonne, intégrale de la densité sur le profil ($[N] = \text{cm}^{-2}$). b est appelé paramètre Doppler ; il comprend l'élargissement thermique de la raie

$$b_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 12.8 \sqrt{\frac{T_4}{M}} [\text{km s}^{-1}] \quad (1.3)$$

avec $T_4 = T[\text{K}]/10^4$, M la masse atomique de l'absorbant ; et l'élargissement turbulent (par des chocs...). En tenant compte de la largeur naturelle de la raie d'absorption, le profil, en profondeur optique, de chaque raie individuelle est centré sur $\lambda_0(1+z_i)$, et décrit par un profil de Voigt (Bahcall et Salpeter, 1965 :

$$\tau(\lambda) = \frac{\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 m c} * \frac{N f \lambda_0}{\sqrt{\pi} b} \mathcal{H}(a, u) \quad \text{pour un nuage ;} \quad (1.4)$$

$$\tau(\lambda) = \sum_i 1.498 * 10^{-15} * \frac{N_i(\text{cm}^{-2}) f \lambda_0(\text{\AA})}{b_i(\text{km s}^{-1})} \mathcal{H}(a_i, u_i) \quad (1.5)$$

$$\mathcal{H}(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(u-y)^2 + a^2} dy, \quad (1.6)$$

$$a_i = \lambda_0[\text{km}] \gamma (4\pi b_i) \quad \text{et} \quad u_i = c/b_i \times (\lambda_0(1+z_i) / \lambda - 1) = \Delta v_i/b_i.$$

Si $\Delta v_{\text{dens}} \gtrsim \Delta v_{\text{broad}}$, le lissage par le paramètre Doppler au pic de densité ne permet plus de considérer une densité de colonne unique en un point. En particulier, le profil d'une raie n'est plus un simple profil de Voigt puisque il est modifié par le gaz présent dans les ailes du champ de densité. La distribution de matière (densité n_{HI} , vitesse v_{pec} , température T) doit alors être décrite par un champ continu. Cette hypothèse correspond en particulier au cas du milieu intergalactique, suffisamment éloigné des halos de galaxies, tel qu'il est décrit par les simulations hydrodynamiques (voir par exemple Bi et Davidsen, 1997 ; Bryan et al., 1999 ; Theuns et al., 2000 ; Section 1.3). Chaque densité, sur une distance infinitésimale dx , correspond alors à une densité de colonne $n_{\text{HI}}(x)dx$. Celle-ci absorbe une partie du spectre, à une position décalée par la vitesse particulière en x (Eq. 1.2 et Fig. 1.2). On obtient alors la profondeur optique pour une vitesse w par intégration de toutes ces absorptions infinitésimales dont la position dans l'espace physique est $H(z)/(1+z)x + v_{\text{pec}}(x) = w$ (en supposant $[x] = \text{Mpc comoving}$) :

$$\tau(w) = \frac{c \sigma_0}{H(\bar{z})\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_{\text{HI}}(v)}{b(v)} \exp\left(-\frac{(w-v-v_{\text{pec}})^2}{b(v)^2}\right) dv, [v]=\text{km s}^{-1} \quad (1.7)$$

Le profil en profondeur optique est approximé dans cette équation par une gaussienne, ce qui correspond au profil de voigt dans le cas des faibles densités. σ_0 est la section efficace d'absorption de la transition considérée ($\sigma_0 \propto f \lambda_0$).

Le cas particulier d'un milieu uniforme, $n(x) = \text{Cte} = n_0$, est important. Il correspond en particulier à un milieu *inter-nuage* décrit dans les premières théories du milieu intergalactique. Une telle densité uniforme de matière produit une absorption continue du continu du quasar par un facteur $e^{-\tau_{\text{GP}}}$ (Gunn et Peterson, 1965) :

$$\tau_{\text{GP}} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f \lambda H^{-1} n_{\text{HI}}. \quad (1.8)$$

L'Eq. 1.8 correspond à l'*effet Gunn-Peterson*.

Les trois cas cités ci-dessus sous-entendent trois interprétations différentes ; un milieu uniforme, un nuage ou un champ continu. Cependant, on peut toujours ajuster un nuage par un profil continu et un champ de densité par un (ou plusieurs) nuage(s). L'ajustement par profil de Voigt a été utilisé au départ car il correspondait bien à l'image des raies discrètes. La section suivante montre que l'interprétation en champ continu est plus proche du paradigme actuel. Pour les faibles densités en particulier, le profil de densité peut être assez éloigné d'une distribution gaussienne, tandis que les vitesses restent dominées par le flot de Hubble. On verra à la Section 2.2 que les méthodes d'inversion utilisant l'Eq. 1.7 sont efficaces dans ce cas-là. La classification générale des raies d'absorption de H I est toujours faite en terme de densités de colonne de nuages discrets, ce qui permet de parler plus facilement des propriétés d'un absorbant.

1.1.3 Classification des raies Ly α

La classification des raies d'absorption se fait à partir de la densité de colonne de H I (Weymann et al., 1981). Les différentes classes d'absorbants se distinguent aussi par les valeurs de la métallicité, Z . La métallicité correspond au rapport $[N(X)/N(H)]$ où X est la somme de tous les états d'ionisation associés à un métal. Elle est toujours donnée par rapport à la métallicité solaire, Z_{\odot} .

- *la forêt Lyman- α* : Cette population de raies est dominée par des raies fines et peu saturées. Elles correspondent à des densités de colonne de l'ordre de $12.5 < \log(N[\text{cm}^{-2}]_{\text{HI}}) < 16$. L'hydrogène neutre responsable de ces faibles densités de colonne est associé au milieu intergalactique. Pour des densités de colonne, $\log(N)_{\text{HI}} \geq 14.5$, la présence de métaux est observée dans pratiquement tout les cas (Tytler et al., 1995 ; Cowie et al., 1995 ; Songaila et Cowie, 1996 ; Rauch et al., 1997a ; Davé et al., 1998). Si les métallicités mesurées sont faibles, $10^{-4} < Z/Z_{\odot} < 10^{-2.5}$, la simple existence de métaux dans un milieu peu dense ($\lesssim 5$ fois la densité moyenne ; Schaye, 2001) implique une rétro-action des structures plus denses, lieu de formation d'étoiles et de métaux, sur le milieu intergalactique (Aguirre et al., 2001 ; Madau et al., 2001 ; Section 1.3). La détection de métaux pour des densités de colonne plus faible nécessite une étude statistique en additionnant des spectres ou pixels par pixels (Ellison et al., 2000 ; Aguirre et al., 2002). Il n'est pas encore établi aujourd'hui si l'ensemble du milieu intergalactique a une métallicité non nulle, ou si il existe des densités en dessous desquelles aucun métaux n'est présent. La réponse à cette question nécessite encore l'étude de spectres, en particulier à plus grand S/N.
- *systèmes métalliques*: pour des densités de colonne $\log(N) \sim 16 - 20$, les raies sont associées aux halos autour de galaxies (Le Brun et al., 1996 ; Katz et al., 1996 ; Haehnelt et al., 1998), dont certaines ont été identifiées directement (e.g. Bergeron et Boissé, 1991 ; Steidel, 1995). Des éléments lourds sont toujours associés à la raie H I (C IV, Mg II...) et permettent de déterminer la métallicité du milieu. Pour certains systèmes, la densité est suffisante pour que le gaz soit optiquement opaque à la limite de Lyman à 912 Å. Dans ce cas, les photons d'énergie supérieure à 13.6 eV sont absorbés car ils ionisent

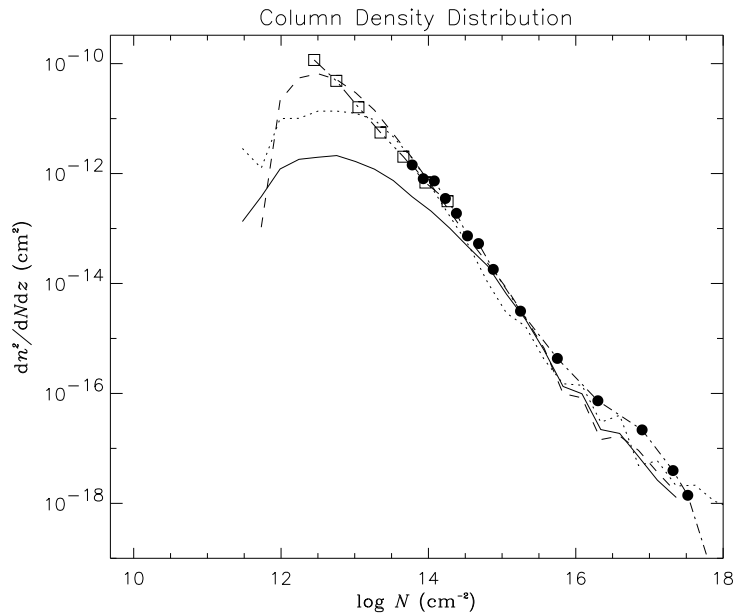


FIG. 1.3 – *distribution de densités de colonne à $z=3$ (Riediger et al., 1998). Comparaison avec des simulations de matière noire. Les observations proviennent de Hu et al., 1995 (carré) et Petitjean et al., 1993b (cercle).*

les atomes d'hydrogène. Le spectre du quasar présente alors une discontinuité à $912(1 + z_a)$ Å, z_a est le décalage de l'absorbant. Ces systèmes sont appelés Systèmes à la Limite de Lyman (LLS, pour "Lyman Limit System").

- Pour des densités de colonne supérieures à 10^{20} cm⁻², la partie Lorentzienne du profil de Voigt est visible dans les ailes des raies Lyman- α . Ces raies sont appelées *Systèmes Lyman- α Amorties* (en anglais, "Damped Ly α System") et sont généralement associées aux disques protogalactiques (Katz et al., 1996 ; Haehnelt et al., 1998 ; Wolfe et al., 1995). La métallicité est généralement forte, $\gtrsim 10^{-2}$ (e.g. Lu et al., 1996a)
- *Raies larges* avec une grande dispersion en vitesse. Elles sont souvent associées au quasar. Aucune explication satisfaisante n'a été apportée quant à leur origine (Weymann, 1995 ; Turnshek, 1995). Elles peuvent correspondre à des vents ayant leur origine dans la BLR ou même dans le disque d'accrétion et accéléré par la présence de radiation due au régions internes du quasar (Srianand et al., 2002).

Ces différentes classes de raies forment un ensemble continu. Les domaines relatifs ne sont pas aussi bien définis que pourrait le faire croire la liste ci-dessus. En effet, la distribution de densités de colonne montre que la statistique des raies est essentiellement continue (Fig. 1.3). Une étude fine révèle des cassures et donc la présence de différentes propriétés physiques selon les systèmes. (voir par exemple Petitjean et al., 1993b ; Haehnelt et al., 1998)

Dans le cadre de cette thèse, je me suis intéressé uniquement à la forêt Lyman- α . La prochaine section définit le contexte général de la cosmologie et de la formation des structures associé au milieu intergalactique. Je reviendrai ensuite sur la forêt Lyman- α pour en dégager les principales caractéristiques.

1.2 Cosmologie

Dans cette partie d'introduction, je rappelle les différents paramètres décrivant l'évolution de l'Univers, ainsi que les valeurs favorisées par les observations actuelles, et utilisées dans le Chapitre 3. Je me place toujours dans le cadre de la cosmologie standard et du modèle standard Λ CDM, tels que définis dans cette section. Je retrace ensuite le scénario de formation des structures par instabilités gravitationnelles, à partir de fluctuations primordiales jusqu'aux galaxies ; avant de revenir sur le milieu intergalactique et les conséquences de ce scénario sur l'analyse de la forêt Lyman- α . Un grand nombre d'études ont été consacrées à ces questions. En particulier, Peebles, 1993 ; Kolb et Turner, 1990 ; Padmanabhan, 1993 ; Peacock, 1999 ; Liddle et Lyth, 2000 font partie des livres de référence.

1.2.1 Définition des paramètres

L'univers visible est composé de galaxies. Ce sont les seuls composants suffisamment denses et chauds pour créer des étoiles et émettre de la lumière. La cosmologie a commencé avec l'observation des galaxies et la découverte par Hubble de leur vitesse relative. Toutes les galaxies s'éloignent l'une de l'autre avec une vitesse proportionnelle à leur distance, R :

$$\frac{dR}{dt} = H_0 R + v_{\text{pec}} . \quad (1.9)$$

H_0 est le paramètre de Hubble. On définit $h = H_0/100$ km/s/Mpc, estimé aujourd'hui à une valeur de $h = 0.7 \pm 0.1$.

L'effet de cette vitesse d'éloignement sur la position des raies observées est décrit par le décalage spectral, z , selon l'Eq. 1.2. On retrouve en particulier la composition des vitesses entre expansion et vitesses particulières.

Le modèle standard de la cosmologie actuelle est défini à partir du Big Bang, origine de l'expansion de l'Univers et de la théorie de la relativité générale. Les lois du mouvement sont décrites dans la métrique de Friedman-Robertson-Walker. La dynamique de cette expansion ainsi que les relations importantes entre différentes quantités (distance, vitesse, angle, décalage spectral) sont reprises dans l'Annexe B. Je rappelle ici les paramètres essentiels pour la lecture de cette thèse en mentionnant les différentes observations qui ont amené aujourd'hui à une détermination concordante des différents paramètres.

Paramètres Ω 's

L'évolution de l'Univers sous l'effet de la gravité dépend du rapport de la densité totale sur une densité critique, ρ_c ,

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.8791 \cdot 10^{-26} h^2 \text{kg/m}^3. \quad (1.10)$$

Pour cette raison, toutes les densités sont données sous la forme $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, avec ρ_i , densité actuelle de la composante considérée. Leur valeur à un temps z est notée $\Omega_i(z)$.

Dans le cadre de ce modèle standard actuel, on distingue la matière baryonique visible, qui émet de la lumière, la matière noire, qui n'est pas observée directement par émission de la lumière, les particules relativistes, photons neutrinos et enfin l'énergie du vide (Λ). À ces différentes composantes correspond les paramètres Ω : Ω_b , Ω_c (matière noire froide), Ω_ν ; $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_c + \Omega_\nu$ et enfin Ω_Λ .

Dans la métrique de FRW, chaque composante varie différemment avec le temps; ces différentes évolutions sont contenues dans le paramètre de Hubble :

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_K(1+z) + \Omega_\Lambda}. \quad (1.11)$$

Je suppose ici que Λ a une équation d'état $p = \omega\rho$ avec $\omega = 1$. Ω_K est relié à la courbure de l'Univers et à la densité totale d'énergie,

$$\Omega_{\text{tot}} = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 - \Omega_K.$$

$$\begin{cases} \Omega_{\text{tot}} > 1 & \text{courbure positive} & \text{univers fermé et fini} \\ \Omega_{\text{tot}} < 1 & \text{courbure négative} & \text{univers ouvert et infini} \\ \Omega_{\text{tot}} = 1 & \text{courbure nulle} & \text{univers plat et infini} \end{cases}. \quad (1.12)$$

Paramètres d'évolution

La fonction $H(z)$ décrit le contenu en matière de l'univers, à travers les différents Ω 's. Pour décrire la formation des structures, il faut préciser les fluctuations initiales et leur évolution. Pour cela, on utilise le spectre de puissance des fluctuations de densité, $P(k,z)$. $P(k,z)$ se décompose en une partie "primordiale", P_\star et une composante d'"évolution", $T(k)$, la fonction de transfert. Dans le cas le plus simple des scénari d'inflation (Liddle et Lyth, 2000),

$$P(k,z) \equiv P_\star(k) T(k,z) \quad (1.13)$$

$$P_\star(k) \propto k^n. \quad (1.14)$$

La formation des structures est développée dans la Section 1.2.3. Je vais tout d'abord décrire les contraintes observationnelles sur ces paramètres et résumer le modèle cosmologique standard actuel, LCDM.

1.2.2 Le modèle cosmologique standard

- *Une pléthore d'observations*

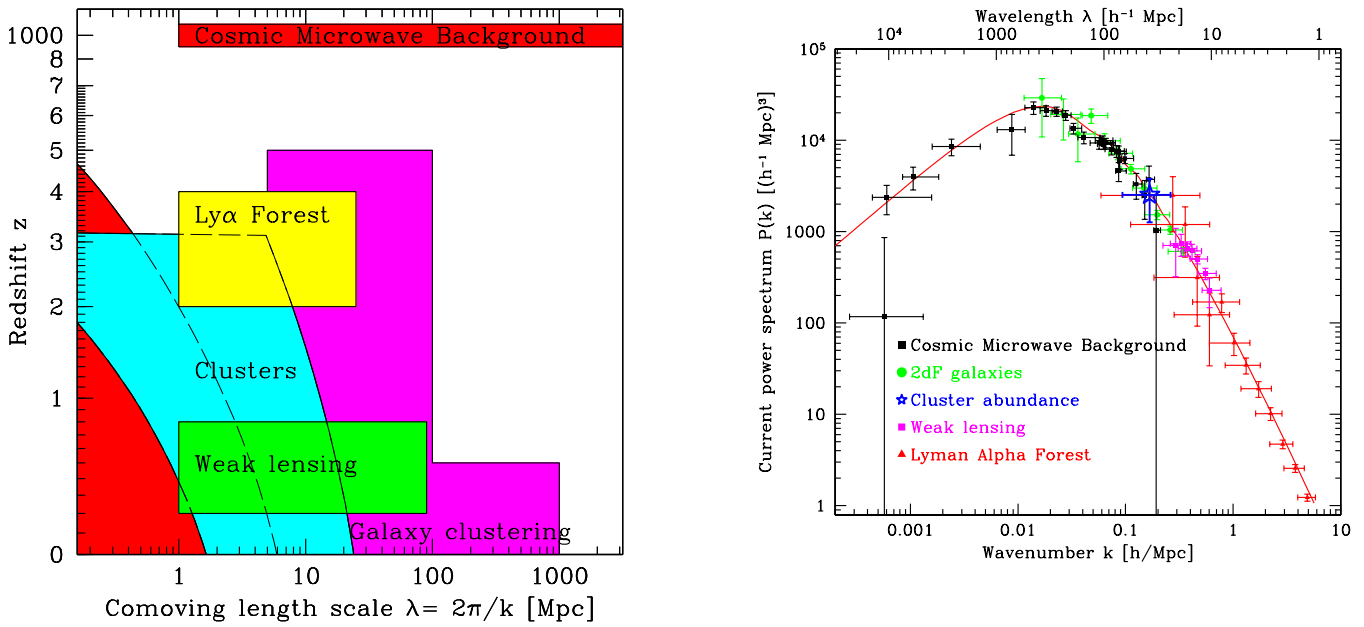


FIG. 1.4 – Contraintes sur le modèle cosmologique à partir de différentes observations. Chaque observations sondent un domaine de décalage spectral et d'échelle différent. Gauche : Domaine sur lesquels le facteur de croissance $g(k, z)$ pourrait être contraint par les différentes observations dans les prochaines années (Tegmark, 2001). La région délimitée par la ligne en pointillé, en bas à gauche, indique le régime non-linéaire où la variance des fluctuations de densité est supérieure à 1, dans le modèle défini par la Table 1.1. Droite : Contrainte sur $P(k; z = 0)$ par les différentes observations (Tegmark et Zaldarriaga, 2002).

La cosmologie observationnelle cherche donc à contraindre ces paramètres, $T(k)$, P_* , Ω 's, par l'étude des structures primordiales (CMB) ou après évolution (galaxies, milieu intergalactique...). Les objets étudiés sondent des domaines de décalages spectraux et d'échelle très différents (Fig. 1.4) ce qui permet de combiner les contraintes individuelles (voir en particulier la méthode proposée par Tegmark et Zaldarriaga, 2002).

- *CMB*

Aux premiers instants de l'univers, les photons et les baryons sont couplés par diffusion Thomson. Ils font partie d'un plasma de photons/baryons soumis à des oscillations acoustiques. Il n'est donc pas possible d'avoir accès directement aux structures de ce plasma à travers le flux de photons. Lorsque l'univers refroidit, par expansion, la diffusion Thomson n'est plus autorisée, il y a un découplage entre photon et baryons. Dès lors, l'univers devient transparent aux photons. Les photons du fond diffus cosmologique (CMB) sont directement reliés à la distribution en densité (donc en température) à l'instant de dernière diffusion des photons, à $z \sim 1000$ (Fig. 1.5 image de gauche).

Le CMB est donc une image du champ de gravitation et de vitesse au niveau de la surface de dernière diffusion Thomson. Les fluctuations de température observées sont exprimées dans l'espace de Fourier selon des distances angulaires par les fonctions

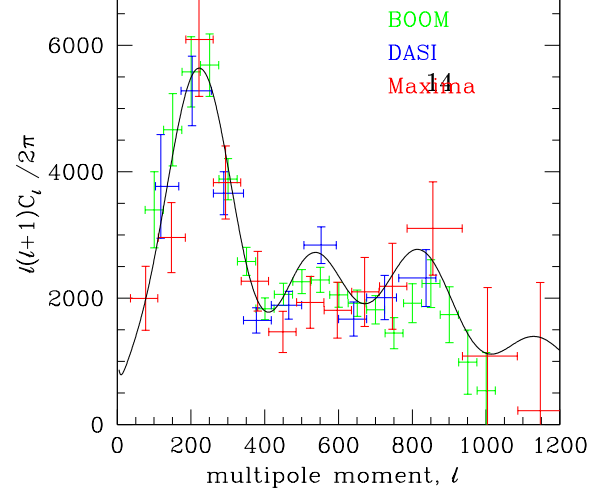
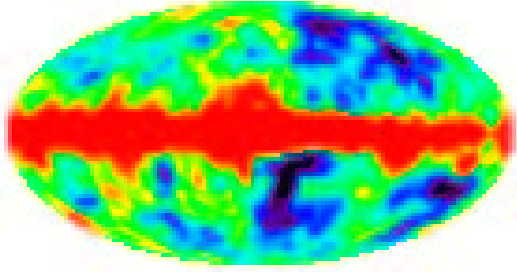


FIG. 1.5 – Observation du CMB. <http://bubba.ucdavis.edu/knox/radpack.html> La courbe en trait plein correspond au modèle ($\Lambda = 0.66$, $\Omega_m = 0.34$, $\Omega_b h^2 = 0.022$, $\tau = 0.12$, $n=1$) Netterfield et al., 2002.

C_l (Fig. 1.5 image de droite). Les fonctions C_l sont alors reliées à une intégrale sur le spectre de puissance des fluctuations primordiales de matière $P_*(k)$:

$$C_l = \int_{-\infty}^{\infty} W_l(k) P_*(k) d \ln k. \quad (1.15)$$

Les fonctions $W_l(k)$ sont appelées les fonctions de transferts angulaire. Elles dépendent des paramètres Ω 's et expriment l'évolution des perturbations initiales jusqu'au décalage spectral de la dernière diffusion (Section 1.2.3).

Le spectre C_l est ainsi déterminé par l'ensemble des paramètres cosmologiques. Je donne ici une indication des effets principaux attendus pour certains paramètres. Pour un plus grand nombre de détails sur ces effets et la théorie du CMB, voir par exemple Hu et Sugiyama, 1995 et Tegmark, 1995.

- Ω_K : L'échelle angulaire, l , observée correspond à un domaine de k selon l'Eq. 1.15. W_l dépend de la forme des géodésiques et donc de la courbure de l'Univers. Ainsi, le spectre des C_l est déplacé vers les grands (petits) k si $\Omega_K > 0$ (< 0).
- Ω_Λ : la présence d'une constante cosmologique diminue les fluctuations de densité avec le temps. En traversant un puit de potentiel, les photons subissent un décalage vers le bleu (entrant) plus important que vers le rouge (sortant). Cet effet est noté ISW (Integrated Sachs-Wolf). Il a lieu tard et *boost* les grandes échelles. Ω_m **boost aussi??**. En modifiant la valeur de $H(z)$, Ω_Λ a le même effet que Ω_K .
- Ω_b : Les baryons sont nécessaire à la présence des pics acoustiques. La hauteur des pics augmente avec Ω_b . De plus, les pics impaires (1,3,...) augmentent plus vite que les pics paires.
- Ω_c : augmenter la proportion de matière noire implique une diminution du nombre de baryons (pour Ω_m fixé). Donc la hauteur des pics diminue avec Ω_c . Par contre, tout les pics sont concernés de la même manière. Il est donc possible de distinguer l'effet des baryons et de la matière noire.
- P_* : C_l étant une version intégré de P_* , Eq. 1.15, il est évident que cette fonction est inscrite dans les observations du CMB.

- Réionisation τ : Si l'Univers est réionisé, les photons peuvent diffuser à nouveau sur des électrons libres. Le signal aux petites échelles ($l \ll 10$) est alors atténué selon la fraction de photons diffusant après la LSS, $e^{-\tau}$.

La Fig. 1.5 montre le résultat des dernières observations par BOOMERaNG (Netterfield et al., 2002), Maxima (Lee et coll., 2001) et DASI (Halverson et coll., 2002).

- *La Nucléosynthèse du Big Bang*

La nucléosynthèse du Big Bang (BBN) est l'étude de la synthèse des éléments légers - Deutérium, ^3He , ^4He et ^7Li pendant les premières minutes de l'Univers. Ces éléments étant observés à des décalages spectraux $\lesssim 2-3$, l'évolution de l'univers doit être prise en compte aussi.

