



HAL
open science

Modélisation de l'émission Lyman-alpha dans les galaxies à grand décalage spectral et simulations cosmologiques

Thibault Garel

► **To cite this version:**

Thibault Garel. Modélisation de l'émission Lyman-alpha dans les galaxies à grand décalage spectral et simulations cosmologiques. Autre. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT : 2011LYO10223 . tel-00819264

HAL Id: tel-00819264

<https://theses.hal.science/tel-00819264v1>

Submitted on 30 Apr 2013

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

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

THÈSE DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

Délivrée par

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET D'ASTROPHYSIQUE DE
LYON

DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

Soutenue publiquement le 4 Novembre 2011 par

M. Thibault GAREL

Modélisation de l'émission Lyman-alpha dans
les galaxies à grand décalage spectral et
simulations cosmologiques

Directeurs de thèse : B. GUIDERDONI et J. BLAIZOT

JURY : M. T. BUCHERT *Président du jury*
M. B. GUIDERDONI *Directeur de thèse*
M. S. CHARLOT *Rapporteur*
M. O. LE FÈVRE *Rapporteur*
M. J. BLAIZOT *Examineur*
M. D. SCHAERER *Examineur*

Résumé

Dans le paradigme de la formation hiérarchique des galaxies, l'étude des galaxies lointaines, et de leurs propriétés, est importante pour fournir des éléments de réponse à certaines grandes questions astrophysiques. Quels mécanismes régulent la formation des galaxies ? Où et quand se sont formées les étoiles ? Quelle est l'origine des différents types morphologiques des galaxies locales ? Quelles sont les causes de la réionisation de l'Univers, et à quelle époque a-t-elle eu lieu ?

En parallèle des galaxies sélectionnées grâce à leur forte magnitude ultra-violette (qui correspondent à des objets massifs), de nombreuses galaxies sont détectées grâce à leur raie d'émission Lyman-alpha à des décalages spectraux supérieurs à 3, permettant ainsi de sonder les galaxies dans l'Univers lointain alors âgé de moins de deux milliards d'années. Ces objets, dits Émetteurs Lyman-alpha, sont supposés être de masse modérée et semblent correspondre aux progéniteurs des galaxies spirales actuelles (type Voie Lactée).

Bien qu'un grand nombre d'Émetteurs Lyman-alpha ait été détecté jusqu'à présent, leurs propriétés statistiques et physiques sont encore mal contraintes. En effet, les observations sont difficiles à interpréter du fait des effets de transfert résonnant des photons Lyman-alpha dans le milieu interstellaire et de la cinématique du gaz. En plus des observations, des efforts théoriques sont donc nécessaires pour mieux comprendre les caractéristiques physiques de ces objets, leur rôle dans le scénario de formation hiérarchique des galaxies, et leur lien avec les galaxies sélectionnées en ultra-violet.

Cette thèse a pour but de proposer une modélisation originale de l'émission Lyman-alpha des galaxies dans le contexte cosmologique. La formation et l'évolution hiérarchique des galaxies est décrite grâce au modèle hybride GALICS, associant une simulation N corps de matière noire, à des prescriptions semi-analytiques pour modéliser la physique du gaz. GALICS prédit les propriétés physiques d'un large échantillon de galaxies entre $z \sim 3$ et 7. La fraction d'évasion des photons Lyman-alpha et le profil de raie sont obtenus grâce au couplage de GALICS avec une grille de modèles numériques de transfert radiatif, réalisés avec le code MCLya. Avec cette approche, il est possible de prédire et d'étudier statistiquement les propriétés Lyman-alpha des galaxies, en prenant en compte les effets de transfert résonnant des photons Lyman-alpha et la cinématique du milieu.

Le modèle prévoit une forte dispersion de la fraction d'évasion des photons Lyman-alpha en fonction de leur taux de formation stellaire. Les galaxies peu massives, formant peu d'étoiles ont une fraction d'évasion Lyman-alpha de l'ordre de l'unité. En revanche, la fraction d'évasion Lyman-alpha est distribuée entre 0 et 1 pour les objets plus massifs, formant intensément des étoiles.

Bien que basé sur des hypothèses simplificatrices, le modèle parvient à reproduire de manière satisfaisante un grand nombre d'observations existantes (masses stellaires, profils de raie, distribution spatiale, etc), et en particulier les fonctions de luminosité Lyman-alpha et UV entre $z \sim 3$ et 7. Les propriétés UV des Émetteurs Lyman-alpha et les propriétés Lyman-alpha des galaxies sélectionnées en UV prédites par le modèle semblent également en bon accord avec les données.

Malgré certaines limitations inhérentes au modèle, ce dernier paraît en mesure d'offrir une description correcte de l'émission Lyman-alpha des galaxies lointaines, et il peut être utilisé comme outil prédictif pour les futures campagnes d'observations. Nous prévoyons notamment une forte abondance de galaxies de faible luminosité Lyman-alpha, qui correspondent à des galaxies peu massives pour lesquelles la fraction d'évasion des photons Lyman-alpha est importante. Ces objets peu lumineux seront une des cibles privilégiées du spectrographe intégral de champ MUSE, qui sera prochainement installé au VLT. Dans le but d'aider à la préparation des futurs relevés que MUSE effectuera, des champs fictifs d'Émetteurs Lyman-alpha ont été générés grâce au modèle pour fournir des prédictions, notamment en terme de comptages et de variance cosmique.

Abstract

In the current theoretical paradigm of hierarchical galaxy formation, the study of high redshift galaxies, and their properties, is important so as to address key issues in modern astrophysics. Which physical mechanisms govern galaxy formation? Where and when did stars form? What powered the reionization of the Universe, and when did it occur? How to explain the different morphological types of nearby galaxies?

In addition to UV-selected galaxies (which correspond to massive objects), many galaxies are detected thanks to their Lyman-alpha emission line, at redshifts larger than 3, which allows to probe galaxies in the first two Gyr of the Universe. Those so-called Lyman-alpha Emitters are thought to be of moderate mass, and to be the progenitors of local (Milky-Way-like) spirals.

Although large samples of Lyman-alpha Emitters have been gathered, their statistical and physical properties are still poorly constrained. Indeed, observations are difficult to interpret because of resonant radiative transfer effects of the Lyman-alpha line in the interstellar medium. Along with observations, theoretical efforts are needed to improve our understanding of the properties of those objects, their role in the scenario of galaxy formation, and their link with UV-selected galaxies.

In this thesis, we present a new model for Lyman-emission in high redshift galaxies in the cosmological context. Galaxy formation and evolution is described by the hybrid GALICS model, which couples N-body dark matter simulations and semi-analytic prescriptions to model galaxy physics. GALICS can predict physical properties of a large sample of galaxies at redshift $3 < z < 7$. Lyman-alpha emission and transfer are obtained thanks to the coupling of GALICS with a library of numerical radiative transfer models computed with the MCLya code. This approach allows to predict Lyman-alpha properties of galaxies, taking into account resonant transfer effects and gas kinematics.

In this model, we find the escape fractions of Lyman-alpha photons from the interstellar medium are strongly dispersed, with respect to the star formation rate. Less massive galaxies, forming stars at low rate, display a Lyman-alpha escape fraction of the order of unity. However, the escape fraction takes any value between 0 and 1 for more massive, star-forming objects, according to their individual physical properties.

Although it is based on simplifying assumptions, the model is able to reproduce in a satisfactory way a large part of the existing observational constraints (stellar masses, line profiles, clustering, etc), and especially the UV and Lyman-alpha luminosity functions between $z \sim 3$ and 7. UV properties of Lyman-alpha Emitters along with Lyman-alpha properties of UV-selected galaxies, show good agreement with the data.

Albeit some limitations inherent to the model, it provides a satisfactory description of Lyman-alpha emission properties of high redshift galaxies, and it can be used to make predictions for forthcoming instruments. From the model, one can expect a large abundance of faint Lyman-alpha Emitters, which correspond to low-mass galaxies. These objects will be one of the main target of the MUSE integral field spectrograph, to be installed at VLT. In order to help preparing future MUSE surveys, mock fields of Lyman-alpha Emitters have been generated to make predictions of number counts, clustering and cosmic variance.



Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 1 |
| 1.1 | Contexte cosmologique | 4 |
| 1.1.1 | Équations de Friedmann | 4 |
| 1.1.2 | Décalage vers le rouge cosmologique | 5 |
| 1.1.3 | Modèle Λ CDM | 5 |
| 1.2 | Formation hiérarchique des structures | 6 |
| 1.3 | Formation des halos de matière noire dans les modèles | 7 |
| 1.4 | Formation des galaxies dans les modèles semi-analytiques | 8 |
| 1.5 | Les Émetteurs Lyman- α | 10 |
| 1.5.1 | Dans les observations | 10 |
| 1.5.2 | Dans les modèles | 11 |
| 1.6 | Plan de la thèse | 13 |
| 2 | Modèle de formation hiérarchique des galaxies | 15 |
| 2.1 | Traitement de la matière noire | 16 |
| 2.1.1 | Simulations cosmologiques à N corps | 16 |
| 2.1.2 | Identification des halos | 16 |
| 2.1.3 | Construction des arbres de fusion | 18 |
| 2.1.4 | Comparaison de différentes simulations de matière noire | 18 |
| 2.1.4.1 | Impact de la résolution en masse | 19 |
| 2.1.4.2 | Impact de la cosmologie | 20 |
| 2.2 | Traitement des baryons | 21 |
| 2.2.1 | Des baryons dans les halos | 21 |
| 2.2.2 | Description des processus de formation et d'évolution des galaxies | 22 |
| 2.2.2.1 | Schéma numérique | 23 |
| 2.2.2.2 | Mode d'accrétion filamentaire | 24 |
| 2.2.2.3 | Formation des disques | 26 |
| 2.2.2.4 | Formation stellaire | 26 |
| 2.2.2.5 | Évolution des populations stellaires et enrichissement en métaux | 27 |
| 2.2.2.6 | Feedback des supernovae | 28 |
| 2.2.2.7 | Fusion de galaxies | 29 |
| 2.2.3 | Luminosités multi-longueur d'onde | 30 |
| 2.2.3.1 | Luminosités intrinsèques | 30 |
| 2.2.3.2 | Extinction par la poussière | 31 |
| 2.2.4 | Nouvelle implémentation de la formation stellaire et du feedback | 32 |
| 2.3 | Analyse des processus baryoniques | 34 |
| 2.3.1 | Impact de la cosmologie de la simulation de matière noire | 34 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.3.2 | Influence des paramètres du modèle GALICS | 35 |
| 2.3.2.1 | Accrétion froide | 35 |
| 2.3.2.2 | Efficacité de formation stellaire | 36 |
| 2.3.2.3 | Temps de fusion | 36 |
| 2.4 | Modèle principal | 39 |
| 2.4.1 | Fonctions de luminosité UV | 39 |
| 2.4.2 | Grandeurs physiques prédites par GALICS | 39 |
| 2.4.2.1 | Taux de formation stellaire et masses stellaires | 39 |
| 2.4.2.2 | Densité de colonne du gaz et opacité de la poussière | 41 |
| 3 | Lyman-alpha et les galaxies | 45 |
| 3.1 | La physique de la raie Lyman-alpha | 45 |
| 3.1.1 | Atome d'hydrogène | 46 |
| 3.1.2 | Résonance et transfert | 47 |
| 3.1.3 | Approches analytiques du transfert Ly α | 52 |
| 3.2 | Production de la raie Ly α dans le milieu interstellaire | 54 |
| 3.2.1 | Le milieu interstellaire | 54 |
| 3.2.2 | Mécanismes conduisant à l'émission de photons Ly α | 55 |
| 3.2.2.1 | Formation stellaire et production de photons ionisants | 56 |
| 3.2.2.2 | Photoionisation | 57 |
| 3.2.2.3 | Recombinaison | 58 |
| 3.2.2.4 | Influence des collisions sur la production de photons Ly α | 59 |
| 3.2.2.5 | Production de photons Ly α | 60 |
| 3.3 | L'émission Lyman-alpha dans le contexte observationnel | 62 |
| 3.3.1 | Détectabilité de la raie Ly α | 62 |
| 3.3.2 | Méthodes de détection des Émetteurs Ly α | 65 |
| 3.3.2.1 | Technique de bande étroite | 65 |
| 3.3.2.2 | Spectroscopie | 66 |
| 3.3.2.3 | Identification des intrus | 68 |
| 3.3.3 | Propriétés des LAEs | 69 |
| 3.3.3.1 | Fonction de luminosité Ly α | 69 |
| 3.3.3.2 | Largeurs équivalentes Ly α | 70 |
| 3.3.3.3 | Emission UV | 72 |
| 3.3.3.4 | Propriétés physiques | 72 |
| 3.3.3.5 | Morphologie | 74 |
| 3.3.3.6 | Spectres Ly α | 74 |
| 3.3.3.7 | Influence du milieu intergalactique sur les spectres Ly α | 75 |
| 3.3.3.8 | Influence de la cinématique du gaz sur les spectres Ly α | 77 |
| 3.3.4 | Galaxies à dicontinuité de Lyman | 77 |
| 3.3.4.1 | Méthode de détection | 78 |
| 3.3.4.2 | Propriétés physiques et Ly α | 78 |
| 4 | Transfert Lyα à travers une coquille en expansion | 81 |
| 4.1 | Le code MCLya | 82 |
| 4.1.1 | Emission des photons Ly α | 83 |
| 4.1.2 | Diffusion des photons Ly α | 83 |
| 4.1.3 | Redistribution en fréquence des photons | 83 |
| 4.1.3.1 | Détermination de $\vec{v} \cdot \vec{k}_i$ | 84 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.1.3.2 | Détermination de $\vec{v} \cdot \vec{k}_f$ | 85 |
| 4.2 | Modèle de coquille en expansion | 85 |
| 4.2.1 | Description | 85 |
| 4.2.2 | Transfert à travers la coquille | 86 |
| 4.2.3 | Ajustement de spectres observés | 89 |
| 4.3 | Librairie de modèles de coquilles | 90 |
| 4.3.1 | Présentation de la librairie | 90 |
| 4.3.2 | Analyse de la librairie | 92 |
| 4.3.2.1 | Variations de f_{esc} | 92 |
| 4.3.2.2 | Variations des profils Ly α | 97 |
| 4.3.3 | Interpolation dans la librairie | 98 |
| 5 | Modélisation des Émetteurs Lyα | 103 |
| 5.1 | Modèle Ly α | 105 |
| 5.1.1 | Emission Ly α | 105 |
| 5.1.2 | Modèle de coquille | 106 |
| 5.2 | Résultats du modèle | 107 |
| 5.2.1 | Paramètres de la coquille | 107 |
| 5.2.2 | Fraction d'évasion des photons Ly α | 109 |
| 5.2.3 | Largeurs équivalentes Ly α | 109 |
| 5.2.4 | Fonctions de luminosité Ly α comparées aux données | 112 |
| 5.2.5 | Fonctions de luminosité Ly α avec d'autres modèles de transfert | 114 |
| 5.2.6 | Effets de sélection | 116 |
| 5.2.6.1 | Impact des effets de sélection sur la détection de LAEs à $z \sim 3$ | 116 |
| 5.2.6.2 | Impact des effets de sélection sur l'évolution de la fonction de luminosité Ly α | 118 |
| 5.2.7 | Spectres Ly α des LAEs dans le modèle | 119 |
| 5.2.8 | Influence du milieu intergalactique | 122 |
| 5.2.9 | Masses stellaires des LAEs | 122 |
| 5.2.10 | Propriétés UV des LAEs | 124 |
| 5.2.10.1 | Fonctions de luminosité UV des LAEs | 124 |
| 5.2.10.2 | Propriétés Ly α des galaxies sélectionnées en UV | 126 |
| 5.2.10.3 | Relation magnitude UV-EW _{Lyα} | 126 |
| 5.3 | Lien entre les paramètres et la fraction d'évasion Ly α | 130 |
| 5.3.0.4 | Discussion sur la modélisation des paramètres de la coquille | 130 |
| 5.3.0.5 | Influence des paramètres de la coquille sur f_{esc} | 131 |
| 6 | Etude des Emetteurs Lyman-alpha dans le contexte observationnel | 135 |
| 6.1 | Les Emetteurs Ly α avec MUSE | 135 |
| 6.2 | MUSE | 137 |
| 6.3 | Construction des champs fictifs | 137 |
| 6.3.1 | Description de MOMAF | 137 |
| 6.3.2 | Champs de type MUSE | 138 |
| 6.3.2.1 | Description des cônes MOMAF générés | 138 |
| 6.3.2.2 | Flux Ly α des galaxies des cônes | 139 |
| 6.4 | Comptages et variance cosmique dans des champs fictifs | 139 |
| 6.4.1 | Prédictions des comptages de LAEs | 140 |
| 6.4.1.1 | Comptages de LAEs dans des champs fictifs | 140 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 6.4.1.2 | Prédictions pour les différents types de relevés type MUSE . . . | 140 |
| 6.4.2 | Etude de la variance cosmique | 143 |
| 6.4.2.1 | Erreur poissonnienne et clustering | 143 |
| 6.4.2.2 | Variation de la variance cosmique dans les champs type MUSE . | 144 |
| 6.4.2.3 | Contributions de Poisson et du clustering à la variance totale . . | 147 |
| 6.5 | Propriétés physiques des LAEs | 148 |
| 6.5.1 | Budgets de flux Ly α et de SFR | 149 |
| 6.5.2 | Densité volumique de SFR | 150 |
| 6.5.3 | Taux de formation stellaire et masse des halos hôtes des LAEs | 150 |
| 6.5.3.1 | Distribution du taux de formation stellaire | 151 |
| 6.5.3.2 | Distribution de masse de halo | 151 |
| 6.5.3.3 | Cas du <i>Medium Deep Field</i> de MUSE | 152 |
| 6.6 | Répartition spatiale des Émetteurs Ly α | 155 |
| 6.6.1 | Exemple de champ de LAEs | 155 |
| 6.6.2 | Fonction de corrélation à deux points-Formalisme | 157 |
| 6.6.3 | Fonction de corrélation angulaire | 158 |
| 6.6.3.1 | Impact des intrus sur la mesure de $\omega(\theta)$ | 158 |
| 6.6.3.2 | Variation de $\omega(\theta)$ avec la luminosité Ly α | 162 |
| 7 | Conclusions et perspectives | 165 |
| 7.1 | Conclusions | 165 |
| 7.2 | Perspectives... | 167 |
| 7.2.1 | ... semi-analytiques | 167 |
| 7.2.2 | ... numériques | 168 |
| | Annexes | 169 |
| | Comptages de LAEs | 171 |
| | Article soumis à MNRAS | 173 |
| | Bibliographie | 191 |

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Cartographie du fond diffus cosmologique à 2.7 K réalisée par la mission WMAP-7. | 3 |
| 1.2 | Distribution spatiale des galaxies mesurées par le relevé <i>Two Degrees Field</i> (Colless et al., 2001). | 5 |
| 1.3 | Évolution du champ de densité dans une simulation de matière noire. | 8 |
| 2.1 | Comparaison de la fonction de masse des halos pour deux simulations de matière noire ayant une résolution en masse différente. | 19 |
| 2.2 | Comparaison de la fonction de masse des halos pour des simulations de matière noire utilisant une cosmologie différente. | 21 |
| 2.3 | Accrétion filamentaire de gaz froid dans une simulation hydrodynamique. | 25 |
| 2.4 | Comparaison de la fonction de taux de formation stellaire entre deux méthodes dans l'implémentation de l'évolution du gaz dans GALICS. | 33 |
| 2.5 | Comparaison des fonctions de taux de formation stellaire prédites par GALICS pour deux simulations de matière noire utilisant une cosmologie différente. | 35 |
| 2.6 | Influence de la paramétrisation de l'accrétion de gaz froid sur la fonction de luminosité UV dans GALICS. | 36 |
| 2.7 | Influence de l'efficacité de formation stellaire sur la fonction de luminosité UV dans GALICS. | 37 |
| 2.8 | Influence du temps de fusion sur la fonction de luminosité UV dans GALICS. | 37 |
| 2.9 | Fonctions de luminosité UV à $z \sim 3, 4, 5, 6$ et 7 avant extinction et après extinction pour le modèle principal de GALICS. | 40 |
| 2.10 | Relation entre le taux de formation stellaire et la masse stellaire dans GALICS. | 41 |
| 2.11 | Évolution des distributions de taux de formation stellaire et de masses stellaires dans GALICS. | 42 |
| 2.12 | Évolution des distributions de densité de colonne de gaz et d'opacité de la poussière dans GALICS. | 42 |
| 3.1 | Schéma illustrant la diffusion d'un photon sur un atome d'hydrogène. | 51 |
| 3.2 | Spectres Ly α après transfert dans une tranche de gaz. | 53 |
| 3.3 | Diminution de la fraction d'évasion en fonction de la profondeur optique d'une tranche de gaz. | 53 |
| 3.4 | Evolution de la SED d'une galaxie en fonction de l'âge des populations stellaires, après un sursaut de formation stellaire. | 56 |
| 3.5 | Evolution de la SED d'une galaxie en fonction de l'âge des populations stellaires pour un taux formation stellaire constant. | 57 |
| 3.6 | Caractéristiques des raies de Lyman pour l'hydrogène. | 60 |
| 3.7 | Filtres étroits utilisés au SUBARU pour détecter la raie Ly α . | 65 |
| 3.8 | Emetteur Ly α vu à travers une filtre étroit et un filtre large. | 66 |

| | | |
|------|---|-----|
| 3.9 | Distribution spectrale et spatiale de l'émission diffuse Ly α obtenue par spectroscopie intégrale de champ. | 67 |
| 3.10 | Évolution de la fonction de luminosité Ly α avec le redshift. | 70 |
| 3.11 | [Évolution de la largeur équivalente Ly α avec le temps. | 71 |
| 3.12 | Relation observée entre la magnitude UV et la largeur équivalente Ly α | 73 |
| 3.13 | Distribution d'énergie spectrale (SED) de LAEs ajustée avec un modèle de populations stellaires. | 74 |
| 3.14 | Exemples de spectres Ly α montrant la diversité des profils de raie observés. | 75 |
| 3.15 | Spectre co-additionné obtenu par co-addition des raies Ly α | 76 |
| 3.16 | Mesure de l'asymétrie des profils de raie Ly α | 77 |
| 3.17 | Image illustrant les causes de la discontinuité de Lyman dans les galaxies à grand redshift. | 79 |
| 3.18 | Évolution de la fonction de luminosité UV avec le redshift. | 80 |
| 4.1 | Image décrivant les différents parcours possibles des photons Ly α dans une coquille de gaz. | 87 |
| 4.2 | Exemple de spectre Ly α décomposé selon les contributions des différents parcours de diffusion des photons Ly α dans la coquille. | 89 |
| 4.3 | Spectres Ly α ajustés avec le modèle de coquille de gaz. | 90 |
| 4.4 | Variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} en fonction de la vitesse d'expansion de la coquille V_{exp} | 92 |
| 4.5 | Variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} en fonction de la densité de colonne de la coquille N_{H} | 92 |
| 4.6 | Variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} en fonction de l'opacité de la poussière de la coquille τ_{dust} | 93 |
| 4.7 | Illustration la variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} dans le sous-espace $V_{\text{exp}}-N_{\text{H}}$ | 94 |
| 4.8 | Illustration la variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} dans le sous-espace $V_{\text{exp}}-\tau_{\text{dust}}$ | 95 |
| 4.9 | Illustration la variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} dans le sous-espace $N_{\text{H}}-\tau_{\text{dust}}$ | 96 |
| 4.10 | Influence de chaque paramètre de la coquille sur les spectres Ly α | 97 |
| 4.11 | Estimation de l'erreur faite sur f_{esc} par interpolation de la vitesse d'expansion V_{exp} | 100 |
| 4.12 | Estimation de l'erreur faite sur f_{esc} par interpolation de la densité de colonne N_{H} | 101 |
| 4.13 | Estimation de l'erreur faite sur f_{esc} par interpolation de l'opacité de la poussière τ_{dust} | 102 |
| 5.1 | Relations entre les trois paramètres de la coquille V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} prédits par le modèle. | 108 |
| 5.2 | Distribution de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} en fonction du taux de formation stellaire. | 110 |
| 5.3 | Distributions des largeurs équivalentes Ly α | 111 |
| 5.4 | Fonctions de luminosité Ly α prédites par le modèle, comparées aux données observationnelles. | 115 |
| 5.5 | Fonctions de luminosité Ly α prédites par le modèle, comparées à d'autres modélisations simples de la fraction d'évasion Ly α | 117 |
| 5.6 | Influence des limites de sélection sur la fonction de luminosité Ly α | 119 |
| 5.7 | Evolution de la fonction de luminosité Ly α en fonction du redshift avec/sans sans limite de sélection. | 120 |
| 5.8 | Spectres Ly α co-additionnés pour les galaxies du modèle. | 121 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.9 | Spectre Ly α dominé par l'absorption typique de galaxies massives. | 121 |
| 5.10 | Distribution des masses stellaires en fonction de la luminosité Ly α | 123 |
| 5.11 | Fonctions de luminosité UV des Émetteurs Ly α | 125 |
| 5.12 | Relation entre largeur équivalente Ly α et magnitude UV. | 127 |
| 5.13 | Relation entre largeur équivalente Ly α intrinsèque et magnitude UV avant extinction. | 128 |
| 5.14 | Relation entre l'âge moyen des populations stellaires et la magnitude UV. | 128 |
| 5.15 | Relation entre la densité de colonne de HI N _H et leur magnitude UV. | 129 |
| 5.16 | Relation entre la fraction d'évasion Ly α f_{esc} et la vitesse d'expansion du gaz V_{exp} | 131 |
| 5.17 | Relation entre la fraction d'évasion Ly α f_{esc} et la densité de colonne de HI N _H | 132 |
| 5.18 | Relation entre la fraction d'évasion Ly α f_{esc} et l'opacité de la poussière τ_{dust} | 133 |
| 6.1 | Distribution cumulative des comptages d'Émetteurs Ly α | 141 |
| 6.2 | Distribution cumulative des comptages de LAEs prédites avec des cônes de 10, 100 et 14400 arcmin ² | 142 |
| 6.3 | Influence du redshift sur l'évolution de la variance sur les comptages de LAEs. | 145 |
| 6.4 | Influence de la limite de flux Ly α sur l'évolution de la variance sur les comptages de LAEs. | 146 |
| 6.5 | Contributions de Poisson et du clustering à la variance sur les comptages de LAEs pour $F_{\text{lim}} \gtrsim 10^{-18}$ erg.s ⁻¹ .cm ⁻² | 147 |
| 6.6 | Contributions de Poisson et du clustering à la variance sur les comptages de LAEs pour $F_{\text{lim}} \gtrsim 10^{-17}$ erg.s ⁻¹ .cm ⁻² | 148 |
| 6.7 | Budget de flux Ly α par intervalle de flux Ly α | 150 |
| 6.8 | Budget de taux de formation stellaire par intervalle de flux Ly α | 151 |
| 6.9 | Densité volumique de formation stellaire observée en fonction du redshift pour différentes limites de flux Ly α | 152 |
| 6.10 | Distribution du SFR pour différents intervalles de flux Ly α à z=3.1 et z=5.7. | 153 |
| 6.11 | Distribution des masses de halos de matière noire pour différents intervalles de flux Ly α à z=3.1 et z=5.7. | 153 |
| 6.12 | Distribution de la masse des halos hôtes des Émetteurs Ly α pour différents intervalles de taux de formation stellaire. | 154 |
| 6.13 | Exemple de champ fictif de 100 arcmin ² d'Émetteurs Ly α | 156 |
| 6.14 | Fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ des Émetteurs Ly α à z= 3.13 \pm 0.03. | 159 |
| 6.15 | Fonction de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ des Émetteurs Ly α à z= 3.69 \pm 0.03 et 5.70 \pm 0.05. | 160 |
| 6.16 | Fonctions de corrélation anugulaire $\omega(\theta)$ des LAEs à z= 4.86 \pm 0.03. | 163 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 2.1 | Paramètres des différentes simulations de matière noire utilisées. | 17 |
| 2.2 | Récapitulatif des paramètres libres du modèle GALICS. | 23 |
| 2.3 | Récapitulatif des différents pas de temps utilisés dans GALICS. | 24 |
| 3.1 | Redshift et longueur d'onde, dans le référentiel de l'observateur, auxquels les Émetteurs Ly α sont couramment observés. | 62 |
| 3.2 | Compilation des relevés d'Émetteurs Ly α | 64 |
| 4.1 | Paramètres de la librairie MCLya (Schaerer et al., 2011). | 91 |
| 6.1 | Caractéristiques des relevés Ly α qui devraient être effectués par l'instrument MUSE. | 137 |
| 6.2 | Récapitulatif des cônes MOMAF ^F utilisés. | 138 |
| 6.3 | Prédictions de comptages de LAEs par arcmin ² dans quatre intervalles de redshift obtenues avec 4000 cônes de 1 arcmin ² | 143 |
| 1 | Prédictions de comptages de LAEs par arcmin ² dans quatre intervalles de redshift obtenues avec 1000 cônes de 10 arcmin ² | 171 |
| 2 | Prédictions de comptages de LAEs par arcmin ² dans quatre intervalles de redshift obtenues avec 1000 cônes de 100 arcmin ² | 172 |