La physique des premiers instants est connue, ainsi que les sections efficaces des réactions nucléaires en jeu. Il est ainsi possible de prédire les rapports d'abondances de ces cinq éléments à partir d'un seul paramètre libre, le rapport du nombre de baryon sur le nombre de photons, η .

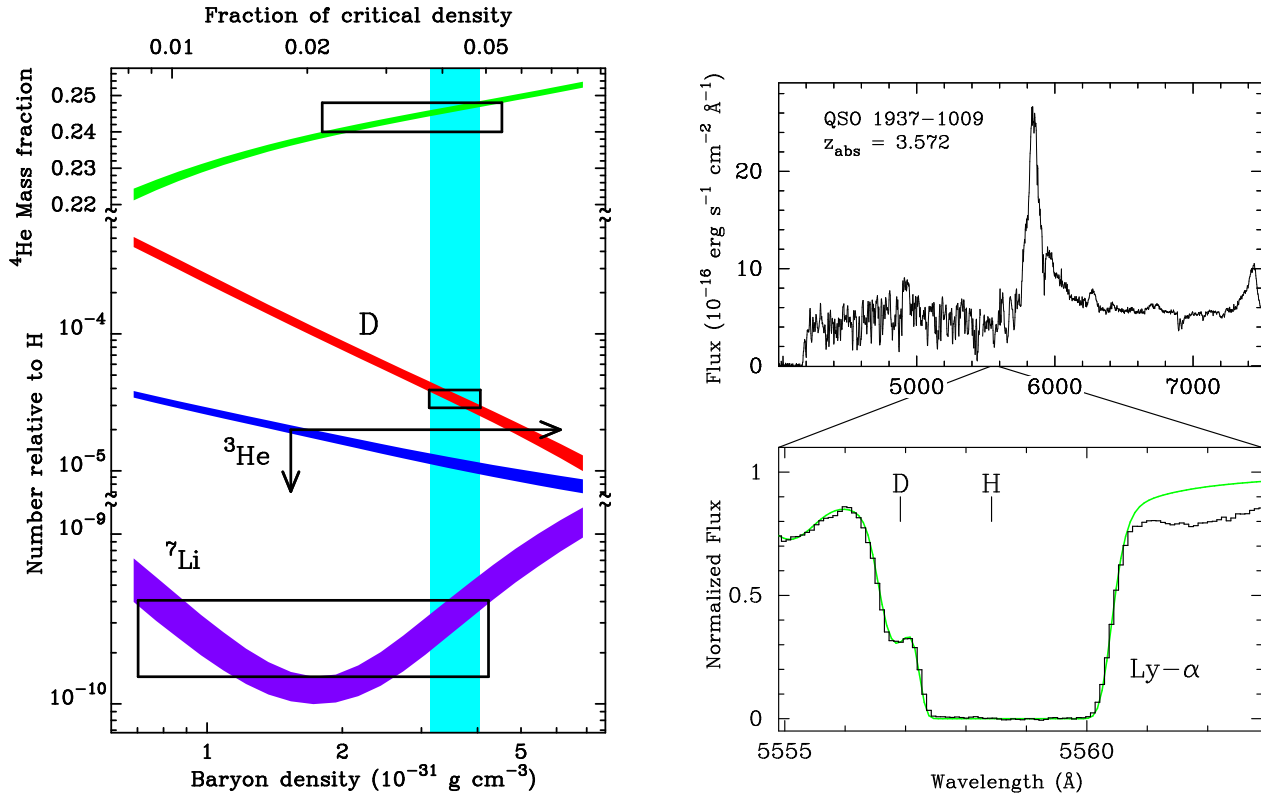
$$\eta \equiv n_b/n_\gamma \quad (1.16)$$

Ce rapport est déterminé par la baryogénèse (Kolb et Turner, 1990 ; Riotto, 1998). Le début de la baryogénèse n'est pas prédit par les théories actuelles, ce qui empêche de contraindre η .

Au contraire, les mesures d'abondances relative à l'hydrogène, élément le plus abondant, permettent de déterminer η , puis de vérifier la cohérence de toutes les abondances relatives. La connaissance de la température du fond diffus cosmologique T_{CMB} permet de calculer n_γ et donc d'en déduire n_b [cm^{-3}]. On peut alors obtenir une estimation de $\Omega_b = n_b * m_p / \rho_c$ [h^{-2}] (Fig. 1.6). Le facteur h^{-2} provient de la définition de ρ_c Eq. 1.10.

La Fig. 1.6 montre que D/H permet la meilleur estimation de Ω_b . Il faut de plus prendre en compte l'évolution des abondances avec le temps. Il n'existe pas de processus connu de création de D, contrairement aux autres éléments (Reeves et al., 1973 ; Wagoner, 1973). Par contre, l'abondance de H varie au cours du temps. Ainsi, le gaz éjecté par les étoiles ne contient pas de D, mais au contraire beaucoup d'H. Ainsi, le rapport D/H décroît avec le temps lorsque les étoiles meurent. Il est possible de mesurer D/H dans le milieu interstellaire, (Lemoine et al., 1999), en particulier avec le HST. Le rapport $(\text{D}/\text{H})_0$ primordial est supérieur à $(\text{D}/\text{H})_{\text{MIS}}$ par un facteur variant de 1 à 10 selon les auteurs.

D/H est aussi mesuré dans les raies métalliques (SLL ou SLAA, Section 1.1) des spectres de quasar. Cette mesure est plus proche de $(\text{D}/\text{H})_0$. On sonde en effet des régions moins denses dans le halo des galaxies où l'influence des étoiles est moins grandes. Les abondances mesurées dans ces systèmes sont de l'ordre de 0.01 à 0.001 par rapport à l'abondance solaire pour C/H. On est donc proche d'un milieu primordiale, dans lequel le carbone n'est pas encore créé. Il est alors possible d'extrapoler au milieu primordiale.


 FIG. 1.6 – *abondances de BBN Tytler et al., 2000*

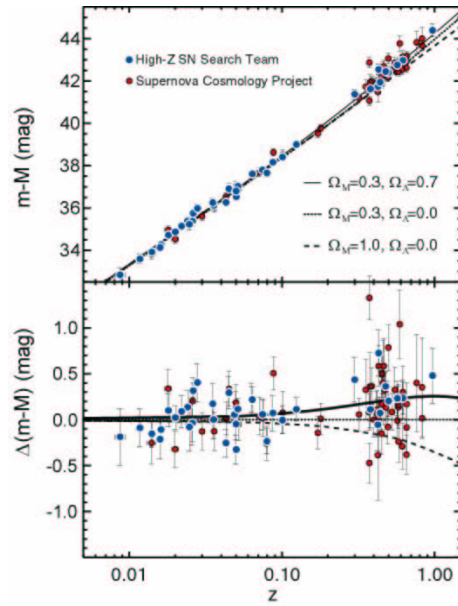
La difficulté majeure de ces mesures réside dans le fait que la raie Lyman de H I ($\lambda \sim 1215.67 \text{ \AA}$) est large. Dans la plupart des cas, il n'est pas possible de distinguer la raie de D I ($\lambda \sim 1215.34 \text{ \AA}$). Cette mesure est possible lorsque la raie H I présente une structure simple, ajustable avec une composante, telle que celle de la Fig. 1.6. Dans des cas plus compliqué, il est possible d'ajuster la série de Lyman et celle de D I. Ainsi, D'Odorico et coll., 2001 ont pu déterminer la structure en trois composante H I et deux composantes D I d'un système SLAA à $z = 3.025$ (QSO 0347–3819) en suivant la série de Lyman jusque Ly12. Ceci est possible grâce à la qualité du spectrographe UVES dans le bleu.

Le rapport D/H mesuré dans les spectres de quasars est aujourd'hui consistant avec une valeur de $3.4 \pm 0.5 \times 10^{-5}$.

Dans la suite de ce chapitre, la BBN est utilisé en tant que meilleure mesure du paramètre Ω_b (Table 1.1). Pour plus de détails sur ce sujet, de nombreuses revues sont disponibles (p.e. Schramm et Turner, 1998 ; Burles et al., 1999 ; Olive et al., 2000).

- *SuperNovae de type Ia*

Les SuperNovae correspondent à des explosions d'étoiles très intenses (Hoyle et Fowler, 1960). L'explosion produit environ 10^{51} ergs. La luminosité est alors supérieure à une galaxie typique, pendant plusieurs semaines. Grâce à cette puissance,

FIG. 1.7 – *Deustua et coll., 2002.*

les SNIa sont détectables jusqu'à $z \lesssim 1.7$ (Riess et al., 2001).

L'intérêt essentiel des SNIa réside dans le fait que tous les événements sont similaires. L'intensité du pic de luminosité ne dépend que de la largeur (durée) de l'événement (Relation de Phillips). En tenant compte de cette relation, toutes les courbes de lumière (luminosité en fonction du temps) sont quasi-identiques. Cette relation empirique semble être expliquée dans les récents modèles (Pinto et Eastman, 2001).

Les SNIa sont donc de bons étalons standards. Si la luminosité absolue ne varie pas, la relation entre la luminosité apparente (corrigée par la relation de Phillips) et le décalage spectral ne dépend que de l'expansion de l'Univers (Eq. B.12) et donc des paramètres cosmologiques via $H(z)$. Une accélération de l'expansion entraîne une diminution - augmentation - de la luminosité - magnitude. Ces deux quantités, magnitude et z , tracées sur un diagramme de Hubble, permettent d'observer directement l'effet de Ω_Λ .

Cette possibilité a justifié la mise en place d'un programme de recherche de SNIa à haut décalage spectral, SCP et HZT. 100 SNe Ia ont été découvertes. Fig. 1.7 montre les résultats de ces observations dans le diagramme de Hubble. La comparaison avec différents modèles d'univers est en faveur d'une accélération de l'expansion. Le meilleur ajustement de ces données selon $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$ donne : $\Omega_m \simeq 0.3$ et $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ (Perlmutter et al., 1999 ; Riess et al., 1998).

À plus grand décalage spectral, l'univers est plus compact et la gravité domine l'effet d'une répulsion par une constante cosmologique. L'expansion doit donc diminuer aux grands décalages spectraux. Le programme SNAP (Malina et SNAP Collaboration, 2001) est dédié à la recherche de SN à plus grand décalage spectral. D'ors et déjà, la découverte d'une SNe à $z \sim 1.7$ par HDF a permis une première indication de cet effet (Riess et al., 2001).

Cependant, ce raisonnement n'est valable que si on peut enlever toute évolution intrinsèque des SN avec le décalage spectral (par des effets propres aux SN ou dû à la présence de poussière). Ces effets semblent être rejetés par Riess et al., 2001. Il reste encore de grandes erreurs statistiques, ou systématique (dans la calibration).

- *Effet de lentilles gravitationnelles faible*

Cet effet utilise les photons émis par des galaxies lointaines pour sonder les fluctuations de la métrique, induites par l'ensemble de la matière entre la galaxie et l'observateur. Il s'agit donc d'un effet intégré sur la distribution globale de matière.

Le trajet des photons est dévié par la présence de matière entre la galaxie et l'observateur (Fig. 1.8). Cela se traduit par une distortion des images (*cosmic shear*). Cette méthode a tout d'abord été utilisée comme un test de la théorie de la relativité général. Elle a permis d'aller plus loin en prouvant la présence de matière noire.

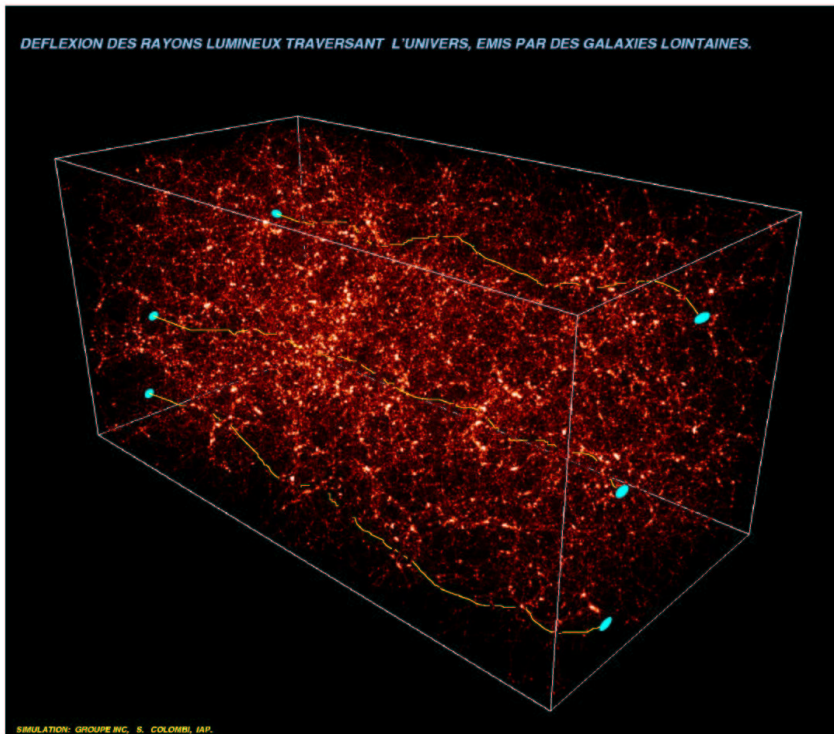


FIG. 1.8 – *Simulation de DM par S. Colombi*

La première détection de ce signal a été annoncée en 2000 (Wittman et coll., 2000 ; Van Waerbeke et coll., 2000 ; Bacon et coll., 2000 ; Kaiser et coll., 2000 ; Rhodes et coll., 2001). En 2002, un champ de 53 degrés carré a été obtenu par le relevé RSCS (Hoekstra et al., 2002).

La quantité observée, $M_{\text{app}}(\theta)$ (*aperture mass variance*), est une intégrale du spectre de puissance *non-linéaire* de la matière.

Il est alors possible d'avoir une observation directe de la distribution de matière à $z \lesssim 1$ (par exemple du spectre de puissance), mais cela implique une bonne compréhension des effets non-linéaires

- *Galaxies*

Corrélation

probleme du biais.

donne $P(k)$ à grandes échelles.

problème essentiel : le biais.

reelevés : 2dF Survey Colless, 1998. SDSS York, 2000. Also quasars.

Puis DEEP Davis et Newman, 2000 $z \lesssim 1.2$. VIRMOS $z \lesssim 5$ Le Fèvre et coll., 2001

Abondances

galaxies ou des Damped...

relie s_8 et Ω_m

Futur : jusque $z \sim 3$. Au-delà il n'y a plus de groupes.

Besoin du formalisme de PS car sinon trop de simulations.

Regarde à $15 h^{-1} \text{Mpc}$. ET non pas 8...

- *Forêt Lyman- α*

baryons - relie à DM - plus linéaire (basse densité et cut).

développé Section 1.3.

- *Modèle "concordant"*

Le modèle standard de la cosmologie correspond à un univers en expansion, dont l'origine est décrite par le Big Bang, et l'évolution par les équations de la relativité générale. Il semble aujourd'hui converger vers un modèle d'univers plat (densité totale égale à la densité critique) avec une valeur non nulle de la constante cosmologique (modèle Λ CDM, pour Lambda Cold Dark Matter), du même ordre de grandeur que la densité actuelle de matière. L'évolution de chaque composante avec z est montrée dans la Fig. 1.9.

La cosmologie moderne a toujours pour but de tester ce modèle standard, de déterminer plus précisément les paramètres de cette théorie et de décrire dans ce cadre la formation des structures.

TAB. 1.1 – Paramètres cosmologiques et P_*

| Paramètre | Estimation | Composition | Références |
|--|--|--|------------|
| Constante cosmologique | $\Omega_\Lambda = 0.7 \pm 0.1$ | | (1) |
| Matière ^a | $\Omega_m = 0.3 \pm 0.1$ | | (1) + (2) |
| Matière noire froide | | $\Omega_c = 0.26 \pm 0.1$ | (1) + (3) |
| Matière baryonique ^b | | $\Omega_b = 0.04 \pm 0.01$ | (3) |
| Composants relativistes ^c | $0.01 \lesssim \Omega_{\text{rel}} \lesssim 0.05$ | | (4) |
| neutrinos ^d | | $0.01 \lesssim \Omega_\nu \lesssim 0.05$ | (4) |
| photons ^e | | $\Omega_\gamma = 4.8_{-0.9}^{+1.3} \times 10^{-5}$ | (5) |
| Constante de Hubble | $h = 0.72 \pm 0.08$ | | (6) |
| Age de l'Univers | $t_o = 13.4 \pm 1.6$ Gyr | | (7) |
| Geometrie | $\Omega_K = 0.00 \pm 0.06$ | | (7) + (8) |
| Équation d'état ^f | $w = -1.0^{+0.4}$ | | <i>sn</i> |
| Paramètre de décélération ^g | $q_o = -0.05 \pm 0.15$ | | <i>sn</i> |
| Temperature du CMB | $T_{\text{CMB}} = 2.725 \pm 0.001$ K | | (5) |
| n_s ^h | 0.963 ± 0.042 | | (1) |
| n_t | 0.09 ± 0.16 | | |
| σ_8 ⁱ | $(0.72 \pm 0.03) \exp \tau$ | | |
| σ_8 ^j | 0.86-0.98 | | (9) |
| σ_8 ^j | $(0.52 \pm 0.04) \Omega_m^{-0.52+0.13\Omega_m} = 0.93$ | | (10) |

^a $\Omega_m = \Omega_c + \Omega_b$. ^b $\Omega_b h^2 = 0.020 \pm 0.002$. ^c $\Omega_{\text{rel}} = \Omega_\nu + \Omega_\gamma$. ^d $0.04 \text{ eV} < m_{\nu,\tau} < 4.4 \text{ eV}$. ^e $\Omega_\gamma = 2.47 \times 10^{-5} h^{-2} T_{2.725}^4$. ^f $p = w\rho$. ^g $q_o = \Omega_m/2 - \Omega_\Lambda$. ^h avec $n_t = 0$. ⁱ τ est la profondeur optique jusque la surface de dernière diffusion, $0.05 < \tau < 0.22$. ^j en supposant $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$ ou $\Omega_{\text{tot}} = 1$. (1): Lineweaver, 1998 ; Perlmutter et al., 1998 ; Riess et al., 1998 ; Roos et Harun-or-Rashid, 2000 ; Jaffe et coll., 2000 ; Tegmark et al., 2000 ; Tegmark, 2001 ; Tegmark et Zaldarriaga, 2002 ; Bridle et coll., 2001 ; Stompot et coll., 2001 ; de Bernardis et coll., 2001 ; Percival et coll., 2002. (2): Verde et coll., 2001 ; Bahcall et Fan, 1998 ; Carlberg et coll., 1997 ; Guerra et al., 2000. (3): Burles et al., 2001 ; D'Odorico et coll., 2001 ; Kirkman et coll., 2001. (4): Wang et al., 2001 ; Durrer et Novosyadlyj, 2001 ; Fukuda et coll., 1999 ; Valle, 2001. (5): Mather et coll., 1999. (6): Freedman et coll., 2001 ; Schmidt, 1994. (7): Lineweaver, 1999 ; Jaffe et coll., 2000 ; Tegmark et al., 2000. (8): Wang et al., 2001 ; de Bernardis et al., 2002. (9): Van Waerbeke et coll., 2002 ; Hoekstra et al., 2002. (10): Eke et al., 1996. *sn* : Perlmutter et al., 1998 ; Riess et al., 1998.

1.2.3 Formation des structures

L'univers décrit ci-dessus peut être homogène. Cependant, des structures sur différentes échelles sont observées à toutes les époques, à travers les galaxies, les groupes de galaxies, les effets de lentilles gravitationnelles, les absorbants dans les spectres de quasars, et enfin les faibles fluctuations du fond diffus cosmologique en remontant le temps (Fig. 1.10). Le paradigme actuel explique la formation de ces structures par la croissance de fluctuations primordiales sous l'effet de la gravité.

- *Fluctuations primordiales*

L'existence de fluctuations de densité initiales est nécessaire. Un univers homogène restera homogène. Les observations actuelles (e.g Netterfield et al., 2002 pour le CMB) conduisent à une statistique gaussienne pour les fluctuations primordiales (en accord avec les modèles d'inflation). Des effets de non-gaussianité ne sont cependant pas entièrement exclus par les observations actuelles (Doré et al., 2002) et sont prédits en particulier dans les modèles de défauts topologiques. Dans un cas de champ gaussien, les fluctuations peuvent être décrites par leur spectre de puissance $P_*(k)$. $P_*(k)$ permet de décrire séparément chaque mode de Fourier (décomposition en échelle spatiale k) des fluctuations de densité, $P_*(k) \equiv |\delta_{\text{primordiale}}(k)|^2$.

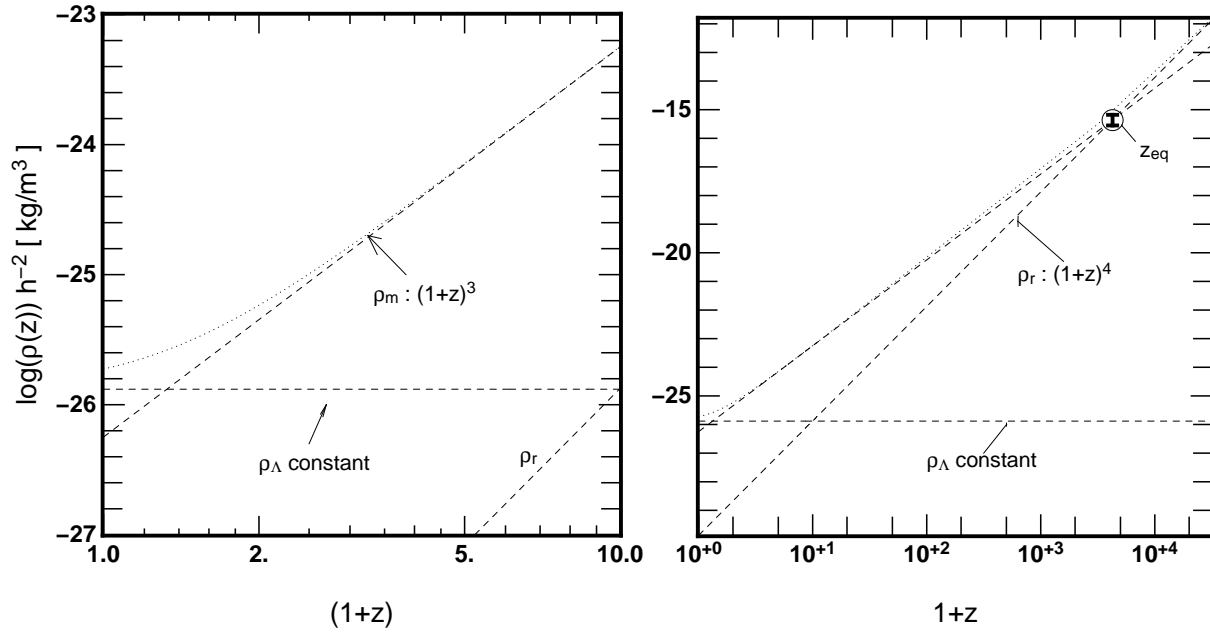


FIG. 1.9 – Évolution des composantes principales de l’Univers avec le décalage spectral dans le modèle actuel (LCDM). La matière non relativiste (matière noire ou baryonique, ρ_m) évolue selon $(1+z)^3$, la matière relativiste (photons, neutrinos, ρ_r) selon $(1+z)^4$. La constante cosmologique n’est pas modifiée par l’expansion. La densité totale est indiquée en trait pointillé. Ces différentes évolutions définissent différentes époques. À très grand z (panel de droite), la matière relativiste domine. $\rho_m = \rho_r$ pour $z = z_{\text{eq}}$, ce qui définit la transition appelée équivalence. Enfin, les composantes matière et énergie sont du même ordre de grandeur aujourd’hui (panel de gauche).

Un spectre en loi de puissance, invariant d’échelle, est favorisé par les mesures les plus récentes :

$$P_*(k) \propto k^n \quad \text{avec } n = 1 \quad (1.17)$$

Ce type de spectre de puissance est prédit par les modèles d’inflation (Turner, 1997). Plus les fluctuations initiales sont importantes, plus les structures seront contrastées. Ce contraste peut être mesuré sur les groupes de galaxies observés aujourd’hui (e.g. Eke et al., 1996) ou sur les fluctuations de température du fond diffus (e.g. Bennett et al., 1994). La normalisation du spectre de puissance est donnée traditionnellement par la variance (*rms*) du contraste de densité moyenné sur des sphères de rayon $8 h^{-1} \text{Mpc}$ comobile :

$$\sigma_8 = 4\pi \int_0^\infty k^2 P(k) W(k, r = 8h^{-1} \text{Mpc})^2 dk \simeq 0.9, \quad (1.18)$$

où W est une fonction de lissage. Cette mesure est faite pour $z = 0$ et correspond donc au spectre de puissance après évolution, $P(k)$.