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 1.1 | Contexte cosmologique | 4 |
| 1.1.1 | Équations de Friedmann | 4 |
| 1.1.2 | Décalage vers le rouge cosmologique | 5 |
| 1.1.3 | Modèle Λ CDM | 5 |
| 1.2 | Formation hiérarchique des structures | 6 |
| 1.3 | Formation des halos de matière noire dans les modèles | 7 |
| 1.4 | Formation des galaxies dans les modèles semi-analytiques | 8 |
| 1.5 | Les Émetteurs Lyman-α | 10 |
| 1.5.1 | Dans les observations | 10 |
| 1.5.2 | Dans les modèles | 11 |
| 1.6 | Plan de la thèse | 13 |

La découverte en 1923 du premier objet extérieur à la Voie Lactée par Edwin Hubble, la galaxie d'Andromède, révéla la structuration en galaxies de l'Univers. Cette découverte fit émerger une nouvelle discipline de l'astrophysique moderne, l'astronomie extra-galactique. Les années qui suivirent furent riches en avancées importantes, notamment grâce à E. Hubble, qui établit la classification des galaxies selon leur type morphologique (spiraux, elliptiques et irrégulières), et mesura la relation entre distance et vitesse de récession des galaxies. Cette découverte fut rapidement interprétée comme la signature d'un Univers en expansion, faisant de l'astronomie extra-galactique une science intimement reliée à la cosmologie, discipline également en plein essor à cette époque. En effet, l'application de la théorie de la Relativité Générale d'Albert Einstein à l'Univers dans son ensemble permit à Alexander Friedmann, Georges Lemaître, Howard Percy Robertson et Arthur Geoffrey Walker au cours des années 1920 de définir un cadre théorique capable de décrire la géométrie et la dynamique d'un Univers homogène, isotrope et en expansion.

Dans le modèle standard de la cosmologie, l'Univers s'est dilaté à partir d'un état initial de densité et de température infinies (le *Big Bang chaud*). Dans les premiers instants, l'Univers a connu une courte phase d'expansion exponentielle, où d'infimes fluctuations du champ de densité sont apparues. Les premiers noyaux d'hydrogène et d'hélium se sont formés dans les

premières minutes qui ont suivi le Big Bang. Les abondances chimiques des éléments prévues par la théorie de la *nucléosynthèse primordiale* ($\sim 75\%$ de noyaux d'hydrogène et $\sim 25\%$ de noyaux d'hélium) sont en très bon accord avec celles qui sont mesurées (Steigman, 2006). Dans le plasma primordial, les photons, sans cesse diffusés par les électrons libres, ne pouvaient pas se propager librement. Environ 380 000 ans après le Big Bang, l'Univers refroidit suffisamment pour permettre aux électrons et aux protons de se combiner pour former les premiers atomes d'hydrogène. A l'inverse des électrons libres, l'hydrogène neutre nouvellement formé diffusait peu les photons, qui purent se propager librement dans l'Univers. George Gamow, Ralph Alpher, and Robert Herman prédirent en 1940 que l'Univers devait être empli de ce rayonnement de corps noir émis de manière isotrope. Cette radiation, aussi connu sous le nom de fond diffus cosmologique (*Cosmological Microwave Background*, CMB), fut détectée par Arno Penzias and Robert Woodrow Wilson en 1965. Comme prédit par la théorie, ce rayonnement, initialement émis à 3000 K, a été observé à 2.7 K du fait de l'expansion. Les satellites COBE (*COsmic Background Explorer*, Smoot et al., 1992) et WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, Bennett et al., 2003) ont depuis permis d'établir sa cartographie (figure 1.1), confirmant les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie de l'Univers. Les faibles fluctuations de température mesurées dans le CMB sont la signature des fluctuations primordiales du champ de densité, à partir desquelles des structures inhomogènes ont pu se former par amplification gravitationnelle.

Dans le scénario communément admis de nos jours (Λ CDM), le budget masse-énergie de l'Univers est principalement constitué d'énergie noire (Λ), et d'une composante invisible de matière non dissipative, la matière noire froide (*Cold Dark Matter*, ou CDM). La nature exacte de l'énergie noire et de la matière noire est encore une énigme à l'heure actuelle. Seuls les quelques pourcents restants, constitués de matière baryonique, sont décrits par le modèle standard de la physique des particules.

Le paradigme actuel prédit que les galaxies, constituées principalement de gaz et d'étoiles, se sont formées à la suite de l'effondrement gravitationnel des baryons dans les puits de potentiel de matière noire. Le budget total de matière étant dominé par la matière noire, la formation et l'évolution des galaxies sont étroitement liées à la croissance des structures de matière noire.

La distribution spatiale des galaxies et des amas mesurée par différents relevés permet de tracer les structures à grande échelle (les observations du SDSS et du 2dF par exemple, York et al., 2000; Colless et al., 2001, figure 1.2). La cartographie des galaxies dans l'Univers proche révèle leur répartition le long de filaments, qui se rejoignent au niveau de zones plus denses, contenant une majorité de galaxies elliptiques. Les galaxies spirales sont quant à elles localisées dans les régions moins denses.

Les observations extra-galactiques ont fait un bond en avant majeur depuis le début des années 1990 avec la mise en orbite du télescope spatial Hubble et l'avènement des grands télescopes terrestres. Les relevés profonds effectués avec ces instruments nous apprennent que les propriétés globales des galaxies ont évolué au cours du temps. Le bleuissement des galaxies dans l'Univers lointain suggère que l'activité de formation stellaire est plus intense à plus grand décalage spectral, ou *redshift* (Lilly et al., 1998). Les galaxies lointaines ont, en moyenne, des formes plus irrégulières et des tailles plus modérées (Brinchmann et al., 1998; Bouwens et al., 2004) que les galaxies locales, classées selon la séquence de Hubble. Ces différences de morphologie indiquent que les interactions et les fusions de galaxies étaient fréquentes dans l'Univers lointain (Le Fèvre et al., 2000). L'assemblage des galaxies au cours du temps par fusion témoigne d'un mode de formation *hiérarchique* des galaxies.

De grands échantillons de galaxies à grand redshift ont pu être obtenus grâce à la technique de discontinuité de Lyman (Steidel et al., 1995), qui sélectionne des galaxies de forte magnitude

ultra-violettes. Ces galaxies, supposées massives et formant intensément des étoiles, peuvent être détectées à des redshifts supérieurs à 3, soit moins de deux milliards d'années après le Big Bang. A la fin des années 90, les grands télescopes terrestres ont permis la détection d'une autre population de galaxies lointaines, identifiées grâce à leur intense émission Ly α . Ces *Émetteurs Lyman- α* semblent correspondre à une classe d'objets moins massifs que les galaxies à discontinuité de Lyman. Dans le contexte de formation hiérarchique des galaxies, les Émetteurs Lyman- α sont supposés avoir joué un rôle important dans l'assemblage des galaxies, ayant conduit à la formation des spirales de l'Univers local. Plus de deux mille Émetteurs Lyman- α sont aujourd'hui observés à des redshifts compris entre 3 et 7 environ. Malgré cette statistique importante, la nature de ces objets, leur évolution avec le redshift, ou encore leur relation avec les galaxies à discontinuité de Lyman, sont encore mal contraintes.

En parallèle aux observations, des modèles sont donc nécessaires pour affiner notre compréhension des galaxies. L'interprétation des observations dans le contexte cosmologique nécessite l'élaboration de modèles théoriques capables de prendre en compte, à la fois, la croissance des grandes structures de matière noire, et les processus gouvernant la physique des galaxies. La modélisation de propriétés spectro-photométriques des galaxies permet de convertir des prédictions théoriques en *observables*, directement comparables aux observations réelles.

Les travaux présentés dans cette thèse ont été menés selon cette démarche, dans le but de proposer une modélisation des Émetteurs-Ly α à grand redshift.

L'approche *hybride* a été adoptée avec le modèle GALICS (*Galaxies in Cosmological Simulations*) qui couple une simulation numérique décrivant l'évolution du champ de densité de matière noire à des prescriptions semi-analytiques pour modéliser la physique des baryons. J'ai utilisé et développé GALICS pour décrire l'évolution des galaxies dans un volume cosmologique entre $z\sim 3$ et 7. L'analyse de différentes simulations de matière noire, et de diverses recettes semi-analytiques régissant l'évolution des galaxies, m'a permis d'obtenir un modèle satisfaisant, capable de reproduire les fonctions de luminosité UV entre $z\sim 3$ et 7.

La seconde étape de ce projet a été le développement d'un modèle original d'Émetteurs Lyman- α visant à modéliser la raie Lyman- α des galaxies issues de GALICS pour décrire cette population de galaxies lointaines. Nous avons opté pour une description du transfert radiatif

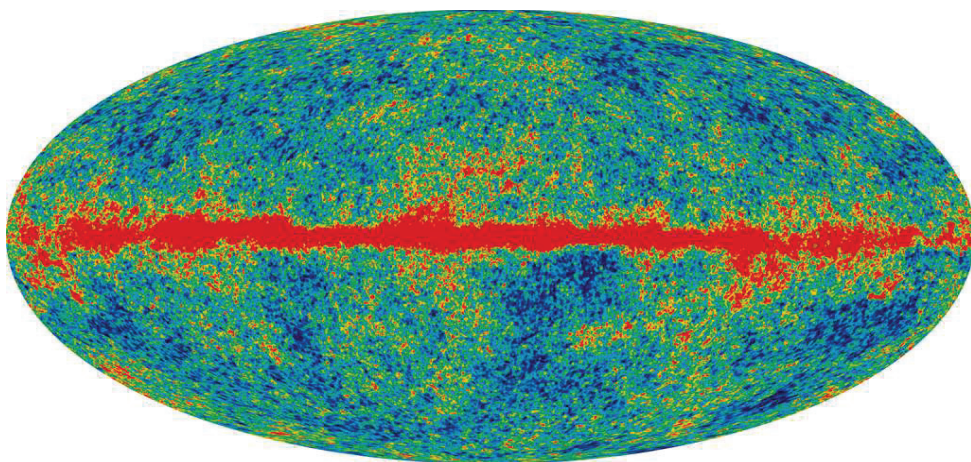


FIG. 1.1: Cartographie du fond diffus cosmologique à 2.7 K réalisée par la mission WMAP-7. Crédits : <http://map.gsfc.nasa.gov/>.

Lyman- α basée sur des simulations numériques prenant en compte la *résonance* des photons Lyman- α d'une part, et la cinématique du gaz d'autre part. La librairie contenant les expériences numériques de transfert a été analysée dans le but d'optimiser son utilisation en post-traitement de GALICS. J'ai effectué le couplage de ce modèle de transfert radiatif Lyman- α avec GALICS pour parvenir à une modélisation originale des Émetteurs Lyman- α . Cette approche a permis de parvenir à une description satisfaisante d'une grande partie des propriétés observationnelles de cette population de galaxies entre $z \sim 3$ et 7, malgré les hypothèses simplificatrices inhérentes au modèle.

J'ai ensuite utilisé ce modèle comme un outil *prédictif* pour les futurs relevés d'Émetteurs Lyman- α , qui seront menés avec le spectrographe intégral de champ MUSE entre $z \sim 2.8$ et 6.7, grâce à des catalogues fictifs d'Émetteurs Lyman- α . À l'aide du logiciel MOMAF (*Mock Map Facility*, Blaizot et al., 2005), j'ai généré des champs observés *fictifs* ayant les mêmes caractéristiques que les relevés qu'il est prévu d'effectuer avec MUSE. Des prédictions en terme de comptages espérés et de variance cosmique ont été faites, dans le but d'aider à la préparation des futurs relevés. Je présente également les taux de formation stellaire et les masses de halos de matière noire hôtes des Émetteurs Lyman- α , que MUSE devrait observer sur la base du modèle. Par ailleurs, à l'aide des champs fictifs d'Émetteurs Lyman- α , la question de la répartition spatiale de ces galaxies a été abordée.

Dans la suite de cette introduction, nous rappelons tout d'abord les principes de base du modèle cosmologique et de la formation hiérarchique des structures. Nous décrivons ensuite les approches utilisées pour décrire l'évolution de la matière noire et la formation des galaxies dans les modèles. La dernière section sera consacrée à une brève revue des Émetteurs Lyman- α dans les observations et dans les modèles. Enfin, nous présenterons le plan de cette thèse.

1.1 Contexte cosmologique

1.1.1 Équations de Friedmann

Le Principe Cosmologique suppose que l'Univers est isotrope et homogène aux grandes échelles. La métrique proposée par Alexander Friedmann, Georges Lemaitre, Howard Percy Robertson et Arthur Geoffrey Walker (FLRW) permet de décrire la géométrie de l'Univers en expansion. L'utilisation de cette métrique dans le cadre de la Relativité Générale qui décrit la gravitation comme une courbure de l'espace-temps permet à Alexander Friedmann de dériver les équations qui portent son nom :

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.1)$$

et

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + \frac{3p}{c^2}) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.2)$$

où G est la constante de gravitation, c est la vitesse de la lumière, le paramètre k est la courbure spatiale de l'Univers, Λ est la constante cosmologique et a est le facteur d'expansion de l'Univers. Le rapport du facteur d'expansion a et de sa dérivée temporelle \dot{a} définit le paramètre de Hubble $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$. Les équations 1.1 et 1.2 décrivent l'évolution d'un fluide parfait de pression p et de densité d'énergie-matière ρ .

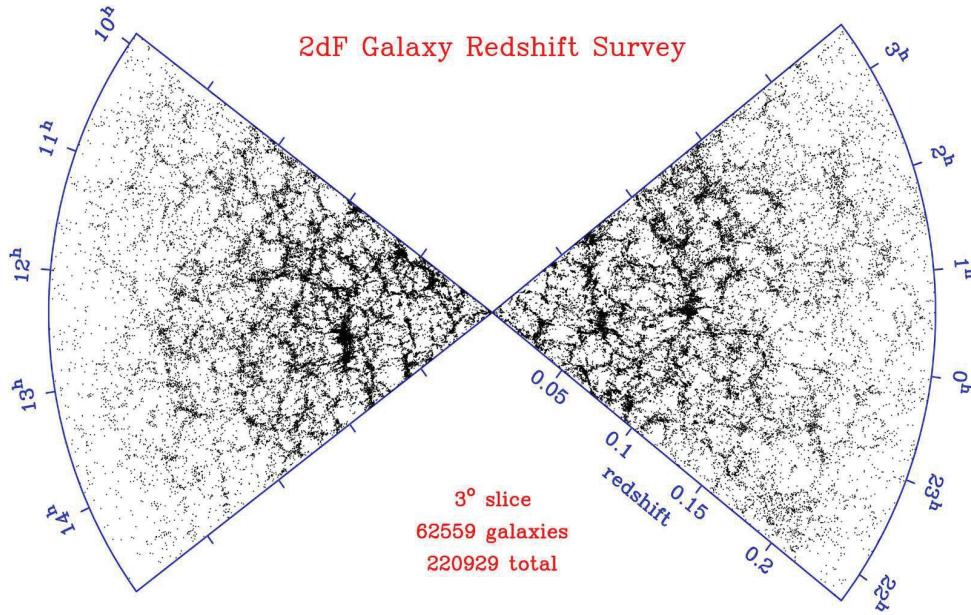


FIG. 1.2: Distribution spatiale des galaxies mesurées par le relevé *Two Degrees Field* (2dF, Colless et al., 2001). Crédits : <http://msowww.anu.edu.au/2dFGRS/>.

1.1.2 Décalage vers le rouge cosmologique

L'expansion de l'Univers implique que le rayonnement émis par une source à une longueur d'onde λ_{em} (dans son référentiel propre) à une époque caractérisée par le facteur d'expansion $a(t_{\text{em}})$, est détectée à une longueur d'onde λ_{obs} par un observateur à une époque donnée par a_{obs} :

$$\frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{em}}} = \frac{a_{\text{obs}}}{a(t_{\text{em}})} \quad (1.3)$$

Pour un observateur terrestre, $a_{\text{obs}} = a_0 = 1$ par convention.

Ce décalage Doppler vers le rouge définit le *redshift* cosmologique z de la source émettrice :

$$1 + z = \frac{1}{a(t_{\text{em}})} \quad (1.4)$$

Par conséquent, une source située à un redshift z émettant à une longueur d'onde λ_{em} dans son référentiel sera détectée à :

$$\lambda_{\text{obs}} = (1 + z) \times \lambda_{\text{em}} \quad (1.5)$$

1.1.3 Modèle Λ CDM

Au début du vingtième siècle, le contenu massique de l'Univers était supposé être uniquement composé de matière visible faite de particules connues aujourd'hui sous le nom de baryons. Toutefois, de nombreuses observations indirectes ont depuis suggéré l'existence d'une composante de matière supplémentaire. En étudiant l'amas de Coma, Fritz Zwicky trouva au début des années 1930 un désaccord significatif entre la masse mesurée dynamiquement grâce au mouvement des galaxies de l'amas et la masse estimée à partir de la brillance totale de l'amas. Les vitesses des galaxies semblaient trop élevées pour être dues uniquement au potentiel képlérien créé par la matière visible. L'idée d'une masse manquante invisible fit son apparition. Dans

les décennies qui suivirent, l’observation des courbes de rotation *plates* des galaxies spirales, et de trop grandes dispersions de vitesse dans les elliptiques conduisirent à la même conclusion (Faber and Gallagher, 1979; Trimble, 1987). La mesure d’effets de lentilles gravitationnelles par des amas montrèrent que cette matière noire est également présente aux grandes échelles (e.g Refregier, 2003). Les estimations observationnelles effectuées depuis une vingtaine d’années indiquent que la densité de cette composante invisible est bien supérieure à celle de la matière baryonique.

Dans un Univers dominé par de la matière noire *froide* (non relativiste), les fluctuations primordiales parviennent à s’amplifier gravitationnellement pour créer des zones sur-denses aux petites échelles. Les systèmes plus massifs se forment à partir de ces petits objets selon un mode de croissance *hiérarchique*. On parle de modèle du bas vers le haut (*bottom-up*). En revanche, avec une matière noire *chaude*, composée de particules peu massives et relativistes, le champ de densité est *lissé* aux petites échelles et les grandes structures se forment en premier. Or, dans le cas d’une domination de la matière noire chaude, les galaxies se forment trop tard par rapport à ce qui est observé.

Le modèle communément admis aujourd’hui est celui de la matière noire froide (*Cold Dark Matter*, CDM). Dans le cadre du modèle Λ CDM, le constante cosmologique Λ est associée à une composante, connue sous le nom d’énergie noire. L’énergie noire est invoquée pour expliquer l’accélération de l’expansion de l’Univers, mesurée grâce aux supernovae de type Ia (Perlmutter et al., 1998). Différents paramètres cosmologiques permettent de décrire les différentes composantes de l’Univers, ainsi que leur densité relative à la densité critique.

Pour exprimer ces paramètres, nous pouvons réécrire la première équation de Friedmann (Éq. 1.1) en fonction des paramètres H_0 , Ω_r , Ω_m , Ω_k et Ω_Λ :

$$\frac{H^2(t)}{H_0^2} = \Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda \quad (1.6)$$

où Ω_r , Ω_m , Ω_k et Ω_Λ sont les paramètres de densité mesurés aujourd’hui de la radiation, de la matière, de la courbure spatiale et de la constante cosmologique respectivement. Bien qu’elle dominait l’évolution dynamique de l’Univers primordial, la densité de radiation Ω_r est désormais négligeable, et la matière est la composante qui domine aujourd’hui. L’Univers dans lequel nous vivons est de courbure quasi-nulle ($-0.0133 < \Omega_k < 0.0084$, Komatsu et al., 2011). Les résultats récents de WMAP-7 combinés à ceux issus de mesure de supernovae de type Ia et d’oscillations acoustiques de baryons donnent pour les paramètres cosmologiques H_0 , Ω_m et Ω_Λ les valeurs moyennes suivantes 70.2 km/s/Mpc, 0.27 et 0.73. Le paramètre de densité de matière baryonique Ω_b est estimé à 0.046.

1.2 Formation hiérarchique des structures

Dans le modèle Λ CDM, la distribution de matière noire dans l’Univers résulte de l’évolution du champ de densité sous l’effet unique de la gravitation. Les structures à grande échelle se présentent sous forme de *filaments* reliés par des *noeuds* plus denses attirant la matière environnante. A partir des années 70, un cadre théorique cohérent permettant de décrire la formation et l’évolution de ces grandes structures (Peebles and Dicke, 1968; Peebles, 1974, 1980; Blumenthal et al., 1984; Peacock and Murdin, 2002) par aggrégation successive de matière est apparu. Nous savons que les hypothèses d’homogénéité et d’isotropie de l’Univers sont valables aux échelles supérieures à $\sim 300h^{-1}$ Mpc (Wu et al., 1999). En revanche, aux plus petites échelles, la distribution de matière (dominée par la matière noire), se présentant sous forme d’amas et de filaments, est fortement inhomogène.

Dans un champ de densité moyenne $\bar{\rho}$, les fluctuations $\delta\rho$ peuvent s'exprimer en terme de contraste de densité défini par $\delta = \delta\rho/\bar{\rho}$. Les mesures du CMB indiquent que le contraste de densité est faible dans l'Univers jeune ($\delta \ll 1$). La croissance des structures peut alors être traitée de manière perturbative en linéarisant les équations de la dynamique (Peebles, 1980). L'évolution du contraste de densité δ dans ce régime *linéaire* entraîne la formation de zones toujours plus denses sous l'effet de la gravitation en compétition avec l'expansion cosmique. Parallèlement, les régions sous-denses se vident de plus en plus. Ce mode de croissance linéaire des structures, valable dans l'Univers jeune où δ était faible, s'applique également pour décrire l'évolution des perturbations dans les grandes structures.

Cependant, aux plus petites échelles, les instabilités gravitationnelles s'emballent lorsque δ devient de l'ordre de l'unité. L'évolution entre alors dans un régime non-linéaire, dans lequel la surdensité se découple de l'expansion, et peut s'effondrer sur elle-même. Dans le modèle d'effondrement sphérique, un potentiel gravitationnel est rapidement établi, permettant au système de se relaxer et de former une structure, appelée *halo* de matière noire qui satisfait le théorème du Viriel :

$$2K + U = 0 \tag{1.7}$$

où K et U sont les énergies cinétique et potentielle du halo.

Dans le modèle Λ CDM, les halos de faible masse se forment en premier. Ils peuvent ensuite fusionner entre eux au cours de leur évolution le long des filaments de matière pour donner naissance à des halos de plus en plus massifs.

1.3 Formation des halos de matière noire dans les modèles

Les galaxies se forment à partir du gaz s'effondrant dans les puits de potentiel gravitationnel des halos de matière de noire. L'étude de la formation et de l'évolution des galaxies nécessite donc au préalable une modélisation de l'abondance et de la masse de ces halos. Deux types d'approches sont généralement utilisées : une méthode analytique basée sur le formalisme de Press-Schechter (Press and Schechter, 1974) et une méthode numérique utilisant des simulations cosmologiques à N corps.