- *Évolution linéaire*

La croissance des fluctuations au cours du temps dépend du type de composants (matière noire, baryons, constante cosmologique...) et de leurs interactions. Pour de faibles fluctuations (i.e. dans le cadre de la théorie linéaire), chaque mode évolue

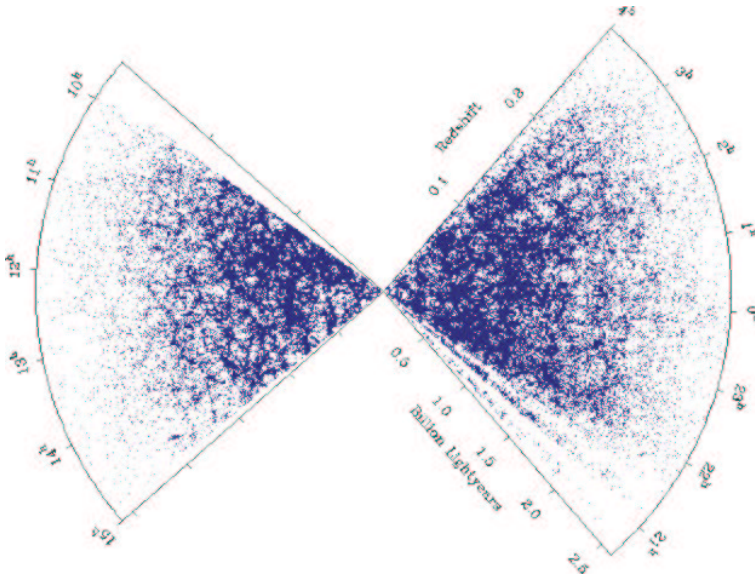


FIG. 1.10 – Des structures sont observées à tout décalage spectral. À $z \sim 1000$ avec le fond diffus cosmologique observé par COBE (image de gauche) ; à $z \sim 2 - 6$, les structures du milieu intergalactique révélées par les spectres des quasars (simulations de matière noire au centre) et enfin les groupes de galaxies observées aujourd'hui (image de droite ; de Lapparent et al., 1986).

séparément. Lorsque la matière non relativiste domine (après l'équivalence, Fig. 1.9), la gravité permet aux fluctuations de croître, selon un taux de croissance indépendant de k : $\delta(k,0) = D(z)\delta(k,z)$. $D(z)$ dépend seulement des paramètres Ω 's.

Les interactions supplémentaires associées aux différentes composantes de l'Univers (en particulier, des interactions baryons-photons, voir plus loin) modifient la forme du spectre primordiale. Elles sont toutes contenues dans la fonction de transfert $T(k)$. En résumé, dans la limite des faibles fluctuations,

$$\delta(k,0) = T(k)D(z)\delta(k,z) \quad (1.19)$$

$$P(k,0) = D(z)^2 T(k)^2 k^n. \quad (1.20)$$

L'Annexe B décrit les différents processus contenus dans les fonctions de transferts. Je voudrais revenir ici sur la différence de comportement initial entre la matière noire et les baryons.

La matière noire froide, soumise uniquement à la gravité, croît dès l'équivalence. À cet instant, les baryons sont encore couplés au flot de photon par interaction Thomson. Les fluctuations du fluide photon-électrons-baryons ne suivent donc pas la même croissance et restent dominées par des ondes acoustiques (dont l'effet est visible dans le fond diffus cosmologique). Lorsque la température a suffisamment diminué, sous l'effet de l'expansion, pour interdire les diffusions Thomson entre matière et photons, les baryons sont à nouveau soumis essentiellement à la gravité (époque du découplage ou de recombinaison). Les fluctuations des baryons vont alors suivre la même évolution selon l'Eq. 1.20. Mais la matière noire a déjà commencé à s'effondrer et a créé des puits de potentiels gravitationnels. Les baryons sont alors

attirés par ces puits. Les deux composantes deviennent rapidement quasi identiques à grandes échelles (e.g. Weinberg et al., 1999). Cependant, les oscillations acoustiques se répercutent aux petites échelles sous la forme d'oscillations de la fonction de transfert. Ces oscillations sont d'autant plus importantes que Ω_b est grand (Annexe B).

Je reviendrai sur les différences supplémentaires entre baryons et matière noire au cours de l'évolution dans la section suivante. Auparavant, continuons à suivre l'évolution générale des fluctuations avec l'effondrement de la matière dans des structures plus denses.

- *évolution hiérarchique*

Sous l'effet de la gravité, les structures les plus denses attirent la matière environnante. Ainsi, les sur-densités sont de plus en plus denses et les sous-densités de plus en plus vides. En d'autres termes, les contrastes de densité augmentent.

L'étude des fonctions de transfert, en particulier par la formule analytique de Ma, 1996, Eq. B.32, montrent que $T(k) \propto k$ aux grandes échelles et $T(k) \propto k^{-2}$ aux petites échelles. Or, tout spectre de puissance de la forme k^α avec ($\alpha \geq -3$) conduit à des fluctuations dont l'amplitude décroît lorsque la taille physique augmente. Par conséquent, les formules 1.17 et 1.20 conduisent à un *processus hiérarchique de formation des structures*. Les plus petits objets s'effondrent en premier puis fusionnent pour former des objets à plus grandes échelles.

Lorsque l'évolution des structures atteint des contrastes de l'ordre de l'unité sur une certaine échelle, $\bar{\delta} \sim 1$, des processus non-linéaires interviennent. En particulier, les effondrements de grandes structures augmentent le spectre de puissance aux plus petites échelles. Les différentes échelles ne sont plus indépendantes (White et Croft, 2000 ; Section ??). Ces structures se virialisent et se découplent alors du flot de Hubble. Elles correspondent aux précurseurs des galaxies actuelles (proto-galaxies).

- *Galaxies*

L'importance des processus non-linéaires implique l'utilisation de simulations numériques pour résoudre les équations d'évolution. La formation des halos de matière noire puis des galaxies par des simulations à N-corps (Bertschinger, 1998) mais aussi par des théories analytiques (Lacey et Cole, 1993 ; Sheth et Lemson, 1999) a été l'un des plus grands succès des modèles cosmologiques de matière noire.

Les galaxies présentent l'avantage d'émettre de la lumière. Elles sont donc observables directement à bas décalage spectral. À plus grand décalage, $z \sim 3$, on utilise le fait que les galaxies tracent les grandes densités de matière. Or, les régions de hautes densités sont fortement non-linéaires. Des processus propres aux baryons, chocs, refroidissement par rayonnement modifient la distribution de matière sondée par les galaxies sans modifier la distribution de matière noire sous-jacente. Cette différence est décrite par un biais entre δ_{gal} et δ_{DM} . La plupart des études supposent un biais linéaire sous la forme

$$\delta_{\text{gal}} = b\delta.$$

Aux grandes échelles ($\gtrsim 10 h^{-1}\text{Mpc}$), ce biais est proche de l'unité (e.g. Gaztanaga, 1994). Par contre, la complexité supplémentaire liée à la physique du gaz rend difficile les prédictions d'effondrement à plus petite échelle. Ainsi, les simulations CDM reproduisent mal les structures denses aux petites échelles. Par exemple, le nombre de halos de petite masse résultant des simulations est trop important, en comparaison avec le nombre de satellites du groupe local (Moore et al., 1999 ; Klypin et al., 1999). De même, la forme du profil des halos n'est pas reproduite correctement ; le profil obtenu par les simulations (e.g. Navarro et al., 1997 ; Moore et al., 1999) a une pente plus forte que celle déduite par l'observation des courbes de rotation des galaxies naines (Swaters et al., 2000 ; Dalcanton et Hogan, 2001). Est-ce un problème lié au modèle CDM lui-même ? En diminuant le spectre de puissance linéaire aux petites échelles il est possible de réduire le nombre d'objets produits (Davé et al., 2001). Cependant, Scannapieco et al. ont montré que la prise en compte de la rétro-action entre galaxies et milieu intergalactique permet aussi de supprimer entre 20 et 50 % des galaxies naines, sans modifier le spectre CDM.

L'observation d'un milieu de plus faible densité, le milieu intergalactique, permet une étude complémentaire de la structure à grande échelle tout en conservant des propriétés physiques plus simples aux petites échelles. Ce milieu n'émettant pas de lumière, les spectres d'absorption permettent de sonder l'ensemble de la matière présent le long de la ligne de visée. Si l'information est restreinte à une dimension, elle n'est pas projetée et permet l'étude d'un grand domaine $0 \lesssim z \lesssim 5 - 6$.

La section suivante rappelle les différentes descriptions du milieu intergalactique, depuis des nuages confinés par pression jusqu'au scénario cosmologique brossé plus haut. Les propriétés physiques caractéristiques de ce milieu sont ensuite décrites ainsi que les conséquences sur la description de la forêt Lyman- α .

1.3 La forêt Ly- α : une sonde du milieu intergalactique

1.3.1 Description du milieu intergalactique

La notion d'objet discret entouré d'un milieu diffus est coutumière à l'astrophysique. Ainsi, les étoiles et le milieu interstellaire, les galaxies et le milieu intergalactique. Lorsque les observations de spectres de quasars révèlent des raies discrètes en dehors des galaxies (Lynds et Stockton, 1966 ; Section 1.1), il est naturel de décrire le milieu intergalactique en termes de nuages et de milieu internuage ("intercloud medium"). Il s'agit alors de préciser le mécanisme responsable du confinement de ces nuages et de leur stabilité.

Les premiers modèles décrivent des nuages confinés par la pression d'un milieu extérieur (e.g. Ostriker et Cowie, 1981 ; Ostriker et Ikeuchi, 1983 ; Vishniac et al., 1985). La largeur des raies discrètes observées et l'absence d'absorption continue entre les raies (limite supérieure à l'effet Gunn-Peterson) imposent des contraintes fortes de température, pression et densité sur le milieu inter nuage. L'évolution des nuages dans ce modèle dépend de leur masse initiale M , et de l'époque de

formation, z . Selon les cas, le nuage peut s'évaporer ($M < M_{\text{evp}}$), s'étendre librement si l'équilibre de pression n'est pas respecté ($M > M_s$, ou se condenser ($M > M_J$, masse de Jeans). En particulier, les nuages formés à $z = 6$ avec $M_J(z = 4) > M > M_s(z = 3.3)$ se condensent après $z = 0$ et sont donc de bon candidats pour les galaxies naines (blue dwarf galaxies). Cette évolution autorise un domaine restreint de densités de colonne pour une époque donnée. En particulier, Ikeuchi et Ostriker, 1986 prédisent l'absence de raies d'absorption avec $N_{\text{H I}} < 10^{14} \text{cm}^{-2}$ à $z \sim 2$. La qualité des observations empêchait alors de détecter ces faibles densités de colonne. Aujourd'hui, elles sont détectées dans tout les spectres observés et correspondent à la forêt Lyman- α ! D'autres parts, les tailles de nuages déduites de l'observation de paires de quasars sont difficilement compatibles avec ce modèle (Petitjean et al., 1993a et références incluses). Enfin, les modèles liés à un confinement par pression posent un autre problème relié à l'évolution des structures. Weinberg et al. ont montré en 1989 que la corrélation en vitesse attendue pour ce type de scénario est soit constante soit décroissante avec le temps. Les preuves observationnelles de l'augmentation de la corrélation avec le décalage spectral, Chapitre 3, sont un élément fort contre ce scénario.

Le développement des théories de formation gravitationnelle des structures va permettre de décrire la stabilité des absorbants à l'aide du confinement par gravité. Le concept de nuage est alors remplacé par celui de *mini-halos* de matière noire, qui confinent gravitationnellement le gaz (Rees, 1986). Ainsi, Petitjean et al., 1993b ont pu ajusté la distribution de densités de colonne à partir de mini-halos de matière noire. Un seul type de halo peut suffire pour décrire la pente globale de la distribution. Ainsi, si le profil de matière est en r^{-2} , la densité de H I dans les régions très ionisées est en $n_{\text{H I}} \propto r^{-4}$. La distribution de densités de colonne vue par des lignes de visée orientées aléatoirement à travers une telle population est alors $dn/dN_{\text{H I}} \propto N_{\text{H I}}^{-1.5}$. Ce qui correspond à la pente observée pour $\text{Log}N < 13 - 14$ ($\gamma = 1.4$, Chapitre 3). Les relations entre matière noire, H I et densité de colonne sont précisées un peu plus loin dans cette section. Cependant, deux populations de halos reproduisent plus finement la distribution, en particulier la cassure à $\text{Log}N \sim 14$. Ainsi, Petitjean et al., 1993b décrivent une population à basse densité de colonne qui correspond bien au gaz dans des mini-halos de matière noire ; et une seconde population composée essentiellement de baryons et qui correspond aux nuages virialisés. Le modèle de halos est toujours valable pour décrire certaines signatures dans les spectres d'absorption (e.g. Kepner et al., 1999 ; Sheth et Bhuvnesh, 2002) mais une autre description plus générale en terme de champ *continue* est possible.

L'introduction de la formation des structures par instabilité gravitationnelle permet de se passer entièrement du concept de halos. Au contraire, le gaz trace le potentiel gravitationnel *continu* de la matière noire (Petitjean et al., 1995 ; Mucket et al., 1996 ; Bi et Davidsen, 1997 ; Riediger et al., 1998). Les simulations hydrodynamiques ont permis de donner plus de poids à ce scénario (Cen et al., 1994 ; Miralda-Escude et al., 1996 ; Zhang et al., 1997 ; Theuns et al., 1998 ; Rauch, 1998 ; Weinberg et al., 1999). Elles ont en effet permis de reproduire, au premier ordre, la physique du gaz et l'ensemble des observations des spectres d'absorption en résolvant uniquement,

dans le cadre cosmologique décrit plus haut, les lois d'évolution de la théorie de la relativité générale pour la matière noire et les baryons. Le milieu intergalactique peut alors être décrit globalement comme une conséquence naturelle des scénari de formation de structure et de la croissance des fluctuations de densité de matière noire et de baryons. Une structure en filaments et vides apparait dans toutes les simulations, tandis que la majorité du volume est occupée par des régions sous-denses (Fig. ??). La formation d'étoiles peut débuter tôt à l'intérieur de halos le long de ces filaments, qui fusionnent pour donner naissance aux galaxies (Haehnelt et al., 1996b).

Tous les travaux utilisant ce modèle de formation de structures ont montré que les caractéristiques et l'évolution des raies dans les spectres d'absorption de quasars sont bien reproduites. Cependant, à l'instar du problème des profils de halos de galaxies, certaines propriétés fines des raies d'absorption (et donc du gaz) ne sont pas comprises. Ainsi, toutes les simulations produisent des largeurs de raies (paramètre Doppler) trop faibles. Par ailleurs, la présence et l'abondance des métaux dans des régions de faible densité est encore mal expliquée. La prise en compte de la rétroaction des grandes structures sur le milieu intergalactique pourrait ici aussi apporter une partie de l'explication (e.g Gnedin, 1998 ; Cen et Ostriker, 1999 ; Rauch et al., 2001 ; Springel et Hernquist, 2002).

- *Rétro-action des grandes structures*

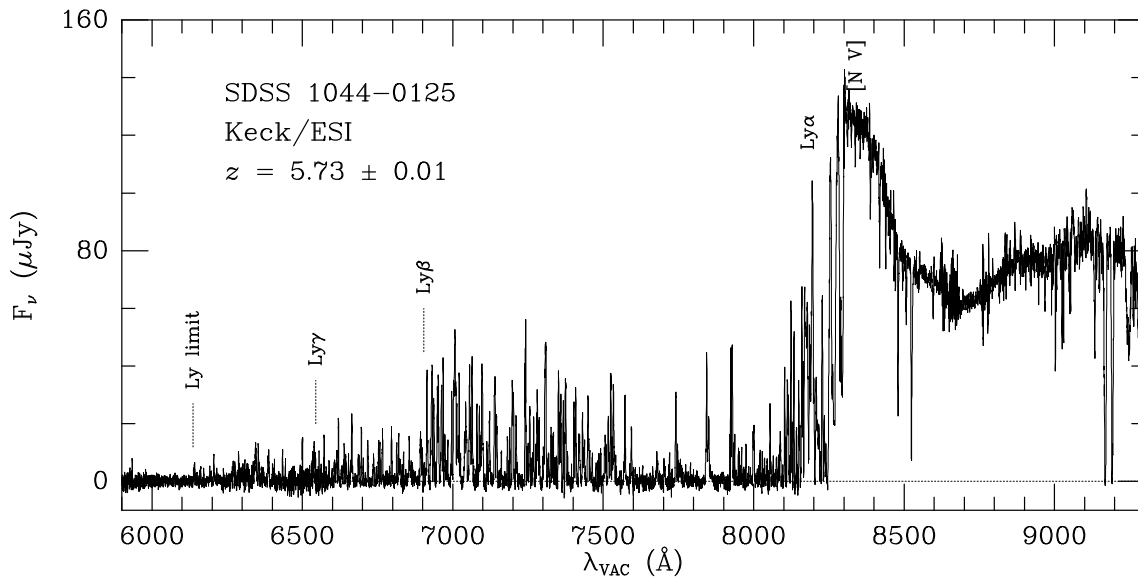


FIG. 1.11 – Indication de la fin de l'age noir. L'observation du quasar 1044-0125 ($z = 5.73$) (SDSS) au Keck (Djorgovski et al., 2001) montre un milieu neutre qui correspond à l'age noir, avant la réionisation. Cependant, la présence de portions dont l'absorption est plus faible peut être interprétée comme la détection des première bulle d'ionisation.

Lorsque l'interaction entre photons et baryons prend fin (découplage), l'Univers

entre dans une époque appelée *dark age*. Les photons n’interagissent plus avec la matière. Cette dernière est alors entièrement neutre. Dans ce cas, une fraction non nulle de la lumière émise par un quasar hypothétique doit être absorbée en tout lieu. On doit alors observer un effet Gunn-Peterson très intense. Notez que si un tel quasar existe à cet instant, il doit ioniser une partie du gaz se trouvant alentour. Or, les nombreuses observations de quasar à $z \lesssim 5$ révèlent des raies discrètes et un niveau d’absorption entre les raies proche de zéro. Par conséquent, le milieu a été réionisé à un décalage spectral plus grand que 5. Par contre, les raies d’absorption de H I observées dans les spectres de quasars du SDSS à $z \sim 6$ sont beaucoup plus larges (Becker et coll., 2001 ; Djorgovski et al., 2001 ; Songaila et Cowie, 2002). L’absorption du flux est totale dans le bleu de la raie Ly α (Fig. 1.11). Des portions de spectre où l’absorption diminue pourrait correspondre à des bulles ionisées autour de sources de radiation. Ce qui correspond par exemple au quasar hypothétique ci-dessus.

La création d’étoiles pourrait être à l’origine de ces premières sources de radiation (Madau, 2002 ; l’ionisation par les quasars devient importante pour $z \lesssim 3$). Pour des décalages spectraux, $z \lesssim 3 - 4$ le milieu intergalactique est alors uniformément ionisé et baigne dans un fond de radiation, $J(\nu)$, créé par les QSOs et les galaxies (Haardt et Madau, 1996). Les photons interagissent à nouveau fortement avec le gaz (contrairement aux photons du fond diffus cosmologique), et ionise une grande fraction du gaz ; la fraction d’hydrogène neutre $n_{\text{HI}}/n_{\text{H}}$ est alors de l’ordre de 10^{-5} (e.g. Bi et Davidsen, 1997 ; Hellsten et al., 1997). À proximité des QSOs, l’intensité de la radiation ionisante augmente, ce qui entraîne une diminution du nombre de raies observées ; cet effet, appelé *effet de proximité* peut être observé à l’approche du quasar observé le long de la ligne de visée ou par la présence d’une autre source ionisante proche de la ligne de visée (effet de proximité transverse ; voir e.g. Bechtold, 1994 ; Giallongo et al., 1996 ; Scott et al., 2000 ; Fernandez-Soto et al., 1995 ; Liske et Williger, 2001).

La fin du *dark age* est certainement l’effet le plus important pour l’étude du milieu intergalactique par la forêt Lyman- α .

Les processus en oeuvre dans les étoiles permettent d’autres parts la création de métaux, contrairement au milieu intergalactique, trop diffus. Les métaux formés à l’intérieur des galaxies (ou proto-galaxies) peuvent ensuite enrichir le milieu intergalactique primordial (e.g. Ferrara, 2002). Nous avons vu que la présence de métaux est observée pour des densités de H I très faibles, donc en dehors des lieux de formation d’étoiles. Le mécanisme d’éjection des métaux en dehors de ces structures denses (qui sont donc des puits de potentiels très forts) n’est pas encore certain. Leur éjection peut être provoquée par des supernovae (e.g. Miralda-Escude et Rees, 1997) ou des processus de fusion (Gnedin, 1998).

L’éjection de métaux va en même temps “pousser” la matière proche des galaxies. Or, cette matière était à priori attiré par la structure dense proche et aurait pu contribuer à augmenter le contraste de densité entre les parties denses et sous-denses. Ainsi ce processus est contraire à l’évolution moyenne des structures par gravité. En particulier, cette rétro-action entraîne une formation moindre de structures (Yepes et al., 1997 ; Scannapieco et al., 2002). L’effet de ces vents sur les spectres

d'absorption a été étudié par exemple par Theuns et al., 2001.

La description actuelle du milieu intergalactique est incluse dans le scénario cosmologique de formation des structures par instabilité gravitationnelle de la matière noire. Les baryons suivent les potentiels de matière noire, mais sont aussi influencés par des interactions autres que la gravité - pression, choc, ionisation... L'observation de spectres de quasar nous renseigne uniquement sur la structure en hydrogène neutre. Je vais donc rappeler maintenant comment ces espèces peuvent être reliées dans le cas particulier d'un milieu peu dense, et fortement ionisé, la forêt Lyman- α .

1.3.2 Modélisation du gaz

Chaque observation sonde un certain domaine de densité. Les galaxies sont reliées aux grandes densités. Les effets de lentilles gravitationnelles intègrent toutes les densités. Dès les premières études des raies d'absorption (Sargent et al., 1980), il est apparu que la plupart des raies d'absorption étaient reliées à un milieu peu dense ($n_{\text{H}} \sim 10^{-4} - 4 \cdot 10^{-3}$) et ne contenant essentiellement que de l'hydrogène et de l'hélium. Notons que les structures denses telles que les (halos de) galaxies sont aussi sondées par les raies d'absorption (Section 1.1).

La modélisation de ce milieu peu dense et de l'absorption Lyman- α est décrite dans la suite de cette section. Un certain nombre d'approximations utilisées dans les chapitres suivants sont justifiées.

- *Relation entre gaz et matière noire*

A priori, le gaz dans son ensemble et la matière noire sont deux fluides distincts. Il n'y a pas de raison de supposer que les deux distributions, δ_{IGM} et δ_{DM} sont identiques. En particulier, nous avons déjà vu que la distribution des galaxies (le gaz à hautes sur-densités) est biaisé par rapport à la matière noire. Seule l'utilisation de simulations hydro-dynamiques permet de comparer directement ces deux distributions. Il est possible ensuite de définir des relations moyennes entre la sur-densité de H I et celle de la matière noire dans le milieu intergalactique (e.g. Miralda-Escude et al., 1996 ; Yepes et al., 1997 ; Hui et Gnedin, 1997 ; Gnedin et Hui, 1998 ; Viel et al., 2002).

Dès que le gaz est découplé des photons, il suit très vite le potentiel gravitationnel de la matière noire. Ainsi, à $z \sim 10$ les deux distributions sont quasi identiques. Ensuite, les effets propres au gaz prennent de l'importance sur l'ensemble du milieu, surtout aux grandes densités. Cependant, pour des sur-densités inférieures à 10, et jusque $z \sim 2$, on peut utiliser la relation moyenne (Fig. 1.12a)

$$\delta_{\text{IGM}} \simeq \delta_{\text{DM}}. \quad (1.21)$$

En terme de colonne densité, cette relation est une bonne approximation pour $N \lesssim 10^{17} \text{cm}^{-2}$ (Petitjean et al., 1995 ; Mückel et al., 1996).

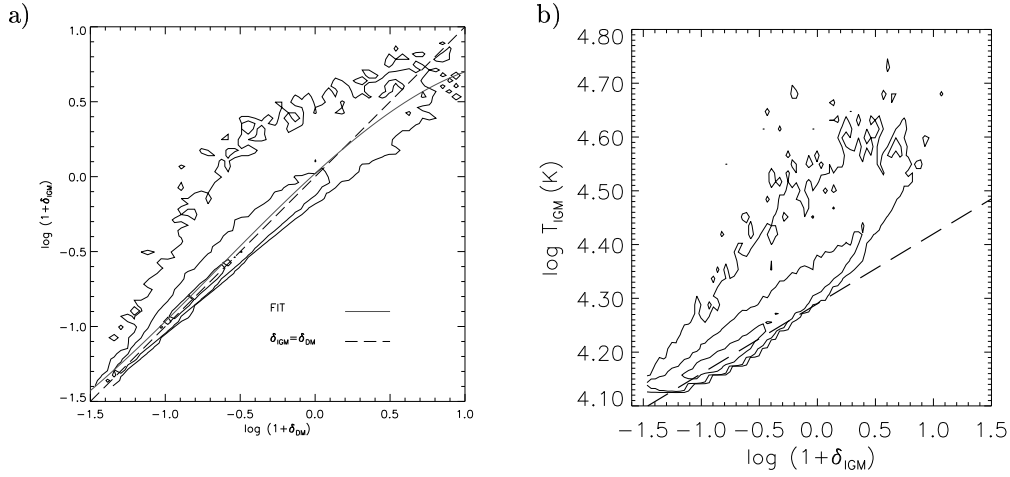


FIG. 1.12 – Relation entre δ_{DM} , δ_{IGM} (panel a), entre T_{IGM} , δ_{IGM} (panel b) à partir de simulations hydrodynamiques (Viel et al., 2002). Il existe donc des relations approchées, en loi de puissance, valables pour les faibles densités, Eq. 1.21 et Eq. 1.28, (indiquées par les tirets).