Le modèle de Press-Schechter repose sur l'hypothèse que le champ de densité, décrit par un champ aléatoire gaussien, peut être *lissé* sur une échelle de masse M par une fonction décrivant l'effondrement sphérique des structures de densité supérieure à une valeur critique δ_c . Cela revient à dire que la fraction de halos plus massifs que M est reliée à la fraction de volume qui est plus dense que δ_c . Cette approche permet de prédire à un temps donné l'abondance de halos par intervalle de masse et par unité de volume, i.e. la fonction de masse des halos. Si le modèle de Press-Schechter permet de prédire les distributions de halos à diverses époques, il ne décrit pas le lien entre les halos à ces différentes époques. Sur la base des travaux de Bond et al. (1991), Lacey and Cole (1993) ont apporté des modifications au modèle de Press and Schechter (1974). Ils ont notamment pris en compte l'histoire d'accrétion et de fusion des halos dans leur modèle (*Extended Press-Schechter*, EPS) ce qui permet de connaître comment les halos acquièrent leur masse au cours du temps.

L'autre méthode pour suivre l'évolution des structures consiste à utiliser des simulations numériques à N corps. Avec ce type de méthode, le champ de densité de matière noire est échantillonné avec des particules. Les particules évoluent au cours du temps sous l'effet de la gravité, dont les équations sont résolues numériquement à chaque pas de temps. Selon la taille du volume simulé et le nombre de particules utilisées, la résolution en masse des particules varie, ce qui conditionne la masse limite des halos qui vont pouvoir se former. Un aspect particulièrement

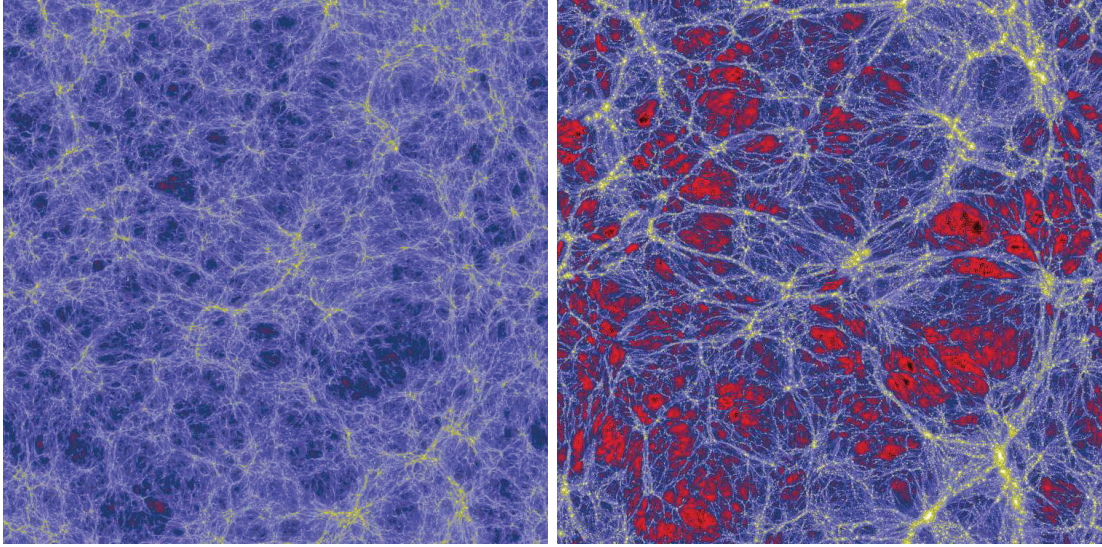


FIG. 1.3: Cette figure montre l'évolution du champ de densité de matière noire entre $z=2.8$ (à gauche) et $z=0$ (à droite) dans une simulation réalisée avec 1024^3 particules, dans un volume de $[100 \text{ h}^{-1}]^3 \text{ Mpc}^3$. Les zones jaunes correspondent à des régions sur-denses, et les zones rouges à des régions sous-denses. Les densités *intermédiaires* sont colorées en bleu. Cette simulation a été réalisée dans le cadre du projet Horizon. Les deux images de cette figure ont été réalisées par J. Blaizot.

intéressant des simulations à N corps est que l'évolution temporelle et spatiale de chaque particule, et donc de chaque halo, peut être connue. La figure 1.3 montre la distribution de matière noire aux grandes échelles, ainsi que l'évolution de ces structures entre $z=3$ (à gauche) et $z=0$ (à droite). Nous voyons clairement que les surdensités à $z=3$ s'accroissent au cours du temps et s'aggrègent le long des filaments et des noeuds, accentuant les régions sous-denses à $z=0$ (cette simulation a été réalisée dans le cadre du projet Horizon¹ par J. Blaizot). Enfin, l'approche numérique est très utile pour tester et valider les modèles analytiques à la Press-Schechter.

1.4 Formation des galaxies dans les modèles semi-analytiques

La faible abondance de baryons par rapport à la matière noire implique que l'évolution du gaz soit totalement dominée par l'évolution de la matière noire. Ainsi, lorsque un halo de matière noire se forme, il piège le gaz environnant dans son puits de potentiel. A l'inverse de la matière noire, les baryons peuvent *dissiper* de l'énergie sous forme de radiation, refroidir, et se contracter pour former des étoiles (Silk, 1977; Binney, 1977), et donc des galaxies. White and Rees (1978) ont présenté un modèle décrivant la formation de nuages de gaz auto-gravitant au coeur de systèmes virialisés (les halos) croissant de manière hiérarchique au cours du temps. Ces travaux ont fourni un cadre théorique posant les bases des modèles de formation hiérarchique des galaxies. Ce type de modèle nécessite de (i) définir un cadre cosmologique, (ii) prédire l'évolution temporelle de l'abondance des halos de matière noire de différentes masses, et (iii) modéliser la physique des baryons responsables de la formation des galaxies à partir du gaz piégé dans le puits de potentiel de matière noire.

¹<http://www.projet-horizon.fr>

Les premiers modèles semi-analytiques de formation et d'évolution de galaxies furent présentés par [White and Frenk \(1991\)](#) et [Lacey and Cole \(1993\)](#). Ils emploient des prescriptions semi-analytiques, encore souvent utilisées dans les modèles actuels, pour traiter les processus régissant l'évolution du gaz dans les galaxies. Dans le but de suivre en détail les fusions de galaxies, [Kauffmann et al. \(1993\)](#) et [Kauffmann et al. \(1994\)](#) ont étendu les travaux de [White and Frenk \(1991\)](#) en prenant en compte l'histoire de fusion des halos grâce à un algorithme Monte-Carlo de construction d'arbres de fusion ([Kauffmann and White, 1993](#)). De plus, ils ont incorporé à leur modèle une librairie de populations stellaires leur permettant d'étudier les propriétés spectrophotométriques des galaxies ([Guiderdoni and Rocca-Volmerange, 1987](#); [Rocca-Volmerange and Guiderdoni, 1988](#)). Par la suite, de nombreux modèles inspirés de ces travaux ont été développés :

- GALFORM (ou modèle de Durham) ([Cole et al., 2000](#); [Benson et al., 2003](#); [Baugh et al., 2005](#); [Bower et al., 2006](#))
- le modèle de Munich ([Kauffmann et al., 1999](#); [Springel et al., 2001](#); [Croton et al., 2006](#); [De Lucia and Blaizot, 2007](#))
- MORGANA ([Monaco et al., 2007](#))
- le modèle de Santa Cruz ([Somerville and Primack, 1999](#))
- MITAKA ([Nagashima and Yoshii, 2004](#))
- GALICS ([Hatton et al., 2003](#); [Cattaneo et al., 2006](#))

Bien que présentant de nombreuses similitudes, tous ces modèles ne font pas forcément appel aux mêmes méthodes pour décrire les populations de halos d'une part, et aux mêmes prescriptions relatives à l'évolution des galaxies d'autre part.

L'abondance de halos de matière noire et leurs histoires de fusion sont obtenues soit grâce au formalisme de Press-Schechter étendu (Santa Cruz, MITAKA, MORGANA et GALFORM), soit grâce à des simulations numériques à N corps (Millenium, Horizon, etc) dans un volume cosmologique (GALICS, GALFORM et Munich).

Les éléments essentiels pouvant être implémentés dans ces modèles pour décrire l'évolution des galaxies à l'intérieur des halos sont récapitulés ici :

- l'accrétion de gaz du milieu intergalactique par le halo,
- le refroidissement du gaz du halo vers la galaxie,
- la formation des disques galactiques par conservation du moment angulaire du gaz en refroidissement,
- la formation d'étoiles à partir du gaz froid,
- la rétroaction (feedback) des supernovae éjectant une fraction du gaz hors de la galaxie,
- les noyaux actifs de galaxies (AGN) susceptibles de chauffer et d'éjecter le gaz de la galaxie,
- la fusion de galaxies et la formation subséquente des bulbes,
- l'évolution stellaire au cours du temps,
- l'émission multi-longueurs d'onde des étoiles (grâce au couplage avec une librairie de populations stellaires),
- l'enrichissement en métaux du milieu interstellaire et du milieu intergalactique grâce aux vents stellaires et aux supernovae,
- la formation de poussière dans le milieu interstellaire,
- l'atténuation de la luminosité stellaire par la poussière en fonction de la longueur d'onde.

A l'inverse des simulations numériques hydrodynamiques, les modèles semi-analytiques ne per-

mettent pas de résoudre les équations de l’hydrodynamique ou du transfert, et des prescriptions empiriques doivent donc être adoptées pour décrire les processus physiques mis en jeu. Un des intérêts majeurs des modèles semi-analytiques est de pouvoir tester l’impact et la pertinence de différentes recettes, et de confronter les résultats aux données observationnelles. Un autre avantage des modèles semi-analytiques est l’utilisation des arbres de fusion de halos et de galaxies qui permettent de retracer l’histoire d’un objet, et de comprendre son évolution au cours du temps. Enfin, la statistique importante d’objets présents dans les modèles semi-analytiques permet d’étudier conjointement de larges échantillons de galaxies aux propriétés différentes (masse, âge, histoire de fusion, métallicité, masse du halo hôte...) pour parvenir à une meilleure compréhension des différentes populations de galaxies avec un seul et même modèle.

1.5 Les Émetteurs Lyman- α

1.5.1 Dans les observations

Dans les galaxies, le flux UV intense généré par les étoiles massives est capable d’ioniser l’hydrogène environnant. D’après la théorie, électrons et protons peuvent se recombiner rapidement en produisant une grande quantité de photons Ly α , via la transition électronique $2P - 1S$. En 1967, Partridge and Peebles (1967) prédirent que les galaxies lointaines pouvaient être détectées grâce cette émission Ly α , censée représenter environ 10 % du flux bolométrique. Suite à cette prédiction, un grand nombre de campagnes d’observation ont été menées dans le but de sonder les galaxies à grand redshift grâce à la raie en émission Ly α . Toutefois, les premières tentatives se sont révélées infructueuses (Koo and Kron, 1980; Djorgovski and Thompson, 1992; de Propris et al., 1993; Pritchett, 1994). A l’époque, plusieurs idées furent émises pour expliquer les causes de la non détection de ces Émetteurs Ly α .

L’émissivité Ly α étant consécutive à la formation d’étoiles, il fut suggéré que les taux de formation stellaire supposés par la théorie dans les galaxies à grand redshift étaient sur-estimés. Cette hypothèse allait cependant à l’encontre du modèle admis de formation hiérarchique des galaxies qui prédit une intense formation d’étoiles dans l’Univers jeune riche en gaz primordial. Dans le même temps, Meier and Terlevich (1981) et Hartmann et al. (1988) détectèrent quelques objets Ly α à bas redshift, mais à des flux bien inférieurs aux prédictions. Ils suggérèrent que l’extinction des photons Ly α par la poussière puisse être très importante dans les galaxies, notamment à cause de multiples diffusions subies par les photons *résonnants* Ly α dans le gaz. Meier and Terlevich (1981) émirent également l’hypothèse que la désexcitation collisionnelle de l’atome d’hydrogène soit dominante, et permette le passage des états $2P$ vers les états $2S$, induisant non plus une désexcitation via la transition Ly α ($2P \rightarrow 1S$) mais un processus *deux-photons* ($2S \rightarrow 1S$). Cependant, un tel mécanisme impliquerait des densités d’électrons bien supérieures aux densités mises en jeu dans les régions HII (Ferland and Netzer, 1979). Au début des années 1990, Charlot and Fall (1993) et Valls-Gabaud (1993) étudièrent l’évolution temporelle de l’émission Ly α à l’aide de modèles de populations stellaires (Bruzual A. and Charlot, 1993). Ils prédirent notamment que l’émission Ly α varie en fonction de l’âge des populations d’étoiles et de la fonction de masse stellaire initiale supposée. L’effet d’*âge* des populations stellaires impliquerait que la détection de la raie Ly α ne soit possible que pendant une courte période, réduisant ainsi le nombre de détections attendues. Néanmoins, la population d’Émetteurs Ly α à grand redshift prédite par Partridge and Peebles (1967) demeura invisible pendant de nombreuses années. Il fallut attendre l’avènement des grands télescopes (8 – 10 mètres) pour que ces galaxies soient finalement observées (Cowie and Hu, 1998), à des flux toutefois moins importants

que ceux prévus initialement.