- Raies d'absorption : Approximation de l'Effet Gunn-Peterson

Il s'agit maintenant de relier n_{HI} à la densité totale n_{H} . Le milieu est supposé en équilibre hydrodynamique avec le fond diffus ionisant ; ce qui est justifié par la stabilité des nuages. Black, 1981 résume l'ensemble des réactions en jeu dans un tel milieu gazeux soumis à un fond ionisant. On peut noter que Black, 1981 étend la description initiale en terme de nuages par Sargent et al., 1980 au cas d'un champ de densité fluctuant, selon le paradigme actuel.

Les abondances relatives sont déterminées par les processus d'ionisation (par collision et photo-ionisation) et de recombinaison. Ces différents processus dépendent du spectre des photons ionisant du fond UV, $J(\nu)$, et de la température du milieu. $J(\nu)$ est souvent normalisé par le paramètre J_{21} , à la fréquence limite de Lyman, ν_{HI} :

$$J(\nu) = J_{21} \times 10^{-21} \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{HI}}} \right)^\alpha \text{ [erg Hz}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}], \quad (1.22)$$

dans le cadre d'un spectre en loi de puissance ; ou par le paramètre d'ionisation,

$$U \equiv \frac{n_\gamma}{n_e} = n_e^{-1} \int \frac{4\pi J(\nu) d\nu}{c h\nu}, \quad (1.23)$$

n_e est la densité d'électron en nombre et h la constante de Planck. U est en général défini en fonction du nombre de photons permettant d'ioniser H I. L'annexe B de Theuns et al., 1998 permet de retrouver les formules les plus récentes pour chaque taux en fonction de la température, ainsi que l'expression générale des équations d'équilibre. Je rappelle ici l'expression du taux de photoionisation,

$$\Gamma_i^\gamma \equiv \int_{\nu_i}^{\infty} 4\pi J(\nu) \sigma_i(\nu) \frac{d\nu}{h\nu} = 1.26 \times 10^{-11} J_{21} (3 + \alpha)^{-1} \text{ [s}^{-1}], \quad (1.24)$$

avec σ_i la section efficace de photoionisation pour l'espèce i et ν_i la fréquence seuil de photoionisation. La dernière égalité concerne l'espèce H I, $\sigma_{\text{HI}}(\nu) = 6.3 \times$

$10^{-18} \text{cm}^{-2} (\nu_{\text{HI}}/\nu)^3$, et suppose un flux ionisant défini par l'Eq. 1.22. Les taux de collision et de recombinaison sont notés Γ_i^e , et α_i . Enfin, les abondances relatives sont notées en gras ($\mathbf{HI} \equiv n_{\text{HI}}/n_{\text{H}}$; n est une densité en nombre). L'évolution de \mathbf{HI} est déterminée par

$$\frac{\mathbf{HI}}{dt} = \alpha_{\text{HII}} n_e \mathbf{HII} - \mathbf{HI} (\Gamma_{\text{HI}}^\gamma + \Gamma_{\text{HI}}^e n_e) \quad (1.25)$$

Je me place maintenant dans le cas d'un milieu peu dense; donc peu soumis au choc, à l'équilibre, et très ionisé. On obtient alors

$$\begin{aligned} n_{\text{H}} &= n_e \quad \text{et} \quad \mathbf{HII} = 1 \\ \mathbf{HI} &= \frac{\alpha_{\text{HII}} n_{\text{H}}}{\Gamma_{\text{HI}}^\gamma} \\ \mathbf{HI} &\simeq \frac{10^{-5.2}}{U} \end{aligned} \quad (1.26)$$

La dernière relation avec U permet une estimation simple du taux d'ionisation. L'étude des spectres de quasars indique une valeur $U \sim 0.01$ (Peacock, 1999, Chapitre 14). Le milieu est donc effectivement fortement ionisé, $\mathbf{HI} \sim 0.001$. L'absorption moyenne observée dans les spectres de quasars impose plutôt des fractions de l'ordre de 10^{-5} , Fig. 1.13. Pour $T < 10^5$ K, le taux de recombinaison α_{HI} s'écrit $\alpha_0 T_4^{-0.7}$; avec $T_4 = T[\text{K}]/10^4$ et $\alpha_0 = 3.975 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ selon Theuns et al., 1998. Il est alors intéressant de réécrire la relation Eq. 1.26 en fonction de Ω_b et de la densité moyenne de baryons, $n_{\text{H}} = \bar{n}_b (1 + \delta_b)$ ($\Gamma^\gamma \equiv \Gamma_{12} \times 10^{-12} \text{ s}^{-1}$):

$$\frac{n_{\text{HI}}}{\bar{n}_b} \simeq 10^{-5} T_4^{-0.7} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.019} \right) \left(\frac{\Gamma_{12}}{0.5} \right)^{-1} (1 + \delta_b)^2 \left(\frac{1+z}{4} \right)^3. \quad (1.27)$$

La distribution d'hydrogène neutre est donc reliée à celle du gaz par une loi de puissance carré avec un facteur de proportionnalité qui dépend de T , $\Omega_b h^2$ et $\Gamma_{\text{HI}}^\gamma$. Cette relation est retrouvée autant dans les simulations hydrodynamique (Fig. 1.12b) que analytiques (Fig. 1.13).

D'autres parts, L'équilibre thermique est déterminé par le gain d'énergie par interaction avec le flux de photon et le refroidissement par recombinaison (principaux processus dans le milieu de faible sur-densité). Dans le régime des basses densités, $1 + \delta_b \lesssim 10$, la relation température - densité du gaz peut être approchée par une loi de puissance (Chapitre 3 ; Hui et Gnedin, 1997):

$$T = T_0 (1 + \delta_b)^{\gamma-1}. \quad (1.28)$$

À petite échelle, la pression devient plus forte et empêche le gaz de s'effondrer sur des échelles plus petites que la longueur de Jeans (Schaye, 2001). De même, des chocs peuvent engendrer des vitesses supplémentaires, ce qui est une des raisons de la dispersion dans la Fig. 1.12 (Viel et al., 2002). Les relations ci-dessus perdent alors de leur validité.

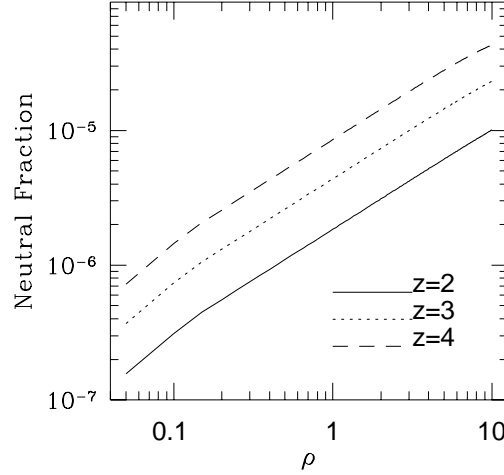


FIG. 1.13 – Fraction d’hydrogène neutre, **HI**, en fonction de la densité, $\rho = 1 + \delta_b$, à $z = 2,3,4$ à partir d’une simulation analytique de matière noire (Bi et Davidsen, 1997). **HI** est normalisée en fonction de l’absorption moyenne dans la forêt Ly α .

Les points suivants résument les relations applicable à la forêt Lyman- α dans des conditions de faible densité.

- La pression exercée sur le gaz est faible en comparaison de la gravité . Ainsi, le gaz suit assez bien la matière noire, jusqu’aux échelles de Jeans et en l’absence de choc : $\delta_b \simeq \delta_{\text{DM}}$
- Ce gaz est en équilibre thermique dans un milieu photo-inoisé.
- La fraction de H I est faible $\sim 10^{-5}$ et $n_{\text{HI}} \propto (1 + \delta_{\text{DM}})^2 T^{-0.7}$.
- Enfin, T et ρ_{DM} sont reliés par une loi de puissance.

L’Eq. 1.7 peut alors être utilisée en remplaçant tous les champs, T , b et n_{HI} par leur expression en fonction de δ_{DM} (Eq. 1.28, Eq. 1.3, Eq. 1.27) :

$$\tau(w) = \mathcal{A} C_1 \int_{-\infty}^{+\infty} (1 + \delta_{\text{DM}})^{\alpha-\beta} \exp\left(-C_2 \frac{(w - v - v_{\text{pec}})^2}{(1 + \delta_{\text{DM}})^{2\beta}}\right) dv, [v]=\text{km s}^{-1} \quad (1.29)$$

$$\mathcal{A} \simeq 136[\text{cm}^{-3}] \frac{c \sigma_0}{H(\bar{z})} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.019}\right)^2 \left(\frac{\Gamma_{12}}{0.5[\text{s}^{-1}]}\right)^{-1} \left(\frac{T_0}{10^4[\text{K}]}\right)^{-0.7} \left(\frac{1+z}{4}\right)^6 \quad (1.30)$$

avec $1/C_1 = 13[\text{km s}^{-1}] \sqrt{\pi T_0/10^4}$ et $C_2 = \pi C_1^2$; $\alpha = 2 - 0.7(\gamma - 1)$ et $\gamma - 1 = 2\beta$. En raison de la loi de puissance $n_{\text{HI}} \propto \rho^2 T^{-0.7}$ et de la relation exponentielle entre le flux la profondeur optique, τ , de faibles fluctuation de densité du gaz peuvent donner lieu à des raies discrètes. On parle alors d’effet Gunn-Peterson variable (Hernquist et al., 1996 ; Miralda-Escude et al., 1996 ; Croft et al., 1997).

L’Eq. 1.29 est l’équation fondamentale dans toute cette thèse. Elle permet de modéliser la forêt Lyman- α et d’en déduire des contraintes sur les propriétés du

milieu intergalactique (Chapitre 3). La statistique des raies peut ainsi être déterminée directement à partir du champ de densité dans des simulations. Réciproquement, un flux normalisé peut être inversé pour retrouver la densité sous-jacente (Chapitre 2).

Chapitre 2

Outils d'analyse - Méthode d'inversion

La détermination de la densité locale, ainsi que de la température ou de la vitesse du gaz dans le milieu intergalactique est rendue difficile principalement en raison du mélange de ces paramètres dans l'unique observation d'un flux (normalisé) et du nombre limité de ligne de visée observées dans le ciel.

Différentes techniques sont utilisées depuis les premières observations de spectres pour caractériser les raies d'absorptions. L'ajustement par profils de Voigt, déjà mentionné dans l'introduction, est certainement la plus utilisée aujourd'hui.

La plus grande qualité des données et le développement des performances numériques permettent d'utiliser de nouveaux outils. Les simulations numériques permettent de prédire les observations et donc de contraindre le modèle sous-jacent. Enfin, l'utilisation de méthode inverse s'est développé depuis quelques années. Dans cette section, je décris ces différentes méthodes en insistant plus sur la méthode d'inversion utilisée dans la majorité de mon travail sur le milieu intergalactique.

Le travail en amont de réduction des données, normalisation des spectres et identification des métaux n'est pas décrit ici - il est l'objet de la thèse de Bastien Aracil.

2.1 Différents outils

2.1.1 Statistique sur le flux

Toutes les fonctions statistiques habituelles - spectre de puissance, fonction de corrélation, distribution de probabilité - peuvent être appliquées sur le flux dans l'étude de spectres d'absorption. Je rappelle ici les définitions utilisées dans la suite.

Le but est de décrire un champ \mathcal{X} . Le champ \mathcal{X} peut correspondre au flux normalisé ou au champ de densité. La première information globale est la valeur moyenne du champ. Dans le cas du flux normalisé, on définit

$$D_A \equiv \left\langle 1 - \frac{f_{obs}}{f_{cont}} \right\rangle = \langle 1 - e^{-\tau} \rangle = 1 - e^{-\tau_{eff}}. \quad (2.1)$$

f_{obs} est le flux observé; f_{cont} est l'estimation du continu; et τ est la profondeur optique de la raie, $f = exp(-\tau)$. La valeur de τ_{eff} est étudiée en fonction du décalage spectral et donne une estimation de la densité moyenne d'absorbant, Chapitre 3. Il est important de se rappeler que le flux impose une coupure pour $\tau > \tau_{max}$ (grandes densités) dûe à la saturation du flux. Je montrerais plus loin comment utiliser les séries de Lyman pour contraindre des valeurs plus élevées de τ , Section 2.2.

Pour étudier la corrélation du flux ou de la densité, j'utiliserai la fonction de corrélation. Ce qui nécessite de préciser les conventions utilisées. La transformée de fourier direct est définie par

$$\mathcal{X}_{\mathbf{k}} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{V^{1/2}} \int \mathcal{X}(\mathbf{r}) \exp^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}, \quad (2.2)$$

avec V, le volume de la boîte utilisée. Le spectre de puissance est noté $P(\mathbf{k}) \equiv \langle |\mathcal{X}_{\mathbf{k}}|^2 \rangle$. Selon ces conventions, la fonction de corrélation à deux points est définie par

$$\xi(\mathbf{r}) \equiv \langle \mathcal{X}(\mathbf{x})\mathcal{X}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle = 4\pi \int_0^\infty k^2 dk P(k) \frac{\sin kr}{kr}. \quad (2.3)$$

La dernière égalité suppose un spectre de puissance isotrope.

2.1.2 Ajustement de Profil de Voigt

Pour revenir à la densité de H I, la méthode la plus directe consiste à ajuster des profils de Voigt pour reproduire les raies d'absorption. La distribution de matière (dans l'espace des vitesses) est décrite par la somme de nuages localisés en un point sous la forme de fonction de Dirac. Le profil de la raie associée est décrit par l'Eq. 1.6 prenant en compte l'élargissement naturel et thermique de la raie. On obtient alors une liste de raie avec une densité de colonne et un paramètre doppler associés, qui peuvent être reliés respectivement à la densité et à la température sous-jacente, Chapitre 3.

Cet ajustement en terme de raies n'est possible que si le profil de chaque raie est résolu. De plus, des raies faibles peuvent être présentes dans les ailes de raies fortes. Dans ce cas-là, un grand rapport signal-sur-bruit est nécessaire pour distinguer différentes raies. Dans tout les cas, la décomposition n'est pas unique et les raies faibles ne peuvent être complètement identifiées.

Dans le cas de spectres à résolution moyenne, il n'est pas possible de déterminer le profil des raies fines (soit la valeur de N et de b) qui sont dominées par la convolution avec l'instrument. Par contre, si la position des raies est identifiée, l'intégrale du flux sous le continu peut être mesurée, indépendamment de la résolution. Elle est appelée *largeur équivalente* et notée W .

La relation entre W et N définit la *courbe de croissance*. Ses caractéristiques sont discutées dans l'Annexe A.

L'ajustement en profil de Voigt n'est utilisé dans cette partie de la thèse que comme point de comparaison avec le résultat de la procédure d'inversion, au Chapitre 3. Par contre, je reviendrai sur l'utilisation de la courbe de croissance dans le cadre du travail effectué sur les variations du milieu interstellaire.

La méthode d'inversion, outil essentiel de mon travail, est décrite dans les Section 2.2 et suivantes de ce chapitre.

2.1.3 Simulations

Bertschinger, 1998.

Etre plus simple et rapide. Dire que la description des simulations utilisees se fait a le papier , section....

Décrire la densité. Puis passer au flux. *Direct*. Apporte des contraintes sur les scénari

Semi-analytique, numérique.

2.1.3.1 Description (semi-)analytique

les calculs analytiques sont possibles en appliquant différentes approximations autorisées par la faible sur-densité des absorbants Lyman- α Bi et Davidsen, 1997 Choudhury et al., 2001

Log-normal, zeldovich.

Approximation de Zel'dovich Zel'Dovich, 1970 (ok pour faiblement non-linéaire Coles et al., 1993 et si hydrodynamique - pression, choc - n'est pas trop presente) compare Zeldo a hydro (Hui et Gnedin, 1997 ; Hui et al., 1997 : ok pour $\delta \lesssim 5$)

Chapitre 3. différentes relations température-densité.

Ostriker et Ikeuchi, 1983 Ikeuchi et Ostriker, 1986 Weinberg et al., 1989 Petitjean et al., 1993b

2.1.3.2 Simulations numériques de matière noire

Différents types. un même cadre.

Développement des codes et des capacités informatiques.

(Cen et al., 1994, Petitjean et al., 1995, Zhang et al., 1995, Hernquist et al., 1996, Miralda-Escude et al., 1996, Wadsley et Bond, 1996, Theuns et al., 1998) et semi-analytiques (McGill, 1990, Bi, 1993, Bi et Davidsen, 1997, Hui et al., 1997)

Seulement la gravité. Ces simulations ont pour but initial de décrire la formation des galaxies, et de la comparer aux champs de galaxies observés. Une simulation à N-corps décrit l'évolution de N particules de masse m_i sous l'effet de la gravité et de l'expansion de l'univers. Le nombre N fixe la résolution en masse de la simulation. Chaque particule est vue comme une distribution lisse de densité, qui peut être décrit comme un nuage de taille ϵ_i . En général, $\epsilon_i \propto m_i^{1/3}$. Ceci permet d'éviter des

interactions entre particules trop proches. ϵ_i donne une estimation de la résolution spatiale de la simulation.

Le schéma sous-jacent est toujours le même et suit l'évolution temporel des structures :

1. définition des conditions initiales
2. évolution des fluctuations initiales jusqu'à un décalage spectral initial
3. calcul des forces appliquées sur chaque particules
4. mise à jour des positions et vitesses
5. tests. conservation de l'énergie
6. retour au 2. jusqu'au décalage spectral final

Les conditions initiales représentent tout ce qui se passe avant que la gravité ne soit l'élément essentiel de la dynamique. Il s'agit donc de déterminer la forme des fluctuations primordiales. Les paramètres et modèle cosmologiques sont définis, par exemple, par les modèles d'inflation. À partir de ce modèle, la forme du spectre de puissance primordiale est connue. Le champ de densité initial, supposé gaussien, est généré aléatoirement selon ce spectre de puissance. L'évolution des fluctuations jusqu'à un décalage spectral initial est défini à partir des fonctions de transferts (Annexe B).

Les différents algorithmes se distinguent essentiellement par la méthode de calcul des forces. Des méthodes plus sophistiquées permettent d'augmenter la vitesse de calcul, et donc de simuler des plus grandes boîtes avec plus de particules.

- direct summation : PP. + arbre
- PM
- P³M

2.1.3.3 Simulations de matière noire à l'IAP

Section 2.5 et Sec. 2.8.3: tests par rapport à théorie linéaire et lineaire + transformation Peacock Dodds Chapitre 4

A nouveau dans Chapitre 4

2.2 Introduction à la méthode d'inversion

L'utilisation de simulations numériques peut être vue, en particulier, comme une méthode directe. On construit les observations à partir de la densité, en ajoutant du bruit et en dégradant à la résolution observée. Ces observations simulées sont alors comparées aux observations réelles.

Les méthodes d'inversion partent des observations et reconstruisent les paramètres du milieu intergalactique, en prenant en compte le bruit et la résolution. Notons que les simulations sont un moyen très efficace pour tester les procédures d'inversion mises en place dans la suite. La principale méthode inverse que j'utilise dans cette

thèse est une méthode Bayésienne développée par Tarantola et Valette, 1982a, 1982b. Elle a été introduite en astrophysique pour déterminer la densité locale du milieu interstellaire à partir de mesures de colonne densité par Vergely, 1998.

Dans cette section, je décris les caractéristiques essentielles de la méthode Bayésienne, sans revenir sur les tests de convergences propres à la méthode qui peuvent être trouvés dans Vergely, 1998. Par contre, à partir d'un exemple simple (retrouver la profondeur optique à partir de la série de Lyman), je montrerais ses propriétés de convergence et de stabilité. Une description plus complète des équations, une comparaison de différentes méthodes d'inversion et surtout l'application aux différentes questions propres aux spectres d'absorption fait l'objet de l'article reproduit dans les Sections 2.3 à 2.8.

2.2.1 Inversion Bayésienne

Les observations astrophysiques sont reliées de façon plus ou moins directe au modèle que l'on cherche à décrire. Dans le cas des études de spectres d'absorption, on observe une profondeur optique qu'il faut relier à une densité de matière. De façon générale, je parlerai de données \mathbf{D} , de paramètres d'un modèle \mathbf{M} et d'une relation \mathbf{g} entre les deux :

$$\mathbf{D} = g(\mathbf{M}) + \text{bruit} \quad (2.4)$$

Lorsque la relation \mathbf{g} peut être décrite de manière analytique, la théorie mathématique de l'inversion (reference) permet, en principe, de reconstruire \mathbf{M} à partir de \mathbf{D} .

Le nombre de données est toujours discret, sous la forme d'intervalle de longueur d'onde dans un spectre par exemple. Il s'agit alors d'une image filtrée par la fonction de réponse de l'instrument. Celle-ci doit être prise en compte dans la définition de \mathbf{g} . Si les paramètres peuvent aussi être décrits par un nombre discret de valeurs, \mathbf{g} est alors une matrice de dimension [Nombre de données, Nombre de paramètres]

Probleme sur/sous determine..

- *La méthode*

En règle générale, l'inversion n'est pas unique. Il est souvent nécessaire d'imposer un à priori sur les paramètres pour restreindre l'espace des solutions. Nous avons alors à notre disposition des données, un modèle et une probabilité à priori, f_{prior} , décrivant la vraisemblance d'un jeu de paramètres du modèle. Le théorème de Bayes permet de construire la probabilité à posteriori des mêmes paramètres :

$$f_{\text{post}}(\mathbf{M}|\mathbf{D}) = \mathcal{L}(\mathbf{D}|\mathbf{M})f_{\text{prior}}(\mathbf{M}), \quad (2.5)$$

\mathcal{L} est la fonction de vraisemblance des données pour un modèle \mathbf{M} . Si les deux fonctions, \mathcal{L} et f_{prior} sont gaussiennes,

$$f_{\text{post}}(\mathbf{M}|\mathbf{D}) = \mathcal{A} \exp \left(-\frac{1}{2}(\mathbf{D} - g(\mathbf{M}))^\perp \cdot \mathbf{C}_d^{-1} \cdot (\mathbf{D} - g(\mathbf{M})) - \frac{1}{2}(\mathbf{M} - \mathbf{M}_0)^\perp \cdot \mathbf{C}_0^{-1} \cdot (\mathbf{M} - \mathbf{M}_0) \right). \quad (2.6)$$

\mathbf{C}_d et \mathbf{C}_0 sont les matrices (dans le cas discret) de covariance des données et de l'estimation de l'à-priori sur les paramètres, \mathbf{M}_0 . \mathcal{A} est une constante de normalisation. La transposition des matrices est notée par \perp . La méthode de recherche du maximum de vraisemblance à partir de l'équation 2.6 est décrite dans la Section 2.8.1. Elle se fait par itération à partir de l'à-priori \mathbf{M}_0 et jusqu'à convergence. La convergence est déterminé par un calcul de χ^2 ,

$$\chi^2 = (\mathbf{D} - g(\mathbf{M}))^\perp \mathbf{C}_d^{-1} (\mathbf{D} - g(\mathbf{M})). \quad (2.7)$$

La procédure d'itération est finie lorsque la valeur du χ^2 n'évolue plus ou passe en dessous de 1, selon le problème posé. La valeur $\chi^2 = 1$ correspond à un ajustement des données *sans* le bruit. L'exemple Section 2.2.2 permettra de visualiser l'effet de lissage du bruit.

L'hypothèse de gaussianité a permis de séparer la fonction χ^2 - premier argument de l'exponentiel de l'équation 2.6 - et celle entre les paramètres et l'à-priori - deuxième argument. La première tient compte essentiellement du bruit sur les données. Dans le cas de paramètres décrivant un champ spatial en trois dimensions (ce qui va toujours être le cas dans la suite), la vraisemblance des paramètres *par rapport* à l'à-priori, est décrite par la *longueur de corrélation*, ξ et la *variance des paramètres*, σ_p :

$$\mathbf{C}_0(x, x', \mathbf{x}_\perp, \mathbf{x}'_\perp) \equiv \sigma_p^2 \exp\left(-\frac{|x - x'|}{\xi_x}\right) \exp\left(-\frac{|\mathbf{x}_\perp - \mathbf{x}'_\perp|}{\xi_T}\right). \quad (2.8)$$

L'équation 2.8 sépare déjà les longueurs longitudinales et transverses qui joueront nécessairement des rôles différents dans le cas des spectres d'absorption. D'un point de vue pratique, la longueur de corrélation permet de stabiliser l'inversion, et de ne pas ajuster le bruit, en interdisant des fluctuations de \mathbf{M} sur des échelles inférieures à ξ . La variance est une indication de la longueur du pas autorisé dans l'espace des paramètres. Une petite valeur de σ_p est aussi un facteur de stabilisation car elle impose des petits pas dans la recherche de la solution. Il est alors possible de jouer avec ces deux paramètres selon l'importance de la stabilité et la confiance dans l'à-priori \mathbf{M}_0 .