Cowie and Hu (1998) effectuèrent un relevé en bande étroite centrée sur la raie Ly α redshiftée à $z = 3.4$. Ils atteignèrent une limite de détection de $\sim 10^{-17}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$, ce qui leur permit de sonder des objets moins brillants que lors des précédentes (infructueuses) campagnes de détection. Ils accumulèrent une dizaine de LAEs dans un champ de ~ 50 arcmin 2 . Deux ans plus tard, Rhoads et al. (2000) publièrent les premiers résultats du survey LALA (*Large Area Lyman-Alpha Survey*). Malgré un seuil de détection peu profond ($\sim 5 \times 10^{-17}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$), ils purent observer plus de 150 objets à $z = 4.5$, étant donné le grand champ qu'ils sondèrent (0.3 deg 2), rendant ainsi possible la détection des *objets rares*. Depuis, les statistiques ne cessent d'augmenter, notamment grâce aux grands relevés en bande étroite (*Wide Field Narrow Band*, Ouchi et al., 2003; Shimasaku et al., 2006; Ouchi et al., 2008; Hu et al., 2010; Ouchi et al., 2010). A l'heure actuelle, plus de deux mille LAEs ont été détectés entre $z = 3$ et 7. Certains relevés récents ont été effectués à des redshifts encore supérieurs, dans le but de sonder l'époque de fin de la réionisation de l'Univers, mais aucune détection n'a encore pu être confirmée pour l'instant (Tilvi et al., 2010; Krug et al., 2011).

Des observations détaillées de la raie Ly α en spectroscopie dans des galaxies à petit et grand redshift ont permis de mieux comprendre les mécanismes influant sur le transfert radiatif de cette raie. De nombreuses signatures de gaz en expansion sous forme de vents galactiques sont désormais mesurées (Kunth et al., 1998; Pettini et al., 1998, 2001; Shapley et al., 2003; McLinden et al., 2011). La cinématique du gaz ainsi que l'extinction par la poussière et le transfert radiatif sont supposés être les ingrédients déterminants pour interpréter les spectres des Émetteurs Ly α observés (Tenorio-Tagle et al., 1999; Mas-Hesse et al., 2003).

En parallèle des grands relevés qui ont débuté avec le projet HETDEX (Hill et al., 2008) à des redshifts modérés ($z \lesssim 3.8$), un des objectifs majeurs du spectrographe intégral de champ MUSE (Bacon et al., 2006) sera l'étude des Émetteurs Ly α dans l'Univers lointain post-réionisation ($2.8 \lesssim z \lesssim 6.7$). Cet instrument, qui sera installé en 2013 sur le Very Large Telescope (VLT) à Paranal au Chili, devrait détecter un échantillon cohérent de plusieurs milliers d'Émetteurs Ly α , dont une grande fraction à des niveaux de flux à peine explorés jusqu'à présent.

1.5.2 Dans les modèles

Sur le plan théorique, de multiples études analytiques (Harrington, 1973; Neufeld, 1990, 1991; Dijkstra et al., 2006) et numériques (Ahn et al., 2001; Zheng and Miralda-Escudé, 2002; Tasit-siomi, 2006b; Verhamme et al., 2006; Laursen and Sommer-Larsen, 2007) ont été menées pour décrire le transfert de la raie Ly α . Même si le traitement du transfert radiatif semble nécessaire pour décrire correctement les propriétés Ly α des galaxies, une compréhension approfondie des processus mis en jeu n'a pas encore été atteinte. En effet, la nature *résonnante* des photons Ly α implique que le transfert radiatif de cette raie est extrêmement sensible à la cinématique, l'état d'ionisation et la géométrie du milieu interstellaire.

Depuis quelques années, plusieurs modèles ont été développés pour décrire *statistiquement* la population de LAEs à grand redshift. Basés sur des approches semi-analytiques, hybrides ou numériques pour décrire l'évolution hiérarchique des galaxies, ces modèles utilisent diverses méthodes pour prédire la fraction de photons Ly α s'échappant des galaxies :

- l'approche la plus simple consiste à supposer une fraction d'évasion Ly α f_{esc} constante pour toutes les galaxies (Le Delliou et al., 2005, 2006; Kobayashi et al., 2007; Dayal et al., 2008; Samui et al., 2009; Nagamine et al., 2010). En ajustant les fonctions de luminosité Ly α observées, ces auteurs trouvent des valeurs de f_{esc} comprises entre 2 % et 60 % pour

$z=3-7$. Ce type modèle n'est cependant pas prédictif, car il ne permet pas d'expliquer les mécanisme de transfert $\text{Ly}\alpha$, et considère que f_{esc} est totalement décorrélée des propriétés physiques des galaxies, en particulier de la quantité de poussière.

- le scénario *cyclique* dans lequel l'émission $\text{Ly}\alpha$ n'est pas continue dans les galaxies, mais reliée aux épisodes d'accrétion de gaz et/ou de formation stellaire a été étudié par [Tilvi et al. \(2009\)](#); [Samui et al. \(2009\)](#); [Nagamine et al. \(2010\)](#). Ces approches considèrent que tous les photons $\text{Ly}\alpha$ s'échappent des galaxies, négligeant l'impact du transfert radiatif dans le milieu interstellaire.
- Certains auteurs prennent en compte les propriétés des galaxies pour décrire le transfert $\text{Ly}\alpha$ en modélisant l'atténuation de la raie par la poussière présente dans le milieu interstellaire ([Haiman and Spaans, 1999](#); [Mao et al., 2007](#); [Kobayashi et al., 2007, 2010](#); [Dayal et al., 2010](#)). Dans ces modèles, la diffusion résonnante des photons $\text{Ly}\alpha$ est soit (i) ignorée, soit (ii) prise en compte grâce à un paramètre libre.
- L'atténuation de la raie $\text{Ly}\alpha$ par le milieu intergalactique est abordée dans plusieurs modèles via des approches plus ou moins complexes ([Mao et al., 2007](#); [Dayal et al., 2008, 2010](#); [Kobayashi et al., 2010](#)). [Mao et al. \(2007\)](#) et [Kobayashi et al. \(2010\)](#) traitent la transmission par le milieu intergalactique comme un paramètre supplémentaire de leur modèle de LAEs. [Dayal et al. \(2008, 2009, 2010\)](#) se sont plus particulièrement intéressés aux LAEs à la fin de l'époque de réionisation ($z \gtrsim 5$). Ils effectuent le transfert radiatif UV (et non $\text{Ly}\alpha$) numériquement pour décrire l'état d'ionisation de l'hydrogène dans le milieu intergalactique environnant des galaxies. Ils calculent la transmission de la raie $\text{Ly}\alpha$ dans le gaz neutre avec une approche analytique.
- Le seul modèle de LAEs dans le contexte cosmologique qui suit de manière détaillée le transfert de la raie résonnante $\text{Ly}\alpha$ a été présenté par [Zheng et al. \(2010\)](#). En post-traitement d'une simulation hydrodynamique cosmologique ([Trac et al., 2008](#)), ils effectuent le transfert $\text{Ly}\alpha$ ([Zheng and Miralda-Escudé, 2002](#)) dans le gaz circum-galactique. La résolution spatiale ne leur permet pas de résoudre la galaxie et donc de suivre le transfert $\text{Ly}\alpha$ dans le milieu interstellaire. De plus, l'interaction avec la poussière n'est pas incorporée à leur modèle.

Bien qu'étant sûrement le meilleur moyen de comprendre en profondeur les mécanismes de transfert $\text{Ly}\alpha$ et donc les Émetteurs $\text{Ly}\alpha$, le traitement numérique de la raie $\text{Ly}\alpha$ grâce à des simulations hydrodynamiques cosmologiques décrivant de larges échantillons de galaxies est inatteignable avec la puissance de calcul des machines actuelles. Dans ces circonstances, le recours à des approches semi-analytiques (type GALICS) reste une nécessité.

Le modèle qui est présenté dans cette thèse propose une description semi-analytique originale des Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ dans laquelle la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ est prédite prenant en considération le transfert résonnant des photons $\text{Ly}\alpha$ à travers une coquille de gaz et de poussière en expansion. La description de la raie $\text{Ly}\alpha$ à l'aide de résultats de transfert numériques constitue une étape supplémentaire dans la modélisation des Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ dans le contexte cosmologique.

1.6 Plan de la thèse

Le but de cette thèse est de proposer une description de la population à grand redshift d'Émetteurs Ly α dans le contexte cosmologique, permettant de décrire les propriétés de l'émission Ly α de ces objets, dans le but de mieux comprendre leur rôle dans le scénario de formation hiérarchique des galaxies.

En amont de la modélisation de l'émission Ly α des galaxies, j'ai utilisé et développé le modèle de formation et d'évolution des galaxies GALICS. La description de ce modèle, les modifications qui lui ont été apportées, et les analyses effectuées sont présentées dans le Chapitre 2.

Le Chapitre 3 est d'une part consacré à la description des aspects théoriques relatifs à l'émission et au transfert de la raie Ly α , et d'autre part à la présentation des Émetteurs Ly α du point de vue observationnel.

La librairie de d'expériences de transfert Ly α , basée sur des simulations numériques, que j'ai utilisée pour modéliser les Émetteurs Ly α est décrite et analysée dans le Chapitre 4.

Dans le Chapitre 5, je présente le modèle d'Émetteurs Ly α que j'ai développé durant ma thèse. Dans ce chapitre, je décris dans un premier temps le modèle qui a été adopté, puis je discute les résultats qui ont été obtenus.

Dans le contexte des relevés observationnels d'Émetteurs Ly α , parmi lesquels le spectrographe intégral de champ MUSE (*Multi Unit Spectrograph Explorer*) jouera un rôle important dans les années à venir, je fournis dans le Chapitre 6 des prédictions sur les comptages, la variance cosmique, les propriétés physiques des Émetteurs Ly α , et la répartition spatiale de ces objets.

Un article soumis à MNRAS, correspondant au modèle d'Émetteurs Ly α est mis en annexe.

Chapitre 2

Modèle de formation hiérarchique des galaxies

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 2.1 | Traitement de la matière noire | 16 |
| 2.1.1 | Simulations cosmologiques à N corps | 16 |
| 2.1.2 | Identification des halos | 16 |
| 2.1.3 | Construction des arbres de fusion | 18 |
| 2.1.4 | Comparaison de différentes simulations de matière noire | 18 |
| 2.2 | Traitement des baryons | 21 |
| 2.2.1 | Des baryons dans les halos | 21 |
| 2.2.2 | Description des processus de formation et d'évolution des galaxies | 22 |
| 2.2.3 | Luminosités multi-longueur d'onde | 30 |
| 2.2.4 | Nouvelle implémentation de la formation stellaire et du feedback | 32 |
| 2.3 | Analyse des processus baryoniques | 34 |
| 2.3.1 | Impact de la cosmologie de la simulation de matière noire | 34 |
| 2.3.2 | Influence des paramètres du modèle GALICS | 35 |
| 2.4 | Modèle principal | 39 |
| 2.4.1 | Fonctions de luminosité UV | 39 |
| 2.4.2 | Grandeurs physiques prédites par GALICS | 39 |

Le modèle de formation hiérarchique des galaxies que j'ai utilisé est le modèle *hybride* GALICS (*Galaxies in Cosmological Simulations*, [Hatton et al., 2003](#)). GALICS prédit l'évolution des structures de matière noire grâce à une simulation N-corps dans laquelle nous identifions les halos, et reconstruisons leurs histoires de fusion. Le gaz est incorporé en post-traitement dans ces halos. La formation et l'évolution des galaxies sont décrites grâce à des prescriptions semi-analytiques qui contiennent un certain nombre de paramètres libres.

Après avoir modifié et testé différents types de modélisations semi-analytiques pour plusieurs simulations de matière noire, j'ai obtenu un modèle satisfaisant capable de reproduire les fonctions de luminosité UV des galaxies entre $z \sim 3$ et 7. Cette version de GALICS est celle qui sera utilisée dans les chapitres suivants pour la modélisation des Émetteurs Ly α .

Le chapitre est composé de trois parties : (i) une description du traitement de la matière noire, (ii) une description de l'implémentation de la physique des galaxies et, (iii) une section présentant les analyses effectuées et les résultats obtenus.

2.1 Traitement de la matière noire

2.1.1 Simulations cosmologiques à N corps

Des simulations cosmologiques à N-corps sont utilisées pour suivre l'évolution temporelle du champ de densité, décrit par des particules de matière noire. Ces simulations ont été réalisées avec le code en arbre massivement parallèle GADGET2¹ (Springel, 2005). Ce code permet de suivre l'évolution spatiale et temporelle de la densité d'un fluide non collisionnel, représentées par des particules de matière noire. Le champ de densité initial supposé correspond à la réalisation d'un champ aléatoire Gaussien, défini par le spectre de puissance $P(k)$. Les conditions initiales de la simulation sont données par les paramètres cosmologiques : la constante de Hubble réduite $h = H_0(\text{km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1})/100$, le paramètre de densité d'énergie noire Ω_Λ , le paramètre de densité de matière totale Ω_m , le paramètre de densité de matière baryonique Ω_b et la normalisation du spectre de puissance σ_8 .