Cette méthode permet d'étudier des problèmes linéaires et non-linéaires, de traiter des problèmes sous-déterminés (..) ou sur-déterminés (..), de tenir compte des erreurs sur les données ou sur la théorie. Enfin, il existe des paramètres de stabilisation de l'inversion.

- *Autres méthodes*

La méthode précédente peut se simplifier dans deux cas particuliers, sous l'hypothèse d'une relation linéaire (Section 2.4.3). Lorsque l'à-priori est connu, il s'agit alors de déterminer la valeur la plus probable d'un champ \mathbf{M} connaissant la relation avec un autre champ \mathbf{D} connu par ailleurs. Il n'est plus vraiment question d'observations mais de deux jeux de paramètres. On retrouve ainsi la méthode des champ contraints

(e.g., Hoffman & Ribak 1992, Section 2.8.2). Au contraire, si on n'impose pas d'a-priori, on obtient un filtre de Wiener (Wiener 1949; Zaroubi et al. 1995).

D'autres parts, un algorithme différent d'inversion par itération, issu de la méthode de Lucy, 1974, a été appliqué par Nusser et Haehnelt, 1999.

2.2.2 exemple simple : reconstruire τ_{HI}

Pour mieux comprendre le fonctionnement de la méthode Bayésienne, je vais décrire un exemple simple. Il s'agit de reconstruire la profondeur optique, τ à partir du flux, $F = \exp(-\tau)$.

Trois difficultés interviennent dans cette reconstruction, le rapport signal sur bruit, la saturation du flux et le mélange avec d'autres raies.

- *Modélisation du bruit*

Dans toute la suite, le bruit sur le flux est modélisé par deux composantes, un rapport signal sur bruit et un bruit instrumental, σ_0 :

$$\begin{aligned} \sigma_F^2 &\simeq \frac{F^2}{(S/N)^2} + \sigma_0^2 \\ &\text{et pour } \tau \\ \sigma_\tau^2 &\equiv \frac{\sigma_F^2}{F^2} \simeq \frac{1}{(S/N)^2} + \sigma_0^2 \exp(2\tau). \end{aligned} \quad (2.9)$$

En introduisant cette modélisation du bruit dans \mathbf{C}_d , il sera filtré (filtre de Wiener) et n'apparaît pas dans le modèle à postériori (Fig. 2.1).

- *Saturation du flux*

Si le flux est inférieur au niveau du bruit instrumental, il n'est pas possible de reconstruire la valeur de τ . Il existe donc une limite supérieure à la reconstruction, $\tau_{\text{rec}} < \tau_{\text{max}}$. Cependant, les raies d'absorption dans la série de Lyman sont de plus en plus faibles, proportionnellement à la force d'oscillateur. Ainsi,

$$\tau_\alpha > \tau_\beta > \dots \quad (2.10)$$

$$\tau_i \equiv f_i \lambda_i \tau_{\text{HI}} \quad (2.11)$$

Lorsque la série Ly- α est juste saturée, la raie correspondante Ly- β ne l'est pas encore. Il est alors possible d'augmenter la valeur de τ_{max} .

- *Mélange de raies*

Chaque position en longueur d'onde correspond à plusieurs absorptions à des décalages spectraux différents. Supposons que le système H I étudié soit situé à $z = 2$. À la profondeur optique Ly- β en $(1+z) * 1025.72$, se rajoute en particulier celle de la

transition Ly- α d'un système situé en $z' = (1 + z) * 1025.72/1215.67 - 1$. De façon globale, on peut définir une profondeur optique "singleton" pour chaque série :

$$\tau_1 = \tau_\alpha + \tau_{\text{singl},1}, \tau_2 = \tau_\beta + \tau_{\text{singl},2}, \dots \quad (2.12)$$

où les τ_α (...) correspondent à la définition de Eq. 2.11.

Les conditions requises pour une inversion Bayésienne sont posées. \mathbf{D} correspond à l'observation du flux de n_f séries de Lyman ; \mathbf{M} consiste en τ_{HI} et les n_f singletons. Enfin, la fonction \mathbf{g} est simplement définie n_f fonctions exponentielle de $-\tau_i$, convoluées par la résolution instrumentale.

Ce problème est clairement sous-déterminé. On peut alors rajouter une valeur à-priori, $\tau_{\text{HI},0}$ simple: le minimum de la profondeur optique, divisée par $f\lambda$, sur l'ensemble des séries considérées. En effet,

$$\begin{aligned} \tau_i &\geq \tau_{\text{HI},i} = \tau_{\text{HI}} * f_i \lambda_i . \\ \tau_{\text{HI},0} &\equiv \text{Min}_{\text{seriesLyman},i} (\tau_i / f_i \lambda_i) . \end{aligned} \quad (2.13)$$

On peut utiliser encore un autre à-priori capital ici : la profondeur optique doit être positive.

- *Imposer la positivité*

Le formalisme bayésien permet d'imposer la positivité d'un ou plusieurs paramètres par un simple changement de variable. On définit alors $p = \log \tau$. La fonction $\mathbf{g}(\tau)$ devient $\mathbf{g}'(p) = \mathbf{g} \circ \exp$. Ainsi, $\tau = \exp p$, est positif par construction.

On peut maintenant appliquer ce formalisme à un spectre artificiel ([♥ à faire !!!]). Figure avec T.T?? reconstruction de tau (sans le probleme du melange)
La solution n'est pas non plus unique. Description du profil, donc interprétation plus difficile. D'ou les outils statistiques. Meme chose pour inversion de la densite.

Je vais maintenant décrire les différentes applications de cette méthode appliquée à l'étude du milieu intergalactique. Je me concentrerais sur les paramètres utiles selon chaque cas. Les tests de ces méthodes sur les simulations numériques sont décrits dans la Section 2.6.

2.2.3 Première description des différentes applications

Les sections d'introduction ont montré que la profondeur optique dans la forêt Lyman- α peut être relié analytiquement à trois champs décrivant le milieu intergalactique, par l'Eq. 1.7. Il s'agit de la densité (de matière noire ou d'hydrogène - reliées par les équations. (1.21)-(1.27)), de la vitesse particulière et de la température le long de la ligne de visée. Nous sommes donc toujours dans le cadre défini pour l'inversion ; mais le nombre de paramètres est beaucoup plus grand que les données. Selon les

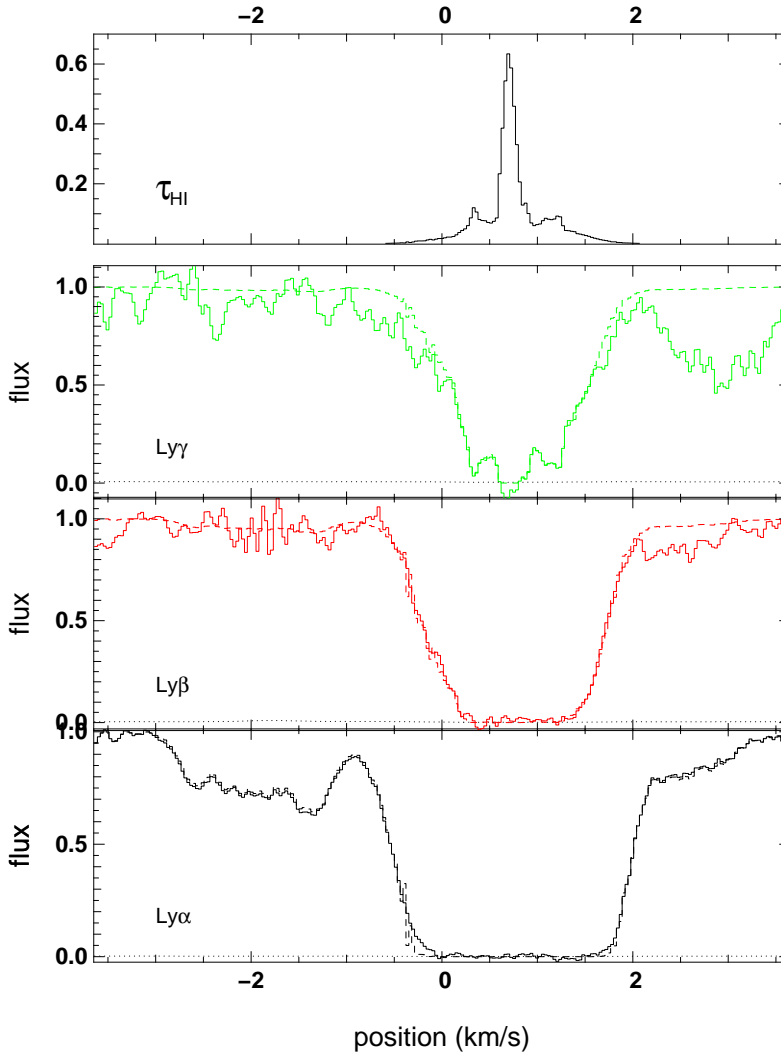


FIG. 2.1 –

problèmes abordés, différentes relations entre ces paramètres sont imposées à-priori, permettant de déterminer une solution au problème d'inversion.

Dans tout les cas sur lesquels j'ai travaillé, la température est reliée à la densité par une loi de puissance, $T = \bar{T}\delta^{\gamma-1}$, Eq. ???. Nous avons vu que cette relation est justifiée dans un milieu à l'équilibre de photoionisation et de faible densité. Cette relation permet de réduire un champ à une dimension à la détermination de deux nombres. D'autres parts, la contrainte de positivité est imposée sur la densité comme précédemment sur τ .

L'application aux spectres de quasars a pour but de (i) reconstruire la densité sans tenir compte des vitesses, dans l'espace *physique*, le long d'une ligne de visée ou en trois dimensions, (ii) de reconstruire les vitesses particulière *et* la densité dans l'espace réel, et (iii) de contraindre la relation température-densité.

- *Reconstruction de la densité*

La connaissance de la profondeur optique est directement relié à la densité dans l'espace physique, le long de la ligne de visée convoluée par la température. Si on suppose connue la relation entre la température et la densité, le nombre de données devient égale au nombre de paramètre, et l'inversion devient possible. Seul la longueur de corrélation reste libre. Il est possible de fixer sa valeur en imposant $\chi^2 = 1$. Cette condition ne peut être satisfaite que si la température supposée est correcte (voir ci-dessous). Fig... différentes reconstructions pour différentes valeurs de ξ . Le chi2 en fonction du xi.

- *Tomographie*

Cette première application est la plus simple dans son principe. Elle consiste à décrire un champ en trois dimensions à partir de lignes parallèles dans une directions unique. Si on suppose que ce champ est suffisamment continu, il s'agit essentiellement d'une interpolation entre des points discrets. Nous avons appliquée une méthode de champ contraints (on connait la densité en une dimension, on cherche la densité en 3 dimensions) et la méthode Bayésienne (inverser directement le flux en 1 dimension avec la densité en 3 dimensions).

Les longueurs de corrélation sont alors reliée à la résolution des spectres le long de la ligne de visée, et la séparation moyenne entre les différentes lignes de visée. Cette application n'est pas encore réalisable car il n'existe pas de champ de quasars suffisamment proche. L'étude d'un quadruplet de quasar au Chapitre 4 fait l'objet d'une étude plus simple et plus locale.

- *La relation température - densité*

La méthode d'inversion permet de déterminer \bar{T} et γ , sans tenir compte des vitesses particulières, et avec l'observation d'une ligne de visée. Les fonctions nécessaires à l'implémentation de cette reconstruction font l'objet de la Section 2.8.4.1. Son principe, Section 2.6.3, est repris brièvement ici.

L'effet de la température est d'élargir les raies. Si l'on néglige les vitesses, on voit qu'une température nulle peut être décrite par une fonction de Dirac dans l'Eq. 1.7, ce qui implique $\tau \propto \delta_{\text{HI}}$. Dans ce cas, il y a autant de paramètres que de données et l'inversion du spectre est facilitée. Par conséquent, si la température est laissée libre de varier selon la procédure de minimisation, cette solution est préférée. Le seul moyen pour éviter une température nulle en fin d'inversion, est d'imposer un à-priori sur \bar{T} et une variance $\sigma_{\bar{T}}$ suffisamment faible. Mais alors le résultat est entièrement déterminé par la valeur à-priori.

En fixant les paramètres, \bar{T}, γ , différentes solutions sont possibles (Fig. 2.6) avec un champ de densité plus piqué pour des températures plus grandes.

Une température supérieure à la valeur réelle impose une largeur trop grande aux raies, et fait diverger l'algorithme d'inversion. Ainsi, nous avons pu montrer, par des tests sur des simulations numériques, que les paramètres de la relation température-densité se trouvaient à la limite entre convergence et divergence de l'inversion, Figs. (2.6)-(3.8). Les paramètres de l'inversion peuvent modifier cette limite. En

particulier, la longueur de corrélation joue un rôle inverse à celui de la température sur la densité : une grande longueur de corrélation implique un champ de densité plus lisse. Cependant, la contrainte sur \bar{T} ne varie pas de plus de 10% dans des limites raisonnables pour σ et ξ (Fig. 3.9). Par contre, il existe toujours une dégénérescence entre \bar{T} et γ . On retrouve les mêmes principes généraux et conclusions dans d'autres méthodes contraignant la relation température - densité, Chapitre 3.

La relation température - densité est ainsi contrainte à $z \sim 2$ grâce à cette méthode appliquée au spectre du quasar HE 1122-1648, Chapitre 3.

- *Reconstruction dans l'espace réel*

La reconstruction des vitesses est plus complexe. La relation entre densité et vitesse ne peut pas être locale. Au contraire, la vitesse particulière est une conséquence de la gravité en particulier. Le champ de vitesse est donc influencé par la présence de matière autour de la ligne de visée. Dans le cadre de la théorie linéaire, la vitesse particulière satisfait la relation de continuité (Peacock, 1999, Chap. 16.10),

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = -Hf(\Omega)\delta. \quad (2.14)$$

Cette relation se traduit par un produit $k\mathbf{v}_k$ dans l'espace de Fourier et donc une convolution dans l'espace réel. On peut retrouver une telle relation à partir des simulations numériques (non-linéaires). En effet, il est toujours possible de décrire la vitesse le long d'une ligne de visée à partir de la densité en trois dimensions (Annexe 2.8.2, Eq. 2.65). Pour déterminer le filtre reliant les deux champs, nous avons utilisé les simulations numériques. La Fig. 2.7 montre que la corrélation entre vitesse projetée le long de la ligne de visée et densité a deux origines : la matière proche le long de la ligne de visée et la matière distribuée à plus grande échelle dans toutes les directions (queue de la distribution).

Une première étape consiste à reconstruire la vitesse en supposant connue la densité sur une grille autour de la ligne de visée principale. Il s'agit ici d'une reconstruction par champ contraint, avec un champ connu et une relation moyenne entre les deux champs ; mais pas de données à proprement parler. Nous avons montré qu'il existe une distribution optimale de lignes de visée couvrant à la fois la matière proche et éloignée de la ligne de visée étudiée, Fig. 2.8.

Nous avons vu ci-dessus qu'il est possible d'estimer la densité en trois dimensions à partir d'une grille de lignes de visée. Il devient alors possible à-priori d'itérer entre reconstruction de la densité en 3D et reconstruction de la vitesse. Cette procédure n'a cependant pas encore été testée dans son ensemble.

Il n'existe pas aujourd'hui de telles grilles de lignes de visée observées. Nous nous sommes alors concentrés sur la reconstruction des vitesses le long d'une seule ligne de visée. L'espoir sous-jacent étant que la distribution de densité le long de la ligne de visée détermine suffisamment les vitesses. Deux voies sont possibles alors : un à-priori fort (*strong prior*), où la vitesse est égale à sa valeur la plus probable selon l'Eq. 2.65. On est alors ramené à une inversion Bayésienne avec deux convolutions

dans la définition de \mathbf{g} , Eq. 2.81. L'implémentation de cette inversion nécessite deux étapes; la vitesse est reconstruite en imposant une grande longueur de corrélation et une faible variance pour la densité, ce qui stabilise l'inversion, et se justifie par la forme allongée de la relation densité-vitesse. La vitesse est alors fixée et on inverse la densité dans l'espace réel avec un lissage réduit. Cette procédure permet de reconstruire la densité dans l'espace réel, si il n'existe pas de fortes concentrations de densité proche de la ligne de visée, Fig. 2.9.

L'autre voie consiste à laisser la vitesse libre, mais en rajoutant un à-priori sur la covariance entre densité et vitesse. Cette voie est appelée *weak prior*. Elle est beaucoup moins stable que l'approche *strong prior*.

**Inversion of the Lyman-alpha forest:
three-dimensional investigation
of the intergalactic medium**

C. Pichon, J.L. Vergely, E. Rollinde, S. Colombi, P. Petitjean

MNRAS, 326, 597 (2001)

Chapitre 3

Physique du gaz

Les progrès observationnels et l'avancée des grands télescopes ont permis l'analyse d'un grand nombre de spectres à haute résolution et sur un large domaine de décalage spectral. Je résumerai dans une première section les principaux résultats obtenus, essentiellement avec l'utilisation de profils de Voigt. La méthode d'inversion décrite au chapitre précédent permet une nouvelle approche des données spectroscopiques. Nous avons analysé le spectre du quasar HE1122-1648 obtenu pendant la période de *Science Verification* de UVES au VLT. De nouvelles contraintes sur les propriétés physiques du gaz à $z \simeq 2$ sont ainsi obtenues, en particulier sur la relation température-densité et la présence de métaux dans les raies fortes de la forêt Lyman- α . Les échelles de longueur sondées par les absorbants Lyman- α sont de l'ordre de 0.1-1 h^{-1} Mpc (e.g. Hui et al., 1997 et tout les travaux basés sur des simulations). Par conséquent, l'étude des différents types d'absorbants (continus ou discrets) permet d'apporter des contraintes sur le spectre de puissance à des échelles différentes que les observations des grandes structures par les galaxies par exemple (voir Fig. 1.4).

3.1 Propriétés physiques

La relation entre flux et densité, en termes de nuages localisés ou autres, permet une première interprétation simple de l'évolution des absorbants. Cependant, de nombreux paramètres physiques sont à prendre en compte pour une analyse plus fine. En particulier, l'évolution du flux ionisant et par suite de la température, et la croissance globale des structures dirigée par la cosmologie sous-jacente. Les différents outils décrits dans le chapitre précédent (flux moyen, profil de Voigt, fonctions statistiques, inversion) ont conduit à une vision globale assez précise des propriétés physiques du milieu intergalactique.

J'utilise ici les analyses déduites de spectres observés au VLT et au Keck. Deux études, Kim et al., 2001 et McDonald et al., 2000, citées à titre d'exemple, se sont concentrées sur l'évolution des propriétés des absorbants sur des décalages spectraux allant de 1.5 à 4 environ. Utilisant des outils d'analyse différents, elles sont par là, complémentaires et assez exhaustives. Enfin, un large programme de l'ESO, dirigé par J. Bergeron est actuellement en cours d'analyse, en particulier à l'IAP.

3.1.1 Évolution des absorbants

- Absorption moyenne

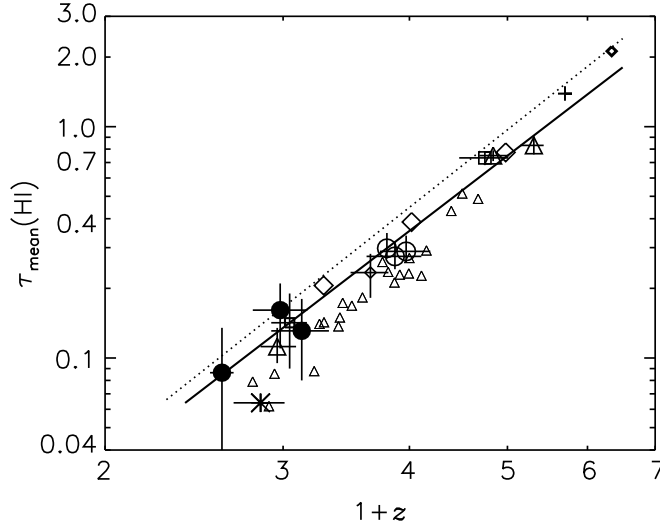


FIG. 3.1 – Profondeur optique moyenne en fonction de $(1+z)$. Figure extraite de Kim et al., 2001. Les observations proviennent des spectres UVES et KECK HIRES analysés par Kim et al. (cercle plein) ; Zuo et Lu, 1993 (triangle) ; Rauch et al., 1997b (losange) ; Hu et al., 1995 (cercles vides) ; Kulkarni et al., 1996 (étoiles) ; Lu et al., 1996b (carrés) ; Kirkman et Tytler, 1997 (petites losanges) ; Outram et al., 1999 (petits carrés) ; Schaye et al., 2000b (grands triangles). La croix à $z = 4.7$ et le losange plein à $z = 5.34$ proviennent d’observation avec KECK II/LRIS par Songaila et al., 1999 et Spinrad et al., 1998. la ligne en trait pointillé provient de l’ajustement par Press et Rybicki, 1993 : $\bar{\tau}_{\text{HI}}(z) = 0.0037(1+z)^{3.46}$. La ligne en trait plein représente l’ajustement en loi de puissance obtenu par Kim et al., 2001 pour l’ensemble des données UVES et HIRES.

Les relations entre densité de H I et densité du gaz, profondeur optique et densité résumé dans l’introduction montrent que la profondeur optique moyenne, $\bar{\tau}_{\text{HI}}$ est un estimateur de la densité physique d’absorbant moyenne. Il faut noter cependant que les hautes valeurs de τ ne peuvent être observées. Ainsi, seul la profondeur optique effective est mesurée. Des sources d’erreurs supplémentaires proviennent de l’estimation du continu et de la variance cosmique (lorsque la ligne de visée traverse une région particulièrement dense ou au contraire de sous densité). L’introduction des raies amorties (DLAS) dans le calcul de $\bar{\tau}_{\text{HI}}$ peut modifier le résultat obtenu ; au contraire, les raies faibles - absentes des listes de raies obtenues par VPFIT - n’influencent pas le résultat (Kim et al., 2001 et Fig. 3.1).

La valeur de $\bar{\tau}_{\text{HI}}$ permet d’obtenir une contrainte sur Ω_b . Dans le cas d’un milieu uniforme, on obtient

$$\tau_u = 2.31 \times 10^{-4} (1+z)^5 (1+\Omega_0 z)^{-1/2} h^{-1} T_4^{-0.7} (4 J_{\text{HI}})^{-1} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.0125} \right)^2. \quad (3.1)$$

En tenant compte de la présence de structure, la valeur de l'absorption moyenne diminue (e.g. Weinberg et al., 1997). Ainsi, de la mesure de $\overline{\tau_{\text{HI}}}$, on déduit une valeur inférieure de Ω_b , à partir de Eq. 3.1, et en supposant une valeur de J_{HI} . Haardt et Madau, 1996 déterminent $J_{\text{HI}} = 0.35 - 0.4$ for $2 < z < 3$, en accord avec les estimations de Giallongo et al., 1996 à partir de l'effet de proximité sur la forêt Lyman- α . La valeur de T_4 est proche de 1 (voir ci-dessous). Des contraintes plus fortes peuvent aussi venir de l'étude de la probabilité de distribution du flux, $P(F)$. Elles nécessitent la comparaison avec des simulations pour lesquelles Ω_b est un paramètre libre de normalisation de $P(F)$, (Weinberg et al., 1997). Les différentes mesures de Ω_b (e.g. Rauch et al., 1997b ; Zhang et al., 1998 ; McDonald et al., 2000 ; Kim et al., 2001) impliquent

$$\Omega_b \gtrsim 0.01 - 0.016h^{-1.75} \text{ et } \Omega_b \gtrsim 0.013 - 0.02h^{-1.5}$$

selon les deux méthodes.

La comparaison avec le résultat de la nucleosynthese du Big Bang, $\Omega_b = 0.0125 h^{-2}$ (Copi et al., 1995) implique que 90 % des baryons sont dans la forêt Ly α pour $z > 1.5$.

Dans le cas d'une population d'absorbant qui n'évolue pas, l'expansion entraîne une diminution de la densité dans l'espace physique. La fraction neutre d'hydrogène est déterminée d'autres parts par le flux ionisant, Γ_{HI} . Ces deux ingrédients entraînent une évolution de l'absorption moyenne, dans la métrique de FRW, selon (Machacek et al., 2000) :

$$\overline{\tau_{\text{HI}}} \propto \frac{(1+z)^{4.8}}{\Gamma_{\text{HI}}(z)H(z)} \quad (3.2)$$

L'ajustement d'une loi de puissance aux observations est possible avec une pente de 3.46 (pour $\Omega_\Lambda = 0$, Eq. 3.2 implique une pente de 3.3). L'évolution de l'absorption moyenne est consistante avec un flux ionisant constant et une population qui évolue peu pour $1.5 \lesssim z \lesssim 4$. Cependant, cette conclusion dépend de la densité (de colonne) observée.

- *Structure aux petites échelles*

En restant dans le cadre de nuages discrets, il est possible de différencier deux populations selon leur densité. L'étude de l'évolution du nombre de raies avec le décalage spectral, dn/dz , pour des colonnes densité supérieures, $\log(N) > 13.64$ amène à la même conclusion que $\overline{\tau_{\text{HI}}}$. La pente observée est constante jusque $z \simeq 1.5$ (Fig. 3.16) ; mais elle est plus forte que pour une population n'évoluant pas. Pour les hautes densités de colonne les résultats du HST montrent une diminution de la pente à plus bas décalage spectral, $z < 1.5$. Or, la plupart des simulations indiquent que la principale source de changement du nombre de raie doit être le flux ionisant (Theuns et al., 1998 ; Riediger et al., 1998 ; Zhang et al., 1998 ; Davé et al., 1999). L'estimation du flux, dominé par la composante due aux QSOs, par Haardt-Madau, diminue rapidement pour $z < 2$. Le changement de pente à $z \sim 1.2$ pourrait alors impliquer que Γ_{HI} varie moins rapidement, en raison de la contribution des galaxies à $z < 2$ (Bianchi et al., 2001). L'accrétion du gaz des régions à basse

densité vers les régions en cours d'effondrement à un effet plus faible mais non négligeable, en particulier pour les plus grandes largeurs équivalentes (Davé et al., 1999). Au contraire, les basses densités de colonne ($13.1 \lesssim \log(N) \lesssim 14$) semblent évoluer moins vite. Mais les contraintes observationnelles sont plus rares (Fig. 3.16).

Il est plus judicieux de parler d'une évolution continue entre les basses et les hautes densités (e.g. Davé et al., 1999 à bas décalage spectral). Ainsi, la distribution de densités de colonne, ou le spectre de puissance du flux permettent d'estimer l'importance des structures à différentes échelles. En effet, les simulations numériques ont montré que les densités de colonne des nuages sont assez bien déterminées par la hauteur des pics de densité et la dérivé seconde du champ (relation utilisée par la méthode DPA, *Density Peak Ansatz*, ; Hui et al., 1997). De même, je montrerai que les résultats obtenus par un ajustement de profil de Voigt sont proches de ceux déduits du champ de densité inversé (Section 3.5). Par conséquent, le spectre de puissance du champ de densité se retrouve dans le spectre de puissance du flux, ou dans la distribution de densités de colonne. Un modèle avec plus de puissance aux petites échelles montrent plus de pics à hautes densités, donc de grandes densités de colonne, ce qui se traduit par une pente plus forte sur la distribution de densités de colonne (Gnedin et Hui, 1998 ; Fig. 3.2).

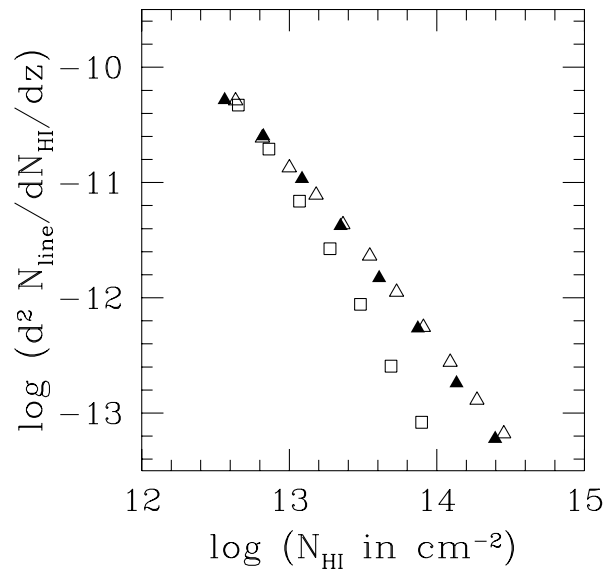


FIG. 3.2 – *Extraite de Hui, 1998*

Il est possible d'étudier directement la corrélation ou le spectre de puissance du flux. Cela évite en particulier de passer par l'étape d'ajustement de profil de Voigt - ou par la méthode DPA - et conserve plus d'information contenue dans le spectre d'absorption. Le spectre de puissance du flux peut être comparé à différentes simulations, méthode directe, ou inversé pour obtenir le spectre de puissance de la matière en trois dimensions.

La méthode directe a été appliquée en particulier par McDonald et al., 2000.

L'évolution du spectre de puissance du flux est dominée par la diminution de l'absorption moyenne. Si cet effet est enlevé, dans les simulations, on retrouve le fait que la puissance associée aux grandes échelles augmente avec le temps, formation hiérarchique des structures. McDonald et al., 2000 ajustent alors les observations avec une formule analytique à partir des paramètres du spectre de puissance initial. L'inversion a été appliquée par Croft et al., 1998, 1999 et 2000. Elle implique un certains nombre d'à-priori sur les propriétés physiques, température, biais du à la distortion par les vitesses, effet non-linéaires. Des tests de cette méthode sur différentes simulations sont discutés par Hui, 1999 et Zaldarriaga et al., 2001b. Ces deux types de contraintes sur le spectre de puissance de la matière donnent des résultats cohérents avec $\Delta_{\rho}^2[k = 0.008 \text{ (km.s)}^{-1}, z = 2.5] = 0.32 \pm 0.07$, $n = 0.93 \pm 0.10$ selon McDonald et al., 2000 et $\Delta_{\rho}^2[k = 0.008 \text{ (km.s)}^{-1}, z = 2.5] = 0.57^{+0.26}_{-0.18}$ selon Croft et et al., 2000.

L'évolution de l'absorption Ly- α permet de contraindre les propriétés des absorbants. Cependant, la connaissance de la température est un point clef dans toutes les analyses.

3.1.2 Equation d'état du milieu intergalactique

Je vais donc rappeler l'origine de la relation température-densité, mentionnée dans l'introduction. Je montrerai ensuite que l'ensemble des contraintes sur cette relation partent du même principe : caractériser la largeur des raies d'absorptions.

- *Origine de la relation température-densité*

L'observation de la forêt Ly- α montre que le milieu intergalactique est très ionisé pour $z < 5$. Or, la formation des structures indiquent que le milieu est neutre à très grand décalage spectral, car il n'interagit plus avec les photons du CMB. Il faut attendre que des structures plus complexes se forment pour pouvoir ioniser à nouveau le milieu environnant. Plusieurs origines de ce flux ionisant ont été étudiée : photoionisation par première génération détoiles ou quasars, ionisation collisionnelle induite par du gaz soumis à des chocs, décroissance de neutrinos ... (Ikeuchi et Ostriker, 1986 ; Couchman et Rees, 1986 ; Sciama, 1990 ; Miralda-Escude et Ostriker, 1992 ; Shapiro et al., 1994 ; Giroux et Shapiro, 1996 ; Haiman et Loeb, 1997). L'instant où le milieu est à nouveau soumis à un tel flux est appelée *réionisation*.

Des méthodes analytiques et numériques ont été utilisées par Hui et Gnedin, 1997 pour décrire un grand nombre de scénario de réionisation dans le cadre de la photoionisation (on trouve des études similaires mais avec des approximations plus grandes du milieu - uniforme ou selon le modèle sphérique - avec par exemple Miralda-Escude et Rees, 1994 et Giroux et Shapiro, 1996).

La température est déterminée par différents processus de refroidissement et chauffage : expansion adiabatique, ionisation par le fond diffus, évolution de la densité. Le flux

photo-ionisant est caractérisé par l'époque et la durée de la réionisation (avant que le milieu soit uniformément ionisé), le spectre du flux ionisant et son évolution ; qui sont fonctions de l'évolution des sources ionisantes (quasars, galaxies...). La densité de matière et l'expansion sont reliées aux paramètres cosmologiques. En particulier Ω_b , puisque seul le gaz subit des interactions autres que la gravité.

L'évolution de la température suit alors la relation (Hui et Gnedin, 1997)

$$\frac{dT}{dt} = -2HT + \frac{2T}{3(1+\delta)} \frac{d\delta}{dt} - \frac{T}{\sum_i \tilde{X}_i} \frac{d\sum_i \tilde{X}_i}{dt} + \frac{2}{3k_B n_b} \frac{dQ}{dt}. \quad (3.3)$$

n_b est égal à la densité totale du gaz (sans la matière noire) ; \tilde{X}_i est défini par $n_i \equiv (1+\delta)\tilde{X}_i \bar{\rho}_b/m_p$, où n_i est la densité dans l'espace physique de l'espèce i . Les deux premiers termes de l'EqT correspondent à l'expansion adiabatique. Le terme suivant décrit le changement du nombre de particules d'une espèce et donc de l'énergie interne par particule. Enfin, le dernier terme prend en compte la variation de température induit par le flux ionisant. Le système est entièrement décrit en rajoutant l'évolution des rapports d'ionisation en fonction du taux de photoionisation et de recombinaison. il reste alors à décrire les conditions initiales.

À grand décalage spectral, la température est défini par les interactions avec le fond diffus micro-onde. Elle est maintenue constante par diffusion Compton jusque $1+z = 100(\Omega_b h^2/0.0125)^{2/5}$ (Peebles, 1993). Ensuite, les interactions avec le CMB sont interdites, et le milieu évolue adiabatiquement jusqu'au début de la réionisation,

z_{reion} .

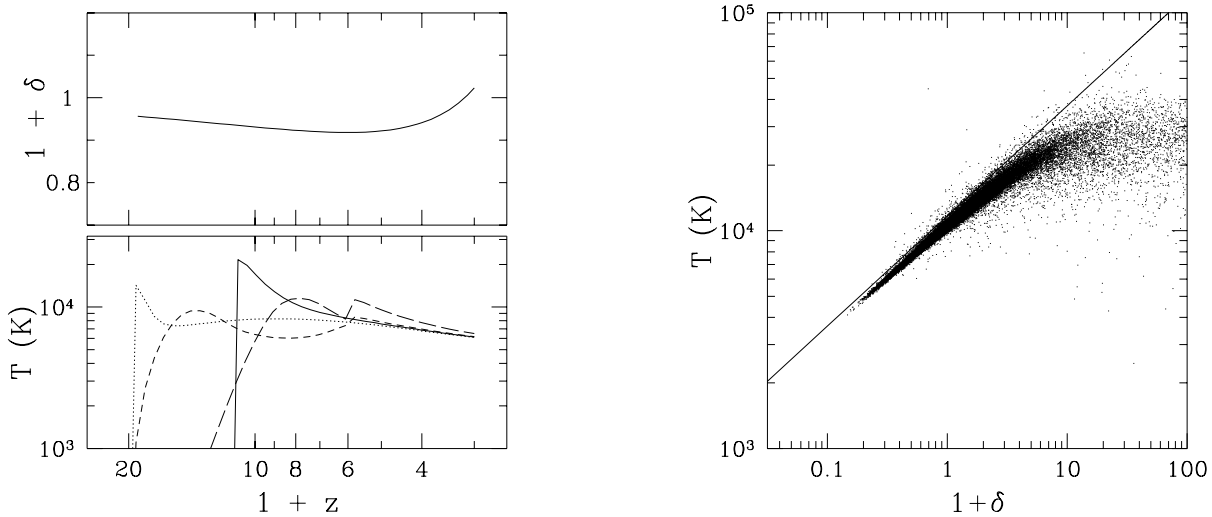


FIG. 3.3 – Convergence vers une loi de puissance pour la relation température-densité (Hui et Gnedin, 1997). Gauche : Evolution de la densité (haut) et de la température d'une particule (bas) selon l'histoire de la réionisation. Les différentes courbes de températures correspondent à des valeurs de z_{reion} différentes ou à des modèles de réionisation différents. Droite : La relation température-densité dans une simulation hydro-dynamique converge vers une loi de puissance à $z \sim 4$. La dispersion augmente à grande densité en raison de l'importance des chocs.

La présence (soudaine) d'un flux ionisant à l'instant de la réionisation, entraîne

un accroissement rapide de la température. Les résultats semi-analytique ou par des simulations hydro-dynamiques montrent cette évolution sur une particule. Il apparaît alors une limite (lorsque $z \rightarrow 0$) pour la relation température-densité en loi de puissance, $T = T_0(1 + \delta)^{\gamma-1}$, Fig. 3.3.

Différents scénari de reionisation conduisent à la même relation, si la réionisation a eu lieu avant $z \sim 10$ (Hui et Gnedin, 1997). On peut alors définir une relation analytique pour les valeurs asymptotiques de T_0 et γ , dépendant uniquement de la cosmologie. Les expressions exactes peuvent être retrouvées dans Hui et al., je n'indique ici que les dépendances observées et les valeurs limites sur γ , qui seront utilisées dans la suite :

$$T_0 \propto \left(\frac{\Omega_b h}{\sqrt{\Omega_m}} \right)^{1/1.7}$$

$$\gamma_{\max} - 1 = 0.62 \quad ; \quad \gamma_{\min} \sim 0.47 \text{ à } z = 3. \quad (3.4)$$

La température du gaz a une conséquence observationnelle direct sur les raies d'absorption, en élargissant leur profil. Cet effet a été utilisé comme contrainte sur les paramètres T_0 et γ à partir de la distribution du paramètre Doppler des profils de Voigt, de la puissance détectée aux petites échelles et enfin de la largeur du champ de densité retrouvé par inversion bayésienne.

- *Différentes contraintes sur T_0 et γ*

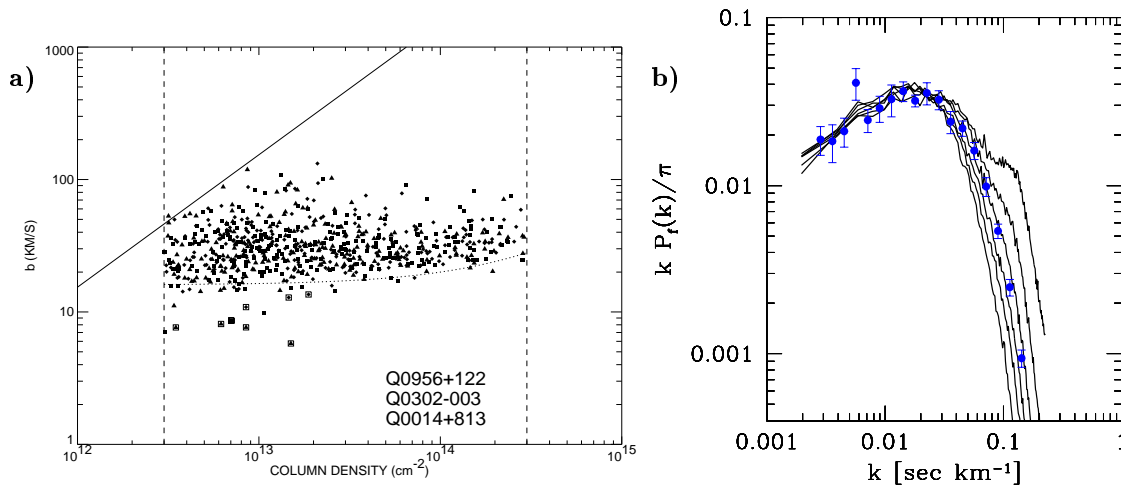


FIG. 3.4 – *Contrainte sur la relation température - densité. a*: Hu et al., 1995 ont montré l'existence d'une limite inférieure sur la relation b vs N (ligne en pointillé). Celle-ci est reliée à la relation T vs δ (voir texte). *b*: Influence de T_0 sur le spectre de puissance du flux (Figure extraite de Zaldarriaga et al., 2001a). T_0 augmente du haut vers le bas, diminuant la puissance aux petites échelles. Les données proviennent de McDonald et al., 2000.

Hu et al. ont montré en 1995 l'existence d'une limite inférieure sur le paramètre

Doppler, en ajustant un grand nombre de raies d'absorptions (Fig. 3.4a). Cette limite dépend de la colonne densité de la raie. Or, si l'élargissement d'une raie peut avoir différentes origines (vitesses locales en particulier), l'effet de la température est toujours présent. l'élargissement minimum d'une raie correspond alors à la température au niveau de l'absorbant. Or l'approximation DPA indique qu'il existe une relation entre la densité au pic de l'absorbant et la densité de colonne observée. Il est donc logique d'essayer de relier cette limite inférieure à la relation température-densité. Schaye et al. ont démontré la possibilité de passer d'une relation $b - N$ à une relation $T - \delta$ à l'aide de simulations hydro-dynamiques (voir aussi Haehnelt et Steinmetz, 1998 ; Theuns et al., 2000). L'étude de l'évolution de la limite inférieure dans un plan $b - N$ à partir de différentes lignes de visée permet alors de suivre l'évolution de T_0 et de γ (Fig. 3.5).

Sur cette figure, les lignes correspondent à des simulations utilisant différentes évolution du flux ionisant, conduisant toujours à des relations de puissance selon les arguments développés ci-dessus. La ligne en trait plein correspond au flux ionisant calculé par Haardt et Madau, 1996 pour lequel hydrogène et hélium réionise avant $z \sim 4.5$; la température décroît monotiquement au-delà. La ligne en tiret correspond à un flux UV bien plus *soft* ; dans ce cas, l'hélium est entièrement réionisé plus tard, donnant lieu à un second saut de température. Cette simulation a été réalisée pour ajuster les données, et en particulier le saut de température à $z \sim 3.2$. Ces observations semblent indiquer que l'Helium est bien réionisé après l'hydrogène.

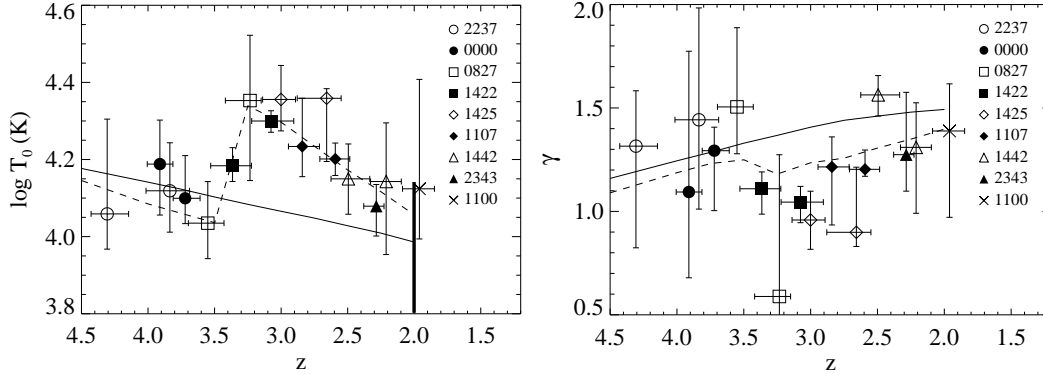


FIG. 3.5 – Evolution de T_0 (gauche) et de γ (droite) avec le décalage spectral, à partir de l'analyse de différents spectres de quasar (Schaye et al., 2000b). Le résultat de la méthode d'inversion appliquée au spectre de HE 1122-1628 est indiqué par un trait gras à $z = 2$ pour T_0 (les deux paramètres ne sont pas indépendants, Fig. 3.12). Voir texte pour une description des modèles de réionisation.

L'utilisation de l'inversion Bayésienne a été décrite dans le chapitre précédent. Son application aux observations est l'objet de la Section 3.4 (trait gras sur la Fig. 3.5). En analysant le flux normalisé directement, on peut observer l'effet de la température sur les petites échelles. Ainsi, Zaldarriaga et al., 2001a, 2001 ont quantifié la réduction des petites échelles sur le spectre de puissance selon la valeur de T_0 (Fig. 3.4b). L'utilisation des fonctions en ondelettes permet de déceler directement des variations

locales de cet effet (Theuns et Zaroubi, 2000 ; Theuns et al., 2002).

3.1.3 Distribution des métaux dans le milieu intergalactique

De façon générale, les raies fortes ($\log(N) \gtrsim 17$) apparaissent à proximité des galaxies tandis que les raies plus faibles sondent des structures plus diffuses (entre les filaments et les vides). Cette tendance s'observe autant dans les simulations (e.g. Haehnelt et al., 1996b ; Rauch et al., 1997a ; Davé et al., 1999 ; Haehnelt et al., 1998 ; Lin et al., 2000) que dans les observations. À bas décalage spectral, $z \lesssim 1$, une connection directe entre galaxies et absorbants en (MG II) a été établie par de nombreuses observations (Bergeron et Boissé, 1991 ; Steidel et al., 1994 ; Le Brun et al., 1997 ; Steidel et al., 2002. Pour $z > 1$, la mesure de métallicité le long des spectres de quasars montrent la présence de métaux dans toutes les raies saturées (LLS et *damped*), indiquant à tout le moins une relation avec des régions de formation d'étoiles. Les métallicités mesurées, de l'ordre de -2.5, sont retrouvées dans des simulations de scénari de formation hiérarchique des galaxies (e.g Hellsten et al., 1997 ; Rauch et al., 1997a).

L'étude de la métallicité des régions de plus basses densité est nécessaire pour contraindre les différents scénari d'éjection de métaux (e.g. Lu et al., 1998 ; Madau et al., 2001 ; Aguirre et al., 2001). Seulement 50-75% des raies avec $(N_{\text{HI}}) \geq 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ont un C IV observable (e.g. Cowie et al., 1995 ; Songaila et Cowie, 1996) et ce nombre diminue avec la densité de colonne de H I. Il apparait que l'ion O VI est le plus efficace pour sonder le régions avec $\delta \sim 1$ (Chaffee et al., 1986 ; Hellsten et al., 1998). Cependant, l'identification des raies de métaux dont l'absorption se situe dans le bleu de la raie Ly- α (e.g. O VI) est rendue encore plus difficile à haut décalage spectral, où le nombre de raies de H I augmente drastiquement. De nouvelles méthodes statistiques sont alors nécessaires. La comparaison pixel-par-pixel connaît aujourd'hui un grand succès (Cowie et Songaila, 1998 ; Davé et al., 1998 ; Schaye et al., 2000a ; Aguirre et al., 2002). Elle semble permettre de détecter O VI jusque $\tau_{\text{HI}} \sim 0.1$ pour $z \lesssim 3 - 3.5$. Ellison et al., 1999, 2000 trouvent un rapport C IV/H I $\sim 2 \cdot 10^{-3}$, correspondant à $Z \simeq 10^{-2.5} Z_{\odot}$. L'interprétation en terme de métallicité est plus difficile pour O VI (Aguirre et al., 2002). Cependant, il faut rester prudent ; d'une part, avec des méthodes plus classiques, Lu et al., 1998 déduisent une limite supérieure de $[C/H] < -3.5$ pour $13.5 < \log(N_{\text{HI}}) < 14$ et d'autres parts l'analyse de Petitjean et al., 2002 qui utilisent la même méthode ne confirme pas ces résultats.

Il est intéressant d'étudier la variation du rapport C IV/H I le long du profil de l'absorbant. Cette information est perdue par les méthodes utilisant les profil de Voigt (qui intègrent l'information le long de chaque profil) ou pixel-par-pixel (qui moyennent cette information pour extraire les faibles densités). Des premières indications de telles variations sont venues de spectres à haute résolution. Ainsi, Songaila et Cowie, 1996 mentionnent que un grand nombre d'absorbants en C IV sont composés de plusieurs nuages, non séparables dans la raie Lyman- α). Ils trouvent alors que le rapport CIV/HI augmente dans les ailes de la raie H I. Dans le cadre de la méthode d'inversion Bayésienne, il est plus facile de répondre à cette question

pour des raies fortes avec $\log(N) \sim 14$. Cette valeur de la densité de colonne permet de détecter directement la raie C IV tout en évitant les régions trop denses dominées par les chocs, et pour lesquelles nos hypothèses de base (résumées en Section 3.3) ne sont plus valables.

La détermination du rapport C IV/H I est effectuée en deux étapes. (i) L'absorption Lyman est inversée pour obtenir la densité de H I le long du profil. Les séries supérieures sont utilisées pour déterminer l'absorption là où le flux est saturé (Section 2.2.3). D'autres parts, la relation température-densité (T_0, γ) est fixée et l'inversion se fait dans l'espace physique (sans tenir compte de la distorsion par les vitesses). Nous avons vérifié que la valeur prise pour (T_0, γ) n'est pas critique pour les conclusions finales sur C IV/H I. (ii) La densité de C IV le long du profil est déterminée à partir du doublet C IV (selon la même méthode que pour H I). La température est fixée par l'inversion de H I, car les deux espèces sont dans le même milieu.

Theuns et al., 2001 ont montré que ces raies fortes dans l'espace physique correspondent à différents systèmes dans l'espace réel. Cependant, la position des deux espèces, C IV et H I est modifiée de la même façon ; on peut donc penser que l'information est essentiellement plus diffuse (car provenant du mélange entre différentes régions). En tout état de cause, si il existe une variation à l'intérieur du profil, dans l'espace physique, cela pose une question quant à l'utilisation de profils intégrés sur tout le profil.

En Section 3.6, je montrerai deux exemples pour lesquels cette variation est observée de façon continue. Les Figs. (3.22)-(3.24) montrent une anti-corrélation entre le rapport C IV/H I et la densité en H I. La présence d'O VI, dont le profil est corrélé à celui de C IV, permet d'interpréter nos résultats dans le cadre de la photoionisation. Nous en concluons que *la température du gaz est anti-corrélée avec la densité de H I et peut atteindre $T \sim 10^5$ K dans les ailes des raies d'absorption avec $\log(N) \sim 14$.*

**Physical properties and small scale structure
of the Lyman-alpha forest:
Inversion of the HE 1122-1628 UVES spectrum**

E. Rollinde, P. Petitjean, C. Pichon

A&A, 376, 28 (2001)

Chapitre 4

Structures aux grandes échelles

Ce chapitre est basé sur des observations de paires ou groupes de quasars à moyenne résolution par le spectrographe FORS au VLT. Ces données m'ont permis d'entreprendre une étude quantitative du milieu intergalactique dans la direction perpendiculaire à la ligne de visée. J'utilise pour cela, la fonction de corrélation longitudinale et transverse mesurée directement sur le flux. Cette mesure constitue un test important et nouveau des modèles de matière noire et d'évolution des structures décrits en introduction. D'autres parts, j'ai mis en place une méthode de détection des structures en 3D dans le cadre de l'observation de groupes de quasars. Celle-ci nous a permis de mettre à jour une région d'absorption réduite, qui pourrait correspondre à une région sous-dense.