En plus de la cosmologie, une simulation est définie par la taille de la boîte (cubique) de longueur comobile L_b et le nombre de particules N_p . Ces deux quantités définissent la masse M_p allouée à une particule :

$$M_p = \frac{\rho_0 V_b}{N_p}, \quad (2.1)$$

où V_b est le volume de la boîte défini par $V_b = L_b^3$. ρ_0 est la densité de matière moyenne de l'Univers qui a pour valeur :

$$\rho_0 = 2.7755 \times 10^{11} \Omega_m h^2 M_\odot \text{Mpc}^{-3}. \quad (2.2)$$

Le champ de densité est extrait de la simulation à chaque temps de sortie (*snapshot*), que nous appellerons temps *principal* Υ_i . Le délai entre deux temps *principaux*, i.e. le pas de temps *principal* $\Delta\Upsilon_i$, est donné par $\Delta a = 0.01$, où a est le facteur d'expansion de l'Univers $a = 1/(1+z)$.

Quatre simulations de matière noire ont été utilisées au cours de cette thèse. Nous les appellerons S_1 , S_2 , S_3 et S_4 . Les paramètres de ces simulations, réalisées dans le cadre du projet Horizon, sont donnés dans la Table 2.1.

Le traitement de ces simulations se fait en deux étapes, qui sont présentées dans les sections suivantes : (i) l'identification des halos de matière noire à chaque temps *principal*, et (ii) la construction des arbres de fusion qui permettent de suivre l'évolution hiérarchique des halos au cours du temps.

2.1.2 Identification des halos

La distance moyenne entre deux particules dans la boîte est $d = (V_b/N_p)^{1/3}$. Avec l'algorithme FOF (pour Friend Of Friend) que nous utilisons ici, deux particules appartiennent au même halo si elles sont séparées par une distance inférieure à $b \times d$ où $b (= 0.2)$ est la longueur typique de liaison (*linking length*). La valeur $b = 0.2$ assure que les particules satisfaisant ce critère appartiennent à un même groupe de densité moyenne :

$$\rho_h \sim 178 \times \rho_c \quad (2.3)$$

¹<http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget/>

| Simulation | S ₁ (WMAP-1) | S ₂ (WMAP-3) | S ₃ (WMAP-3) | S₄ (WMAP-5) |
|-----------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------------------|
| h | 0.70 | 0.73 | 0.73 | 0.702 |
| Ω_Λ | 0.70 | 0.76 | 0.76 | 0.723 |
| Ω_m | 0.30 | 0.24 | 0.24 | 0.277 |
| Ω_b | 0.044 | 0.044 | 0.044 | 0.046 |
| σ_8 | 0.90 | 0.76 | 0.76 | 0.80 |
| L_b (h ⁻¹ Mpc) | 100 | 100 | 100 | 100 |
| N_p | 512 ³ | 512 ³ | 1024 ³ | 1024³ |
| $M_{h,res}(M_\odot)$ | 1.8×10^{10} | 1.4×10^{10} | 1.7×10^9 | 2.0×10^9 |

TAB. 2.1: Paramètres des différentes simulations de matière noire, labelisées S_i sur la première ligne. Entre parenthèses sont indiqués les résultats de WMAP auxquels correspondent les paramètres cosmologiques utilisés pour réaliser chaque simulation. La 6e ligne donne la taille *comobile* de la boîte simulée, et la dernière ligne indique la masse minimum d'un halo $M_{h,res}$ dans la simulation. La simulation S_4 (colonne de droite en caractères gras) correspond à notre *meilleure* simulation car elle est à haute résolution et se base sur la cosmologie la plus récente. Dans les analyses présentées dans cette thèse, les simulations S_1 , S_2 et S_3 sont utilisées pour comparaison avec S_4 .

où ρ_c est la densité de matière critique de l'Univers pour une courbure nulle. L'équation 2.3 est une prédiction du modèle d'effondrement sphérique discuté dans la section 1.2, qui prévoit qu'un halo est un système virialisé 178 fois plus dense que la densité critique (Cole and Lacey, 1996).

Kauffmann et al. (1999) ont montré qu'un halo *stable* doit contenir au moins 10 particules. En effet, des groupes ne contenant que quelques particules peuvent être identifiés comme halos par accident, et ne pas constituer en réalité un système lié. Kauffmann et al. (1999) trouvent que de tels groupes identifiés comme halo, à un temps *principal* Υ_i donné, ont de fortes chances de ne pas l'être au suivant. Pour éviter au maximum les fausses identifications, nous supposons dans GALICS qu'un halo doit contenir au moins 20 particules. Par conséquent, la masse minimum d'un halo dans la simulation, encore appelée *masse de résolution*, est $M_{h,res} = 20 \times M_p$.

Nous supposons que les halos de matière noire sont décrits par un profil de densité NFW (Navarro et al., 1995). La somme des masses de toutes les particules du halo définit sa masse, appelée M_{FOF} . Le rayon entre le centre de masse et la particule la plus lointaine se nomme R_{FOF} . En parallèle de ces définitions, nous utilisons parfois la masse du Viriel M_{vir} et le rayon du Viriel R_{vir} , qui ont des définitions différentes de M_{FOF} et R_{FOF} respectivement.

Les halos n'étant pas des sphères parfaites, nous ajustons une ellipsoïde centrée sur leur centre de masse. Les énergies potentielles et cinétiques de chaque particule sont calculées. Si le théorème du Viriel est satisfait, la masse du Viriel du halo M_{vir} est alors égale à M_{FOF} . Le rayon du Viriel R_{vir} est défini comme le rayon d'une sphère, ayant le même volume que l'ellipsoïde. Si le théorème du Viriel n'est pas satisfait, le volume de l'ellipsoïde est diminué de manière itérative jusqu'à obtenir un système virialisé. Dans ce cas, R_{vir} est défini grâce au nouveau volume, et M_{vir} est la somme des masses des particules contenues dans ce nouveau volume. L'énergie totale du

halo E et son moment angulaire J définissent son paramètre de spin sans dimension λ (Peebles, 1980) :

$$\lambda = \frac{|E|^{1/2} J}{GM_{\text{vir}}^{5/2}} \quad (2.4)$$

La procédure décrite ici est répétée pour tous les temps *principaux* Υ_i de la simulation.

2.1.3 Construction des arbres de fusion

Pour suivre l'évolution hiérarchique des halos, nous reconstruisons leurs arbres de fusion, qui contiennent toute l'information nécessaire pour décrire leur évolution. Entre les temps *principaux* Υ_i et Υ_{i+1} , un halo peut (i) accréter de nouvelles particules n'appartenant à aucun halo, (ii) perdre des particules, et potentiellement ne plus être identifié comme un halo, ou (iii) fusionner avec un (ou plusieurs) autre(s) halo(s).

Toutes les particules de matière noire ayant une identité propre, il est donc assez simple de savoir où elles sont localisées dans la simulation. L'identification des particules à chaque temps *principal* Υ_i permet de reconstruire l'histoire de fusion des halos.

Un halo H à Υ_{i+1} contenant au moins une particule qui appartenait à H' à Υ_i , est un *descendant* de H' . Réciproquement, H' est un *progéniteur* de H . Chaque halo peut avoir plusieurs descendants et/ou progéniteurs. Si H est le halo, à Υ_{i+1} , qui a récupéré le plus grand nombre de particules que contenait H' , alors H est le *descendant principal* de H' . Par ailleurs, si H est constitué de particules provenant majoritairement de H' , alors H' est le *progéniteur principal* de H . Cette méthode permet d'identifier les liens de parenté entre les halos au cours du temps. Dans la pratique, la construction des arbres de fusion de halos est réalisée suivant la procédure² présentée dans Tweed et al. (2009).

Pour expliquer la dernière étape de construction des arbres, rappelons que l'identification des halos et la reconstruction de leur histoire de fusion, sont effectuées dans le but de décrire la formation hiérarchique des galaxies. Comme cela sera expliqué dans la section 2.2, nous ajouterons du gaz aux halos identifiés, et nous modéliserons son évolution à l'intérieur de ces halos. Comme nous l'avons vu juste avant, un halo donné H peut avoir plusieurs halos *descendants*. Étant donné que nous ne voulons pas subdiviser son contenu baryonique (et la ou les galaxies qu'il contient), le choix qui est fait dans GALICS est de transférer tout le contenu baryonique de H à son *descendant principal*. Par conséquent, pour décrire l'évolution des baryons, chaque arbre de fusion de halos est *dégradé*, en ne gardant que le *descendant principal* de chaque halo.

Ayant décrit la manière dont les simulations de matière noire sont utilisées pour définir les halos de matière noire, et leur évolution, nous pouvons désormais comparer les résultats obtenus avec différentes simulations.

2.1.4 Comparaison de différentes simulations de matière noire

Dans cette section, nous discutons, à l'aide des différentes simulations de matière noire, l'effet de la résolution en masse, et l'influence des différents jeux de paramètres cosmologiques utilisés sur l'évolution des halos.

²La méthode utilisée par Tweed et al. (2009) permet également d'identifier et de suivre les sous-structures (sous-halos à l'intérieur d'un halo). Cependant, les versions utilisées dans cette thèse ne prennent pas en compte ces sous-structures.

2.1.4.1 Impact de la résolution en masse

A volume de boîte fixé, deux simulations contenant un nombre différent de particules auront une résolution en masse différente (Éq. 2.1). Cela entraîne que la masse minimale qu'un halo doit avoir pour être résolu ($M_{h,res}$) sera différente. Ici, nous comparons les simulations S_2 et S_3 , réalisées dans le cadre du projet Horizon avec la même cosmologie (WMAP-3), la même réalisation des conditions initiales et le même volume ($[100 h^{-1}]^3 \text{ Mpc}^3$). Le champ de densité initial a été échantillonné avec 512^3 particules pour S_2 , et 1024^3 particules pour S_3 . Ces deux simulations ont donc une résolution en masse différente d'un facteur 8. Les courbes orange et noire sur la figure 2.1 représentent les fonctions de masse des halos de matière noire pour S_2 ($M_{h,res} = 1.4 \times 10^{10} M_\odot$) et S_3 ($M_{h,res} = 1.7 \times 10^9 M_\odot$) respectivement. Les courbes solides donnent les fonctions de masse de halos à $z=3$, et celles en tirets correspondent à $z=6$. Sur la gamme de masse couverte par les deux simulations ($M_{h,res} \geq 1.4 \times 10^{10} M_\odot$), nous voyons que les fonctions de masse à $z=3$ et 6 sont presque identiques. Les légères différences sont uniquement causées par le *bruit numérique* : les deux simulations donnent un échantillonnage différent des mêmes surdensités, ce qui entraîne un bruit dans l'identification des halos par la méthode FOF.

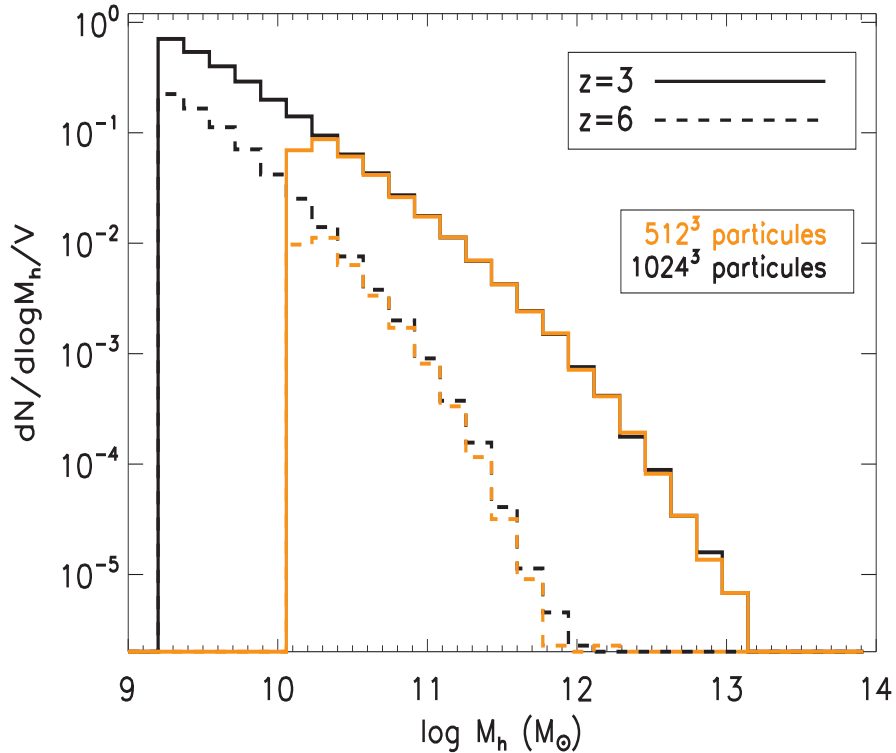


FIG. 2.1: Comparaison de la fonction de masse des halos pour deux simulations de matière noire, de volume $V = [100 h^{-1}]^3 \text{ Mpc}^3$, effectuées avec une cosmologie basée sur les résultats de WMAP-3. Les courbes orange et noire correspondent à une simulation de 512^3 et 1024^3 respectivement pour $z=3$ (trait plein) et $z=6$ (tirets). L'accord entre les deux simulations est excellent et les écarts infimes entre les courbes orange et noire sont dus à du bruit numérique (voir texte). NB : le léger affaissement de l'histogramme orange à $M_h \sim 10^{10} M_\odot$ provient uniquement de la manière dont la figure a été faite (taille et position des *bins*).