La mesure de la fonction de corrélation peut servir d'étalon de distance. Elle peut ainsi être utilisée pour sonder la géométrie de l'Univers, selon le test de Alcock et Paczyński, 1979. Les distances longitudinales et transverses étant reliées par des fonctions des paramètres cosmologiques, il est possible d'en déduire une contrainte sur ces paramètres.

4.1 Sonder la direction transverse

4.1.1 La forêt Lyman- α est-elle un bon traceur de la matière? Comparaison avec les modèles de matière noire.

- *Recherche de grandes structures tri-dimensionnelles*

L'utilisation de paires dans la recherche de grandes structures est décrite par la Fig. 4.1. Les différentes lignes de visée vers les quasars sont représentées par les lignes horizontales dans cette simulation de matière noire à $z = 2$. Deux structures sont visibles : un filament vertical vers 1000 km s^{-1} et la région sous-dense centrale. Le panel de droite montre les spectres synthétiques correspondant à chaque lignes de visée (la ligne de visée de référence est reproduite en trait plein dans chaque panneau). La présence des deux structures (dense vers 1000 km s^{-1} et sous-dense entre 500 et 1000 km s^{-1}) sont facilement repérées sur les quatre spectres. Cependant, pour suivre un filament, les différentes lignes de visée doivent se trouver sur un même plan, contenant la direction du filament et la direction longitudinale ; ce qui

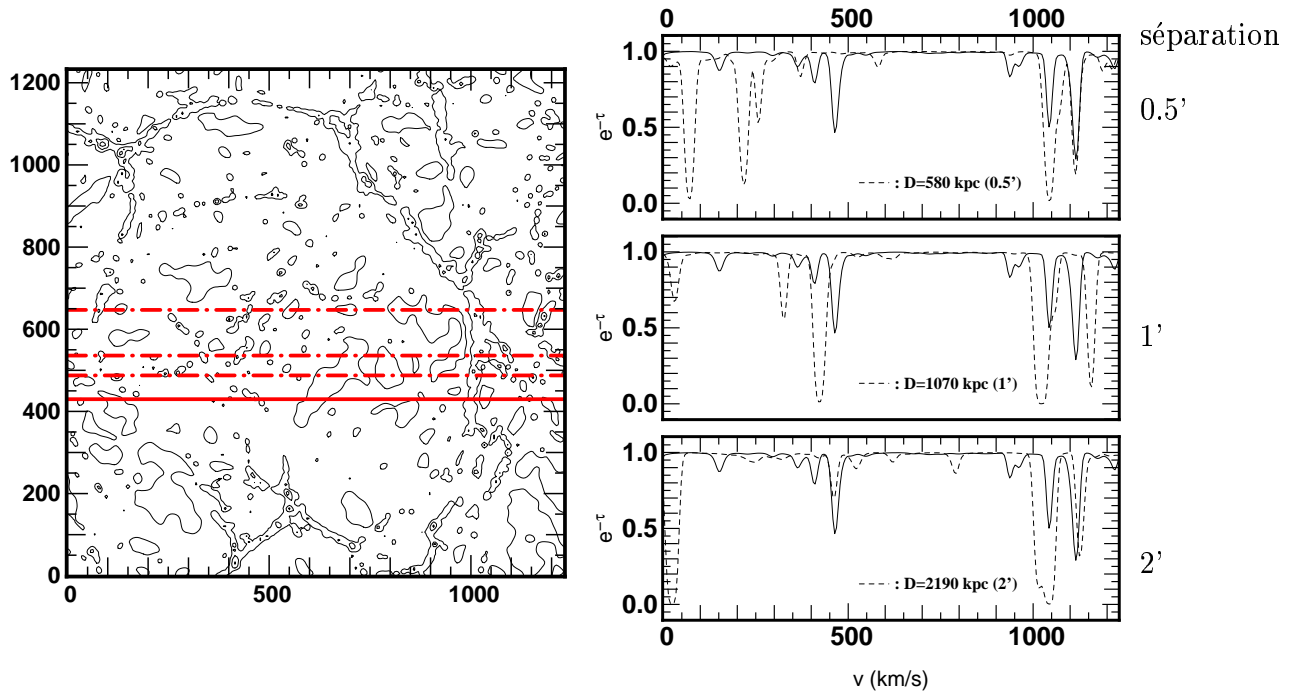


FIG. 4.1 – L’observation de paires de lignes de visée permet de sonder la direction transverse. Simulation LCDM de matière noire $50 h^{-1} \text{Mpc}$.

est rare et nécessite une configuration proche de la grille de quasars telle que celle utilisée dans l’étude de la tomographie en Section 2.2. Par contre, les régions sous-denses sont en général proche d’une sphère ; et surtout elles se développent en trois dimensions. Par conséquent, des quasars proches et situés aléatoirement dans une région du ciel peuvent sonder une telle structure.

Le groupe de quasars présent dans nos observations correspond à cette contrainte ; la distance entre les quasars variant entre 2 et $9 h^{-1} \text{Mpc}$. Nous avons pu ainsi mettre en évidence une signature similaire à celle de la Fig. 4.1. En effet, la région sous-dense révélée par les spectres synthétiques peut être comparée directement avec la Fig. 4.13, qui montre une région commune encore plus grande, pour laquelle l’absorption est réduite.

L’étude quantitative de la signification statistique de cette détection, Section 4.6, montre clairement qu’elle ne peut être expliquée par une distribution aléatoire des raies d’absorption.

Montre que peut correspondre à une sphère.

Par contre, l’interprétation en terme de structures sous-dense doit être prise avec précaution.

Problème des vitesses distortion plus faible ($v \ll 100 \text{ km s}^{-1}$ et distance $\gg 10 h^{-1} \text{Mpc}$) et moins d’importance dans la direction transverse.

autre interprétation : limite : effet d’ionisation ou de vents...

Montre que on peut sonder en 3D et apporter des contraintes sur taille des structures.

- Étude statistique avec fonctions de corrélations

plus difficile à bas décalage spectral car la valeur absolue de la corrélation diminue (?) donc atteint plus rapidement les limites de détection (Aracil et al., 2002). première mesure de la fonction de corrélation transverse.

Comparaison des corrélations dans les deux directions

Observations des métaux vs H I

Haehnelt et al., 1996a

CIV : Williger et al., 1996-Crotts et Fang, 1998 (pas de signal de corrélation sur une distance transverse de l'ordre de $0.5-1 h^{-1}\text{Mpc}$, soit $30-180 \text{ km s}^{-1}$, donc plus petite que la distance observée le long de la ligne de visée. Le signal observé pour C IV correspond plus à des mouvements internes à l'intérieur de structures plus petites que $0.5 h^{-1}\text{Mpc}$. Enfin, la relation entre H I et C IV n'est pas aussi directe que le suppose Fernandez-Soto et al., 1996)

comparaison avec simulations et linéaire. Remarque: grande échelle pour linéaire. Mais toutes échelles (au-dessus de la résolution) pour simulation. Et dans les deux cas: échelles plus petites que autres contraintes (Fig. 1.4).

Longitudinal, déjà testé (Mc do). Ou spectre de puissance ((croft)

En particulier, si on enlève l'effet de tau moyen (avec simulation), on retrouve augmentation de la variance.

4.1.2 Prise en compte de la non linéarité - Saturation du flux

L'observation de l'Univers après évolution implique la compréhension des effets non-linéaires. On peut voir ces effets sous deux points de vues: la densité de probabilité (PDF) des fluctuations de densité, δ ; la distribution spatiale des fluctuations à travers le spectre de puissance. Pour des champs gaussiens, le spectre de puissance décrit l'ensemble des propriétés du champ. La PDF est gaussienne, $P(\delta) \propto \exp(-\delta^2/2\sigma_\delta^2)$. Elle est donc entièrement décrite par la variance σ_δ puisque $\langle \delta \rangle \equiv 1$.

Dans le cadre de la théorie linéaire, les fluctuations croissent linéairement et sans mélange d'échelle :

$$\delta(k; z) \propto D(z)\delta(k; 0), \text{ (Eq. B.22).}$$

Elles restent gaussiennes. P_* et les Ω 's suffisent à prédire l'évolution de δ à travers le spectre de puissance linéaire $P_{\text{lin}}(z) = |D(z)|^2 P_*$.

Mais, l'évolution n'est plus linéaire à partir d'une certaine échelle. L'échelle de non-linéarité est caractérisée par $\Delta(k) = 1$; elle augmente lorsque le décalage spectral diminue, avec la croissance hiérarchique des fluctuations. Sous l'effet de la gravité, les fluctuations ne sont plus gaussiennes. La gravité a tendance à renforcer les structures, vides et amas de matière. La PDF devient oblique, avec en particulier une queue ?? importante vers les grandes densités. D'autres parts, les grandes échelles transmettent de la puissance vers les petites échelles.

vérifier ces allégations. P suffit pour retrouver PDF... est-ce la non gaussianité initiale ou à un z donné que l'on cherche à travers les moments ?.

- *Description analytique de la non-linéarité*
Évolution vers un spectre de puissance universel

L'effondrement non-linéaire des grandes structures a tendance à effacer des différences initiales de P_\star pour les petites échelles. La description exacte de cet effet requiert l'utilisation de simulations numériques. Cependant, il est possible de déterminer une relation analytique universelle (indépendante du spectre choisi) pour définir le spectre non linéaire en fonction du spectre linéaire. Hamilton et al., 1991 ont été les précurseurs dans ce domaine (voir ensuite Peacock et Dodds, 1994 ; Peacock et Dodds, 1996, White et Croft, 2000 ; Jain et al., 1995, Ma, 1998).

L'effondrement d'un système peut être décrit de façon plus simple par le modèle d'effondrement sphérique (SC). Dans ce modèle, une sur-densité sphérique s'effondre dès que le contraste *linéaire* est de l'ordre de 1, ce qui correspond à une sur-densité de ~ 100 pour $\Omega_m = 1$.

Il s'agit ensuite de décrire le profil de densité en terme de la fonction de corrélation, $\xi(r)$. Dans le cadre de SC, la densité intégrée sur le volume est utile. Elle est reliée à la fonction de corrélation moyennée sur le volume, $\bar{\xi}(r)$:

$$\bar{\xi}(r) \equiv \frac{3}{r^3} \int_0^r \xi(x)x^2 dx \quad \text{ou} \quad \xi(r) \equiv \frac{d[r^3 \bar{\xi}(r)]}{d[r^3]}. \quad (4.1)$$

Une sur-densité non-linéaire $(1 + \delta)$ peut être vue comme la conséquence d'un effondrement à partir de fluctuations linéaires. Les fluctuations linéaires sont sur une échelle r_L plus grande par un facteur $(1 + \delta)^{1/3}$ que r_{NL} . En d'autres termes, toute la densité non linéaire est répartie sur une surface plus grande pour laquelle $\delta \sim 1$. En reliant δ et $\xi(r)$, on obtient :

$$r_L = [1 + \bar{\xi}_{NL}(r_{NL})]^{1/3} r_{NL}. \quad (4.2)$$

La seconde étape consiste à supposer, et trouver, une relation universelle entre les fonctions non linéaires et linéaires ; après le changement d'échelle Eq. 4.2 :

$$\bar{\xi}_{NL}(r_{NL}) = f_{NL}[\bar{\xi}_L(r_L)]. \quad (4.3)$$

Pour des faibles sur-densité, $\bar{\xi} \ll 1$ donc $r_L \simeq r_{NL}$ et on doit avoir $f_{NL}(x) \simeq x$. En allant vers l'effondrement, on a vu que SC donne $f_{NL}(1) = 100$ pour $\Omega_m = 1$. Après effondrement, le modèle de "stable clustering" donne $\bar{\xi}_{NL} \propto a^3$, tandis que $\bar{\xi}_L \propto D(\Omega)^2$ ($\propto a^2$ pour $\Omega_m = 1$, Eq. B.23). Pour relier ces deux régimes, il est nécessaire d'avoir recourt à des simulations numériques. Notons cependant que ces simulations n'ont pas besoin de résoudre parfaitement les grandes échelles grâce à ces limites analytiques.

On peut alors revenir au spectre de puissance grâce aux équations. (4.1)-(B.25). Mais ceci implique une série d'intégrale et de dérivé, ce qui n'est pas très stable analytiquement. Il est possible de traduire l'Eq. 4.2 en terme de k en supposant que $\bar{\xi}$ est une mesure du spectre de puissance sur une échelle effective f_{eff} . Peacock et

Dodds, 1994 ont montré qu'il existe une formulation unique, précise à 10%, pour $0.3 \lesssim D(\Omega_m) \lesssim 1$ et un index spectral $-2 < n < 0$:

$$k_L = [1 + \Delta_{\text{NL}}^2(k_{\text{NL}})]^{-1/3} k_{\text{NL}} \quad (4.4)$$

$$\Delta_{\text{NL}}^2(k_{\text{NL}}) = f_{\text{NL}}[\Delta_L^2(k_L)] \quad (4.5)$$

$$f_{\text{NL}}(x) = x \left[\frac{1 + 0.2\beta x + (Ax)^{\alpha\beta}}{1 + ([Ax]^\alpha D^3(\Omega)/[11.68x^{1/2}])^\beta} \right]^{1/\beta}, \quad (4.6)$$

avec $A = 0.84[D(\Omega)]^{0.2}$, $\alpha = 2/D(\Omega)$ et $\beta = 2 D(\Omega)$.

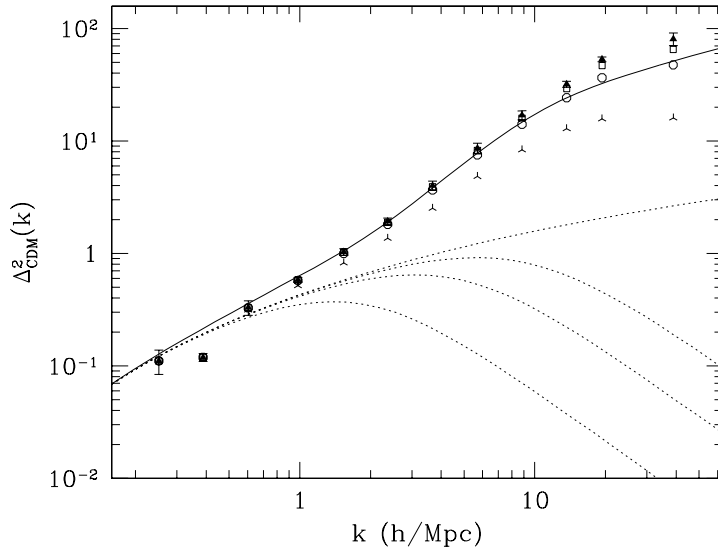


FIG. 4.2 – Spectre de puissance linéaire et non-linéaire à $z = 3$. Modèles Λ CDM (triangles). Trois modèles dont les petites échelles ont été filtrées pour $k > k_0$: $k_0 = 10 \text{ hMpc}^{-1}$ (carré) $k_0 = 5 \text{ hMpc}^{-1}$ (cercle) $k_0 = 2 \text{ hMpc}^{-1}$ (étoiles à trois branches). Prédiction de Peacock et Dodds, 1996 pour Λ CDM. (Fig.2 de White et Croft, 2000)

Cette relation montre clairement que le spectre de puissance non-linéaire est modifié par le spectre de puissance linéaire à des échelles plus grandes ($k_L < k_{\text{NL}}$). Donc, si le spectre de puissance initial a été filtré pour diminuer les fluctuations à petites échelles, cet effet est annulé par la croissance non linéaire. White et Croft, 2000 l'ont montré clairement par la Fig. 4.2 en étudiant l'évolution d'un spectre Λ CDM classique et avec un filtrage des petites échelles ($k > k_0$) pour trois valeurs de k_0 . La formule Eq. 4.6 ne s'applique que au spectre avec une simple loi de puissance. De la même façon, Scoccimarro, 1998 ?? ont montré que la pente du spectre de puissance tend vers 1.4 sous les effets non linéaires quelque soit la pente linéaire.

White et Croft, 2000 ; Zaldarriaga et al., 2001b : revient vers un spectre unique

hypothèse de gaussianité initiale avec spectre de puissance dans IRAS QDOT redshift Feldman et al., 1994

concentre sur $k < 0.6 \text{ 1./}h^{-1}\text{Mpc}$ donc $d > 10 h^{-1}\text{Mpc}$.

Limite les contraintes possibles?

Gaussianisation?

- *Saturation du flux*

saturation du flux : aide? Compare correlation de la densite, du flux (longitudinal) et lineaire. Normalise sur grandes distances car $F=1-\tau=1-\text{Cte}*\text{densite}$. Montre (?) que flux moins non lineaire... car saturation

donc n'applique pas Peacock Dodds (determine par les grands pics...) ni gaussianisation (mal controle).

Lineaire aux grandes distances.

4.1.3 Géométrie de l'Univers : Test d'Alcock & Paczyński

- *Principe général*

Distance physique - distance observée.

Si isotrope : contrainte directe. Sinon, modéliser les anisotropies.

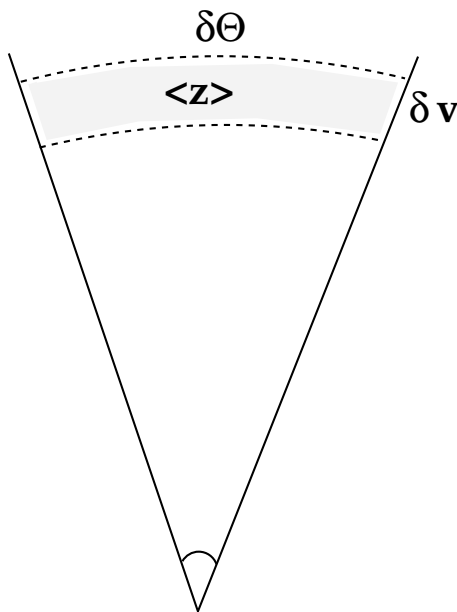


FIG. 4.3 – *Principe du test d'Alcock & Paczynski.* $\delta v = H(z)/(1+z)\delta r$ et $\delta\Theta = f(\Omega)\delta r$. Si $\delta v = \delta\Theta$, contrainte sur $f(\Omega)$.

- *Application à la forêt Lyman- α*

théorie linéaire : OK pour $> 2 \text{ arcmin}$ et $v > 300 \text{ km s}^{-1}$.

Section ??

Bibliographie

- Lineweaver, C., 1998, *ApJ* 505, L69
- Lineweaver, C., 1999, astro-ph/9901234
- Abel, T. et Haehnelt, M. G., 1999, *ApJ* 520, L13
- Adler, R. J., 1981, *The Geometry of Random Fields, The Geometry of Random Fields*, Chichester: Wiley, 1981
- Aguirre, A., Hernquist, L., Schaye, J., Weinberg, D. H., Katz, N., et Gardner, J., 2001, *ApJ* 560, 599
- Aguirre, A., Schaye, J., et Theuns, T., 2002, astro-ph/0207119, *ApJ*, in press; 27 pages, 14 postscript figures
- Alcock, C. et Paczyński, B., 1979, *Nature* 281, 358
- Alimi, J.-M., Bouchet, F. R., Pellat, R., Sygnet, J.-F., et Moutarde, F., 1990, *ApJ* 354, 3
- Aracil, B., Petitjean, P., Smette, A., Surdej, J., Mückel, J., et Cristiani, S., 2002, astro-ph/0205352
- Backus, G. E. et Gilbert, J. F., 1970, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series* 266, 123
- Bacon, D. et coll., 2000, *MNRAS* 318, 625
- Bahcall, J. N. et Fan, X., 1998, *ApJ* 504, 1
- Bahcall, J. N. et Salpeter, E. E., 1965, *ApJ* 142, 1677+
- Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., et Szalay, A. S., 1986, *ApJ* 304, 15
- Bechtold, J., 1994, *ApJS* 91, 1
- Becker, R. H. et coll., 2001, *AJ* 122, 2850
- Bennett, C. L., Kogut, A., Hinshaw, G., Banday, A. J., Wright, E. L., Gorski, K. M., Wilkinson, D. T., Weiss, R., Smoot, G. F., Meyer, S. S., Mather, J. C., Lubin, P., Loewenstein, K., Lineweaver, C., Keegstra, P., Kaita, E., Jackson, P. D., et Cheng, E. S., 1994, *ApJ* 436, 423
- Bergeron, J. et Boissé, P., 1991, *A&A* 243, 344
- Bertschinger, E., 1995, astro-ph/9506070
- Bertschinger, E., 1998, *ARA&A* 36, 599
- Bi, H., 1993, *ApJ* 405, 479
- Bi, H. et Davidsen, A. F., 1997, *ApJ* 479, 523+
- Bianchi, S., Cristiani, S., et Kim, T.-S., 2001, *A&A* 376, 1
- Black, J. H., 1981, *MNRAS* 197, 553

- Bond, J. R. et Wadsley, J. W., 1998, in Structure et Evolution du Milieu Inter-Galactique Revele par Raies D'Absorption dans le Spectre des Quasars, 13th Colloque d'Astrophysique de l'Institut d'Astrophysique de Paris, pp 143+
- Bouchet, F. R., Adam, J.-C., et Pellat, R., 1985, *A&A* 144, 413
- Boulade, O., Vigroux, L. G., Charlot, X., Borgeaud, P., Carton, P., de Kat, J., Rousse, J. Y., Mellier, Y., Gigan, P., Crampton, D., et Morbey, C. L., 1998, in Proc. SPIE Vol. 3355, p. 614-625, Optical Astronomical Instrumentation, Sandro D'Odorico; Ed., Vol. 3355, pp 614-625
- Bridle, A. et coll., 2001, *MNRAS* 321, 333
- Bryan, G. L., Machacek, M., Anninos, P., et Norman, M. L., 1999, *ApJ* 517, 13
- Burbidge, E. M., Lynds, C. R., et Burbidge, G. R., 1966, *ApJ* 144, 447+
- Burles, S., Nollet, K., et Turner, M., 2001, *ApJ* 552, L1
- Burles, S., Nollett, K., Truran, J., et Turner, M., 1999, Physical Review Letters 82, 4176
- Carldberg, R. et coll., 1997, *ApJ* 478, 462
- Cen, R., Miralda-Escude, J., Ostriker, J. P., et Rauch, M., 1994, *ApJ* 437, L9
- Cen, R. et Ostriker, J. P., 1999, *ApJ* 519, L109
- Chaffee, F. H., Foltz, C. B., Bechtold, J., et Weymann, R. J., 1986, *ApJ* 301, 116
- Choudhury, T. R., Padmanabhan, T., et Srianand, R., 2001, *MNRAS* 322, 561
- Coles, P., Melott, A. L., et Shandarin, S. F., 1993, *MNRAS* 260, 765
- Colless, M., 1998, astro-ph/9804079
- Colombi, S., 1996, in Dark Matter in Cosmology, Quantum Measurements Experimental Gravitation, pp 199+
- Colombi, S., Bouchet, F. R., et Schaeffer, R., 1994, *A&A* 281, 301
- Copi, C. J., Schramm, D. N., et Turner, M. S., 1995, *ApJ* 455, L95
- Couchman, H. M. P. et Rees, M. J., 1986, *MNRAS* 221, 53
- Cowie, L. L. et Songaila, A., 1998, *Nature* 394, 44
- Cowie, L. L., Songaila, A., Kim, T., et Hu, E. M., 1995, *AJ* 109, 1522
- Craig, I. J. D. et Brown, J. C., 1986, Inverse problems in astronomy: A guide to inversion strategies for remotely sensed data, Research supported by SERC. Bristol, England and Boston, MA, Adam Hilger, Ltd., 1986, 159 p.
- Croft, R. A. C. et et al., 2000, astro-ph/0012324
- Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Katz, N., et Hernquist, L., 1997, *ApJ* 488, 532+
- Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Katz, N., et Hernquist, L., 1998, *ApJ* 495, 44+
- Croft, R. A. C., Weinberg, D. H., Pettini, M., Hernquist, L., et Katz, N., 1999, *ApJ* 520, 1
- Crotts, A. P. S. et Fang, Y., 1998, *ApJ* 502, 16+
- Dalcanton, J. J. et Hogan, C. J., 2001, *ApJ* 561, 35
- Davé, R., Hellsten, U., Hernquist, L., Katz, N., et Weinberg, D. H., 1998, *ApJ* 509, 661
- Davé, R., Hernquist, L., Katz, N., et Weinberg, D. H., 1999, *ApJ* 511, 521
- Davé, R., Spergel, D. N., Steinhardt, P. J., et Wandelt, B. D., 2001, *ApJ* 547, 574

- Davis, M. et Newman, J., 2000, astro-ph/0012189
- de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Contaldi, C. R., Crill, B. P., De Troia, G., Farese, P., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov, V. V., Iacoangeli, A., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Lange, A. E., Martinis, L., Masi, S., Mason, P., Mauskopf, P. D., Melchiorri, A., Montroy, T., Netterfield, C. B., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Polenta, G., Pongetti, F., Prunet, S., Romeo, G., Ruhl, J. E., et Scaramuzzi, F., 2002, *ApJ* 564, 559
- de Bernardis, P. et coll., 2001, astro-ph/0105296
- de Lapparent, V., Geller, M. J., et Huchra, J. P., 1986, *ApJ* 302, L1
- Deustua, S. et coll., 2002, astro-ph/0207293
- Dinshaw, N., Foltz, C. B., Impey, C. D., Weymann, R. J., et Morris, S. L., 1995, *Nature* 373, 223+
- Djorgovski, S. G., Castro, S., Stern, D., et Mahabal, A. A., 2001, *ApJ* 560, L5
- D’Odorico, V. et coll., 2001, astro-ph/0102162
- Doré, O., Colombi, S., et Bouchet, F. R., 2002, astro-ph/0202135
- Durrer, R. et Novosyadlyj, B., 2001, astro-ph/0009057
- Eisenstein, D. J. et Hu, W., 1998, *ApJ* 496, 605+
- Eke, V. R., Cole, S., et Frenk, C. S., 1996, *MNRAS* 282, 263
- Ellison, S. L., Lewis, G. F., Pettini, M., Chaffee, F. H., et Irwin, M. J., 1999, *ApJ* 520, 456
- Ellison, S. L., Songaila, A., Schaye, J., et Pettini, M., 2000, *AJ* 120, 1175
- Feldman, H. A., Kaiser, N., et Peacock, J. A., 1994, *ApJ* 426, 23
- Fernandez-Soto, A., Barcons, X., Carballo, R., et Webb, J. K., 1995, *MNRAS* 277, 235
- Fernandez-Soto, A., Lanzetta, K. M., Barcons, X., Carswell, R. F., Webb, J. K., et Yahil, A., 1996, *ApJ* 460, L85
- Ferrara, A., 2002, in ASP Conf. Ser. 253: Chemical Enrichment of Intracluster and Intergalactic Medium, pp 107–+
- Folkes, S., Ronen, S., Price, I., Lahav, O., Colless, M., Maddox, S., Deeley, K., Glazebrook, K., Bland-Hawthorn, J., Cannon, R., Cole, S., Collins, C., Couch, W., Driver, S. P., Dalton, G., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Kaiser, N., Lewis, I., Lumsden, S., Peacock, J., Peterson, B. A., Sutherland, W., et Taylor, K., 1999, *MNRAS* 308, 459
- Freedman, W. et coll., 2001, *ApJ* 553, 47
- Fukuda, Y. et coll., 1999, Physical Review Letters 82, 1810
- Gaztanaga, E., 1994, *MNRAS* 268, 913
- Giallongo, E., Cristiani, S., D’Odorico, S., Fontana, A., et Savaglio, S., 1996, *ApJ* 466, 46+
- Giroux, M. L. et Shapiro, P. R., 1996, *ApJS* 102, 191
- Gnedin, N. Y., 1998, *MNRAS* 294
- Gnedin, N. Y. et Hui, L., 1998, *MNRAS* 296, 44
- Guerra, E. J., Daly, R., et Wan, L., 2000, *ApJ* 544, 659

- Gunn, J. E. et Peterson, B. A., 1965, *ApJ* 142, 1633
- Haardt, F. et Madau, P., 1996, *ApJ* 461, 20+
- Haehnelt, M. G., Rauch, M., et Steinmetz, M., 1996a, *MNRAS* 283, 1055
- Haehnelt, M. G. et Steinmetz, M., 1998, *MNRAS* 298, L21
- Haehnelt, M. G., Steinmetz, M., et Rauch, M., 1996b, *ApJ* 465, L95
- Haehnelt, M. G., Steinmetz, M., et Rauch, M., 1998, *ApJ* 495, 647+
- Haiman, Z. et Loeb, A., 1997, *ApJ* 483, 21
- Halverson, N. et coll., 2002, *ApJ* 568, 38
- Hamilton, A. J. S., Matthews, A., Kumar, P., et Lu, E., 1991, *ApJ* 374, L1
- Hellsten, U., Dave, R., Hernquist, L., Weinberg, D. H., et Katz, N., 1997, *ApJ* 487, 482+
- Hellsten, U., Hernquist, L., Katz, N., et Weinberg, D. H., 1998, *ApJ* 499, 172
- Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., et Jordi, M., 1996, *ApJ* 457, L51
- Hivon, E., 1995, Ph.D. Thesis
- Hockney, R. W. et Eastwood, J. W., 1981, *Computer Simulation Using Particles*, Computer Simulation Using Particles, New York: McGraw-Hill, 1981
- Hoekstra, H., Yee, H. K. C., Gladders, M. D., Barrientos, L. F., Hall, P. B., et Infante, L., 2002, *ApJ* 572, 55
- Hoffman, Y. et Ribak, E., 1992, *ApJ* 384, 448
- Hoyle, F. et Fowler, W. A., 1960, *ApJ* 132, 565
- Hu, E. M., Kim, T., Cowie, L. L., Songaila, A., et Rauch, M., 1995, *AJ* 110, 1526+
- Hu, W. et Sugiyama, N., 1995, *Phys. Rev. D* 51, 2599
- Hui, L., 1998, in *Structure et Evolution du Milieu Inter-Galactique Revele par Raies D’Absorption dans le Spectre des Quasars*, 13th Colloque d’Astrophysique de l’Institut d’Astrophysique de Paris, pp 139–+
- Hui, L., 1999, *ApJ* 516, 519
- Hui, L. et Gnedin, N. Y., 1997, *MNRAS* 292, 27+
- Hui, L., Gnedin, N. Y., et Zhang, Y., 1997, *ApJ* 486, 599+
- Hui, L. et Rutledge, R. E., 1999, *ApJ* 517, 541
- Ikeuchi, S. et Ostriker, J. P., 1986, *ApJ* 301, 522
- Impey, C. D., Foltz, C. B., Petry, C. E., Browne, I. W. A., et Patnaik, A. R., 1996, *ApJ* 462, L53
- Jaffe, A. et coll., 2000, astro-ph/0007333
- Jain, B., Mo, H. J., et White, S. D. M., 1995, *MNRAS* 276, L25
- Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., Thomas, P. A., Colberg, J. M., White, S. D. M., Couchman, H. M. P., Peacock, J. A., Efstathiou, G., et Nelson, A. H., 1998, *ApJ* 499, 20+
- Kaiser, N. et coll., 2000, astro-ph/0003338
- Katz, N., Weinberg, D. H., Hernquist, L., et Miralda-Escude, J., 1996, *ApJ* 457, L57
- Kepner, J., Tripp, T. M., Abel, T., et Spergel, D., 1999, *AJ* 117, 2063
- Kim, T.-S., Cristiani, S., et D’Odorico, S., 2001, *A&A* 373, 757

- Kirkman, D. et coll., 2001, astro-ph/0103305
- Kirkman, D. et Tytler, D., 1997, *ApJ* 484, 672
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., et Prada, F., 1999, *ApJ* 522, 82
- Kolb, E. W. et Turner, M. S., 1990, The early universe, *Frontiers in Physics*, Reading, MA: Addison-Wesley, 1988, 1990
- Kulkarni, V. P., Huang, K., Green, R. F., Bechtold, J., Welty, D. E., et York, D. G., 1996, *MNRAS* 279, 197
- Lacey, C. et Cole, S., 1993, *MNRAS* 262, 627
- Le Brun, V., Bergeron, J., et Boissé, P., 1996, *A&A* 306, 691
- Le Brun, V., Bergeron, J., Boisse, P., et Deharveng, J. M., 1997, *A&A* 321, 733
- Le Fèvre, O. et coll., 2001, astro-ph/0101034
- Le Fevre, O., Vettolani, G., Maccagni, D., Mancini, D., Picat, J. P., Mellier, Y., Mazure, A., Arnaboldi, M., Charlot, S., Cuby, J. G., Guzzo, L., Scaramella, R., Tresse, L., et Zamorani, G., 1998, in *Wide Field Surveys in Cosmology*, 14th IAP meeting held May 26-30, 1998, Paris. Publisher: Editions Frontieres. ISBN: 2-86332-241-9, p. 327., pp 327+
- Lee, A. et coll., 2001, *ApJ* 561, L1
- Lemoine, M., Audouze, J., Ben Jaffel, L., Feldman, P., Ferlet, R., Hebrard, G., Jenkins, E. B., Mallouris, C., Moos, W., Sembach, K., Sonneborn, G., Vidal-Madjar, A., et York, D. G., 1999, *New Astronomy* 4, 231
- Liddle, A. R. et Lyth, D. H. (eds.), 2000, *Cosmological inflation and large-scale structure*
- Lin, W. P., Börner, G., et Mo, H. J., 2000, *MNRAS* 319, 517
- Liske, J. et Williger, G. M., 2001, *MNRAS* 328, 653
- Lu, L., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., Churchill, C. W., et Vogt, S. S., 1996a, *ApJS* 107, 475
- Lu, L., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., et Rauch, M., 1998, astro-ph/9802189, submitted to AJ
- Lu, L., Sargent, W. L. W., Womble, D. S., et Takada-Hidai, M., 1996b, *ApJ* 472, 509+
- Lucy, L. B., 1974, *AJ* 79, 745+
- Lynds, C. R. et Stockton, A. N., 1966, *ApJ* 144, 446+
- Lynds, R., 1971, *ApJ* 164, L73
- Ma, C., 1996, *ApJ* 471, 13
- Ma, C., 1998, *ApJ* 508, L5
- Machacek, M. E., Bryan, G. L., Meiksin, A., Anninos, P., Thayer, D., Norman, M., et Zhang, Y., 2000, *ApJ* 532, 118
- Madau, P., 2002, astro-ph/0208045, To appear in "A New Era in Cosmology" (ASP Conference Series), eds T. Shanks and N. Metcalfe
- Madau, P., Ferrara, A., et Rees, M. J., 2001, *ApJ* 555, 92
- Malina, R. et SNAP Collaboration, 2001, American Astronomical Society Meeting 199, 0
- Mather, J. et coll., 1999, *ApJ* 512, 511

- McDonald, P., Miralda-Escudé, J., Rauch, M., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., Cen, R., et Ostriker, J. P., 2000, *ApJ* 543, 1
- McGill, C., 1990, *MNRAS* 242, 544
- Meiksin, A. et Madau, P., 1993, *ApJ* 412, 34
- Miralda-Escude, J., Cen, R., Ostriker, J. P., et Rauch, M., 1996, *ApJ* 471, 582+
- Miralda-Escude, J. et Ostriker, J. P., 1992, *ApJ* 392, 15
- Miralda-Escude, J. et Rees, M. J., 1994, *MNRAS* 266, 343
- Miralda-Escude, J. et Rees, M. J., 1997, *ApJ* 471
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., et Tozzi, P., 1999, *ApJ* 524, L19
- Moutarde, F., Alimi, J.-M., Bouchet, F. R., Pellat, R., et Ramani, A., 1991, *ApJ* 382, 377
- Mücket, J. P., Petitjean, P., Kates, R. E., et Riediger, R., 1996, *A&A* 308, 17
- Murdoch, H. S., Hunstead, R. W., Pettini, M., et Blades, J. C., 1986, *ApJ* 309, 19
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., et White, S. D. M., 1997, *ApJ* 490, 493+
- Netterfield, C. B., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Contaldi, C. R., Crill, B. P., de Bernardis, P., Farese, P., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov, V. V., Iacoangeli, A., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Lange, A. E., Martinis, L., Masi, S., Mason, P., Mauskopf, P. D., Melchiorri, A., Montroy, T., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Pongetti, F., Prunet, S., Romeo, G., Ruhl, J. E., et Scaramuzzi, F., 2002, *ApJ* 571, 604
- Nusser, A. et Haehnelt, M., 1999, *MNRAS* 303, 179
- Olive, K. A., Steigman, G., et Walker, T. P., 2000, *Phys. Rep.* 333, 389
- Ostriker, J. P. et Cowie, L. L., 1981, *ApJ* 243, L127
- Ostriker, J. P. et Ikeuchi, S., 1983, *ApJ* 268, L63
- Outram, P. J., Boyle, B. J., Carswell, R. F., Hewett, P. C., et Williams, R. E., 1999, *MNRAS* 305, 685
- Padmanabhan, T., 1993, *Structure formation in the universe*, Cambridge, UK: Cambridge University Press, —c1993
- Peacock, J. A., 1999, *Cosmological physics*, *Cosmological physics*. Publisher: Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1999. ISBN: 0521422701
- Peacock, J. A. et Dodds, S. J., 1994, *MNRAS* 267, 1020+
- Peacock, J. A. et Dodds, S. J., 1996, *MNRAS* 280, L19
- Peebles, P. J. E., 1993, *Principles of physical cosmology*, Princeton Series in Physics, Princeton, NJ: Princeton University Press, —c1993
- Percival, W. J. et coll., 2002, astro-ph/0206256
- Perlmutter, S., Aldering, G., della Valle, M., Deustua, S., Ellis, R. S., Fabbro, S., Fruchter, A., Goldhaber, G., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Knop, R. A., Lidman, C., McMahan, R. G., Nugent, P., Pain, R., Panagia, N., Pennypacker, C. R., Ruiz-Lapuente, P., Schaefer, B., et Walton, N., 1998, *Nature* 391, 51
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G.,

- Kim, M. Y., Lee, J. C., Nunes, N. J., Pain, R., Pennypacker, C. R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R. S., Irwin, M., McMahon, R. G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B. J., Filippenko, A. V., Matheson, T., Fruchter, A. S., Panagia, N., Newberg, H. J. M., Couch, W. J., et The Supernova Cosmology Project, 1999, *ApJ* 517, 565
- Petitjean, P., Bergeron, J., Carswell, R. F., et Puget, J. L., 1993a, *MNRAS* 260, 67
- Petitjean, P. et al., 2002, en préparation
- Petitjean, P., Mückel, J. P., et Kates, R. E., 1995, *A&A* 295, L9
- Petitjean, P., Surdej, J., Smette, A., Shaver, P., Mückel, J., et Remy, M., 1998, *A&A* 334, L45
- Petitjean, P., Webb, J. K., Rauch, M., Carswell, R. F., et al., 1993b, *MNRAS* 262, 499
- Pichon, C. et Thiebaud, E., 1998, *MNRAS* 301, 419
- Pichon, C., Vergely, J. L., Rollinde, E., Colombi, S., et Petitjean, P., 2001, *MNRAS* 326, 597
- Pinto, P. A. et Eastman, R. G., 2001, *New Astronomy* 6, 307
- Press, W. H. et Rybicki, G. B., 1993, *ApJ* 418, 585+
- Rauch, M., 1998, *ARA&A* 36, 267
- Rauch, M. et Haehnelt, M. G., 1995, *MNRAS* 275, L76
- Rauch, M., Haehnelt, M. G., et Steinmetz, M., 1997a, *ApJ* 481, 601+
- Rauch, M., Miralda-Escude, J., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., Weinberg, D. H., Hernquist, L., Katz, N., Cen, R., et Ostriker, J. P., 1997b, *ApJ* 489, 7+
- Rauch, M., Sargent, W., et Barlow, T., 2001, *ApJ* 554, 823
- Rees, M. J., 1986, *MNRAS* 218, 25P
- Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. A., et Schramm, D. N., 1973, *ApJ* 179, 909
- Reisenegger, A. et Miralda-Escude, J., 1995, *ApJ* 449, 476+
- Rhodes, J. et coll., 2001, astro-ph/0101213
- Rice, S. O., 1944, *Bell Systems Tech. J.*, Volume 23, p. 282-332 23, 282
- Ricotti, M., Gnedin, N. Y., et Shull, J. M., 2000, *ApJ* 534, 41
- Riediger, R., Petitjean, P., et Mückel, J. P., 1998, *A&A* 329, 30
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., et Tonry, J., 1998, *AJ* 116, 1009
- Riess, A. G., Nugent, P. E., Gilliland, R. L., Schmidt, B. P., Tonry, J., Dickinson, M., Thompson, R. I., Budavári, T. ., Casertano, S., Evans, A. S., Filippenko, A. V., Livio, M., Sanders, D. B., Shapley, A. E., Spinrad, H., Steidel, C. C., Stern, D., Surace, J., et Veilleux, S., 2001, *ApJ* 560, 49
- Riotto, A., 1998, hep-ph/9807454
- Rollinde, E., Petitjean, P., et Pichon, C., 2001, *A&A* 376, 28
- Roos, M. et Harun-or-Rashid, S., 2000, astro-ph/0003040
- Sargent, W. L. W., Young, P. J., Boksenberg, A., et Tytler, D., 1980, *ApJS* 42, 41

- Scannapieco, E., Ferrara, A., et Madau, P., 2002, *ApJ* 574, 590
- Schaye, J., 2001, *ApJ* 559, 507
- Schaye, J., Rauch, M., Sargent, W. L. W., et Kim, T., 2000a, *ApJ* 541, L1
- Schaye, J., Theuns, T., Leonard, A., et Efstathiou, G., 1999, *MNRAS* 310, 57
- Schaye, J., Theuns, T., Rauch, M., Efstathiou, G., et Sargent, W. L. W., 2000b, *MNRAS* 318, 817
- Schmidt, B., 1994, *ApJ* 432, 42
- Schramm, D. N. et Turner, M. S., 1998, *Reviews of Modern Physics* 70, 303
- Sciama, D. W., 1990, *ApJ* 364, 549
- Scoccimarro, R., 1998, *MNRAS* 299, 1097
- Scott, J., Bechtold, J., Dobrzycki, A., et Kulkarni, V. P., 2000, *ApJS* 130, 67
- Seljak, U. et Zaldarriaga, M., 1997, in *Microwave Background Anistropies*, pp 241+
- Shapiro, P. R., Giroux, M. L., et Babul, A., 1994, *ApJ* 427, 25
- Sheth, R. K. et Bhuvnesh, J., 2002, astro-ph/0208353
- Sheth, R. K. et Lemson, G., 1999, *MNRAS* 305, 946
- Silk, J., 1968, *ApJ* 151, 459+
- Smette, A., Robertson, J. G., Shaver, P. A., Reimers, D., Wisotzki, L., et Koehler, T., 1995, *A&AS* 113, 199+
- Songaila, A. et Cowie, L. L., 1996, *AJ* 112, 335+
- Songaila, A. et Cowie, L. L., 2002, *AJ* 123, 2183
- Songaila, A., Hu, E. M., Cowie, L. L., et McMahan, R. G., 1999, *ApJ* 525, L5
- Spinrad, H., Stern, D., Bunker, A., Dey, A., Lanzetta, K., Yahil, A., Pascarelle, S., et Fernández-Soto, A., 1998, *AJ* 116, 2617
- Springel, V. et Hernquist, L., 2002, astro-ph/0206393
- Srianand, R. et Petitjean, P., 2001, *A&A* 373, 816
- Srianand, R., Petitjean, P., Ledoux, C., et Hazard, C., 2002, astro-ph/0205524
- Steidel, C. C., 1995, in *QSO Absorption Lines, Proceedings of the ESO Workshop Held at Garching, Germany, 21 - 24 November 1994*, edited by Georges Meylan. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also ESO Astrophysics Symposia, 1995., p.139, pp 139+
- Steidel, C. C., Dickinson, M., et Persson, S. E., 1994, *ApJ* 437, L75
- Steidel, C. C., Kollmeier, J. A., Shapley, A. E., Churchill, C. W., Dickinson, M., et Pettini, M., 2002, *ApJ* 570, 526
- Stompor, R. et coll., 2001, *ApJ* 561, L7
- Swaters, R. A., Madore, B. F., et Trewhella, M., 2000, *ApJ* 531, L107
- Szalay, A. S., 2000, in *IAU Symposium, Vol. 204*
- Tarantola, A. et Valette, B., 1982a, *Journal of Geophysics* 50, 159
- Tarantola, A. et Valette, B., 1982b, *Reviews of Geophysics and Space Physics* 20, 219
- Tegmark, M., 1995, astro-ph/9511148
- Tegmark, M., 2001, astro-ph/0101354
- Tegmark, M. et Zaldarriaga, M., 2002, astro-ph/0207047

- Tegmark, M., Zaldarriaga, M., et Hamilton, A., 2000, astro-ph/0008167
- Theuns, T., Leonard, A., Efstathiou, G., Pearce, F. R., et Thomas, P. A., 1998, *MNRAS* 301, 478
- Theuns, T., Leonard, A., Schaye, J., et Efstathiou, G., 1999, *MNRAS* 303, L58
- Theuns, T., Mo, H. J., et Schaye, J., 2001, *MNRAS* 321, 450
- Theuns, T., Schaye, J., et Haehnelt, M., 2000, *MNRAS* 315, 600
- Theuns, T. et Zaroubi, S., 2000, *MNRAS* 317, 989
- Theuns, T., Zaroubi, S., Kim, T., Tzanavaris, P., et Carswell, R. F., 2002, *MNRAS* 332, 367
- Turner, M. S., 1997, Generation of Cosmological Large-Scale Structure, ed. D.N. Schramm & P. Galeotti (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers)
- Turnshek, D. A., 1995, in QSO Absorption Lines, Proceedings of the ESO Workshop Held at Garching, Germany, 21 - 24 November 1994, edited by Georges Meylan. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also ESO Astrophysics Symposia, 1995., p.223, pp 223+
- Tytler, D., Fan, X.-M., Burles, S., Cottrell, L., Davis, C., Kirkman, D., et Zuo, L., 1995, in QSO Absorption Lines, Proceedings of the ESO Workshop Held at Garching, Germany, 21 - 24 November 1994, edited by Georges Meylan. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also ESO Astrophysics Symposia, 1995., p.289, pp 289+
- Tytler, D., O'Meara, J. M., Suzuki, N., et Lubin, D., 2000, *Phys. Rep.* 333, 409
- Valageas, P., Schaeffer, R., et Silk, J., 1999, *A&A* 345, 691
- Valle, J., 2001, astro-ph/0104085
- Van Waerbeke, L. et coll., 2000, à 358, 30
- Van Waerbeke, L. et coll., 2002, astro-ph/0202503
- Verde, L. et coll., 2001, astro-ph/0112161
- Vergely, J. L., 1998, Thèse de Doctorat
- Viel, M., Mataresse, S., Mo, H. J., Theuns, T., et Haehnelt, M., 2002, astro-ph/0203418
- Vishniac, E. T., Ostriker, J. P., et Bertschinger, E., 1985, *ApJ* 291, 399
- Wadsley, J. et Bond, J. R., 1996, American Astronomical Society Meeting 28, 1414+
- Wagoner, R. V., 1973, *ApJ* 179, 343
- Wang, X., Tegmark, M., et Zaldarriaga, M., 2001, astro-ph/0105091
- Weinberg, D. et et al., 1999, in Evolution of Large Scale Structure: From Recombination to Garching, pp 346+
- Weinberg, D. H., Croft, R. A. C., Hernquist, L., Katz, N., et Pettini, M., 1999, *ApJ* 522, 563
- Weinberg, D. H., Miralda-Escude, J., Hernquist, L., et Katz, N., 1997, *ApJ* 490, 564+
- Weinberg, D. H., Ostriker, J. P., et Dekel, A., 1989, *ApJ* 336, 9
- Weinberg, S., 1972, Gravitation and cosmology: Principles and applications of the general theory of relativity, New York: Wiley, —c1972

- Weymann, R. J., 1995, in QSO Absorption Lines, Proceedings of the ESO Workshop Held at Garching, Germany, 21 - 24 November 1994, edited by Georges Meylan. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also ESO Astrophysics Symposia, 1995., p.213, pp 213+
- Weymann, R. J., Carswell, R. F., et Smith, M. G., 1981, *ARA&A* 19, 41
- White, M. et Croft, R. A. C., 2000, *ApJ* 539, 497
- Williger, G. M., Hazard, C., Baldwin, J. A., et McMahon, R. G., 1996, *ApJS* 104, 145+
- Wittman, D. et coll., 2000, *Nature* 405, 143
- Wolfe, A. M., Lanzetta, K. M., Foltz, C. B., et Chaffee, F. H., 1995, *ApJ* 454, 698+
- Yepes, G., Kates, R., Khokhlov, A., et Klypin, A., 1997, *MNRAS* 284, 235
- York, D., 2000, *AJ* 120, 1579
- Zaldarriaga, M., 2001, astro-ph/0102205
- Zaldarriaga, M., Hui, L., et Tegmark, M., 2001a, *ApJ* 557, 519
- Zaldarriaga, M., Scoccimarro, R., et Hui, L., 2001b, astro-ph/0111230
- Zaroubi, S., Hoffman, Y., Fisher, K. B., et Lahav, O., 1995, *ApJ* 449, 446+
- Zel'Dovich, Y. B., 1970, *A&A* 5, 84
- Zhang, Y., Anninos, P., et Norman, M. L., 1995, *ApJ* 453, L57
- Zhang, Y., Anninos, P., Norman, M. L., et Meiksin, A., 1997, *ApJ* 485, 496
- Zhang, Y., Meiksin, A., Anninos, P., et Norman, M. L., 1998, *ApJ* 495, 63
- Zuo, L. et Lu, L., 1993, *ApJ* 418, 601