Le fait que ces deux simulations produisent la même densité de halos par intervalle de masse montre que le nombre de particules utilisé est suffisant pour décrire la population de halos au dessus de la limite de résolution. La convergence des fonctions de masse de halos entre S_2 et S_3 indique que l'utilisation d'une simulation à plus haute résolution (avec 2048^3 particules par exemple) ne décrirait pas mieux l'abondance des halos aux grandes masses que nos *meilleures* simulations (1024^3 particules). Le seul gain serait de pouvoir identifier des halos moins massifs dans une simulation à plus haute résolution.

2.1.4.2 Impact de la cosmologie

Les simulations de matière noire dont nous disposons utilisent trois jeux de paramètres cosmologiques différents, basés sur les résultats de WMAP-1, WMAP-3 et WMAP-5. L'impact de ces différentes cosmologies sur les fonctions de masse des halos est illustré par la figure 2.2, pour $z=3$ (à gauche) et $z=6$ (à droite). Nous comparons trois simulations, S_1 , S_3 et S_4 , basées respectivement sur les résultats de WMAP-1 (courbe bleue), WMAP-3 (courbe noire) et WMAP-5 (courbe rouge). La simulation S_1 contient 512^3 particules pour une taille de boîte de $100h^{-1}$ Mpc de côté, c'est pourquoi elle possède une moins bonne résolution en masse que S_3 et S_4 , qui ont été effectuées avec 1024^3 particules dans un volume identique. D'après la discussion de la section précédente, l'effet de résolution en masse est négligeable sur la fonction de masse (au-dessus de la limite de résolution), et la comparaison présentée sur la figure 2.2 peut s'interpréter en se basant uniquement sur la différence entre les paramètres cosmologiques. La simulation S_1 (WMAP-1) produit bien plus de halos massifs que S_3 (WMAP-3). Par extension, les plus gros halos de S_1 sont plus massifs que ceux de S_3 . Le comportement de la simulation S_4 (WMAP-5) se situe entre les deux. Cet effet est d'autant plus marqué à $z=6$ qu'à $z=3$, ce qui montre que les différences entre les fonctions de masse tendent à s'atténuer quand le redshift diminue.

Même si les valeurs de chacun des paramètres cosmologiques sont différentes dans les trois jeux de données WMAP, le paramètre principalement responsable de la croissance différente des halos dans les simulations S_1 , S_3 et S_4 est σ_8 . Le paramètre σ_8 définit l'écart type des fluctuations de densité dans une sphère de $8h^{-1}$ Mpc, à $z=0$. Sa valeur fixe l'amplitude du spectre de puissance à $z=0$, $P(k,0)$, qui est relié au spectre de puissance des fluctuations initiales du champ de densité. La valeur de σ_8 a donc un fort impact sur la croissance des structures dans l'Univers jeune. Dans les simulations de matière noire, la formation des halos est *retardée* pour des valeurs plus faibles de σ_8 , car l'amplitude des fluctuations du champ initial est moins forte. Ce délai dans la formation des halos explique l'écart, sur la figure 2.2, entre les fonctions de masse de halos pour les trois simulations S_3 (en noir, WMAP-3 : $\sigma_8 = 0.76$), S_4 (en rouge, WMAP-5 : $\sigma_8 = 0.80$) et S_1 (en bleu, WMAP-1 : $\sigma_8 = 0.90$). Dans le paradigme de formation hiérarchique des galaxies, ce retard dans la formation de halos massifs sera répercuté sur la formation des galaxies.

Grâce à l'analyse présentée dans cette section, nous savons que la simulation de matière noire que nous utiliserons dans cette thèse (S_4) n'est pas influencée par les effets de résolution en masse, au dessus de la limite de résolution. Par ailleurs, nous avons vu que la cosmologie a une influence sur l'abondance des halos au cours du temps. Parmi les différentes simulations dont nous disposons, S_4 est celle qui est basée sur le jeu de paramètres cosmologiques le plus récent (WMAP-5).

Nous allons désormais nous intéresser à la formation et à l'évolution des galaxies à l'intérieur des halos de matière noire. Dans la section suivante, nous décrivons comment est implémentée l'évolution des baryons dans GALICS.

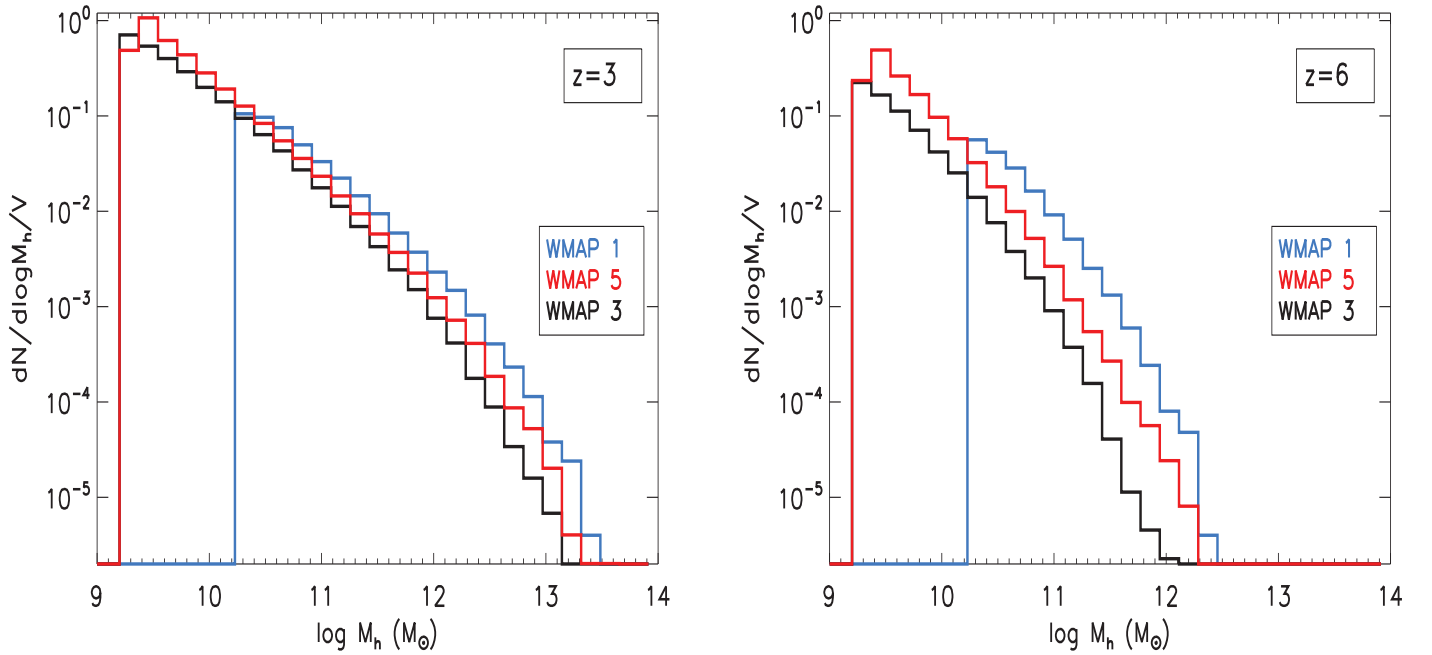


FIG. 2.2: Comparaison de la fonction de masse des halos, à $z=3$ (à gauche) et $z=6$ (à droite), pour les simulations de matière noire S_1 , S_3 et S_4 , effectuées avec des cosmologies basées sur les résultats de WMAP-1 (bleu), WMAP-3 (noir) et WMAP-5 (rouge) respectivement. Ces trois simulations ont été réalisées dans un volume de $[100 h^{-1}]^3 \text{ Mpc}^3$. Les simulations S_3 et S_4 contiennent 1024^3 particules, alors que S_1 n'en contient que 512^3 , d'où la moins bonne résolution en masse de cette simulation.

2.2 Traitement des baryons

Dans GALICS, le gaz est ajouté aux halos en post-traitement de la simulation de matière noire. Nous décrivons, dans un premier temps, comment les halos acquièrent le gaz. Dans un second temps, nous détaillerons les processus principaux qui gouvernent l'évolution des baryons dans GALICS, les différents paramètres libres, ainsi que diverses modifications apportées au modèle. Enfin, nous décrivons la façon dont les luminosités multi-longueurs d'onde sont calculées, et le modèle d'extinction par la poussière qui a été adopté.

2.2.1 Des baryons dans les halos

Une fois que les halos de matière noire ont été identifiés à chaque temps *principal* de la simulation, et que les arbres de fusion ont été construits, nous pouvons ajouter des baryons dans ces halos, et décrire la formation et l'évolution des galaxies à l'aide de prescriptions semi-analytiques. La méthode GALICS suppose que le champ de densité est dominé par la matière noire, et que l'influence gravitationnelle des baryons sur l'évolution des structures peut être négligée. Par conséquent, nous ajoutons les baryons en post-traitement de la simulation de matière noire qui décrit, à elle seule, la distribution de matière dans l'Univers.

Lorsqu'un halo est identifié pour la première fois dans la simulation, nous lui allouons une masse de gaz M_{gaz} (hydrogène et hélium), donnée par la fraction de masse baryonique universelle

$\frac{\Omega_b}{\Omega_m}$:

$$M_{\text{gaz}} = \frac{\Omega_b}{\Omega_m} M_{\text{vir}} \quad (2.5)$$

Cette prescription suppose que tous les halos de matière noire ont des potentiels gravitationnels suffisamment profonds pour piéger le gaz du milieu intergalactique (MIG). Cependant, ce n'est pas le cas. La capacité d'un système virialisé à retenir du gaz dans son puits de potentiel est souvent exprimée grâce à la température du Viriel T_{vir} du halo :

$$T_{\text{vir}} = \frac{\mu m_p}{2k} \frac{GM_{\text{vir}}}{R_{\text{vir}}} \quad (2.6)$$

où k est la constante de Boltzmann, $\mu = 0.57$ est le poids moyen du gaz composé de 75 % d'hydrogène et 25 % d'hélium. Cette température doit être comparée à celle du gaz du MIG environnant, pour savoir si le puits de potentiel du halo est assez profond pour retenir ce gaz.

La température du MIG, T_{MIG} , est modélisée différemment pour les époques pré- et post-réionisation. Nous supposons que la réionisation a lieu à $z_r = 10$ dans GALICS, et que $T_{\text{MIG}} = 3 \times 10^4$ K pour $z > z_r$. Pour $z < z_r$, nous suivons la prescription de [Valageas and Silk \(1999\)](#) pour modéliser la température du MIG, où T_{MIG} diminue comme $(1+z)^2/(1+z_r)^2$.

En tombant en direction du halo, le gaz peu dense du MIG est comprimé adiabatiquement et réchauffé à la température $T_{\text{gaz}} = (3\rho_h/\rho_0)^{2/3} T_{\text{MIG}}$, où ρ_h et ρ_0 sont respectivement la densité du halo et la densité moyenne de l'Univers ([Efstathiou, 1992](#)).

Le gaz du MIG atteignant le rayon du Viriel du halo à la température T_{gaz} sera piégé par ce dernier uniquement si T_{vir} est supérieure à T_{gaz} . Dans la pratique, si $T_{\text{vir}} > T_{\text{gaz}}$, une masse baryonique M_{gaz} est allouée au halo. Dans le cas contraire, le halo ne reçoit aucun contenu baryonique.

Quand un halo évolue, sa masse augmente par accréation de matière diffuse, et par fusions. Nous mesurons ces deux termes dans les arbres de fusion décrits dans la section précédente. L'accréation diffuse de matière noire de masse $M_{\text{DM,acc}}$ est accompagnée, dans le modèle, d'une accréation de gaz suivant la fraction baryonique universelle :

$$M_{\text{gaz,acc}} = \frac{\Omega_b}{\Omega_m} M_{\text{DM,acc}} \quad (2.7)$$

Lors d'une fusion, la masse de gaz contenue dans les progéniteurs est transférée au halo descendant.

La manière dont le gaz est utilisé pour former des galaxies à l'intérieur des halos est expliquée dans la section suivante.

2.2.2 Description des processus de formation et d'évolution des galaxies

Dans cette section, nous expliquons, en premier lieu, le *schéma numérique* adopté dans GALICS pour alimenter les halos de matière noire en gaz, au cours de leur histoire de fusion. Nous décrivons ensuite les processus principaux, relatifs à la formation et l'évolution des galaxies, qui sont implémentés dans GALICS. Nous présentons successivement les prescriptions que nous utilisons pour modéliser l'accréation de gaz sur les galaxies, la formation des disques, la formation d'étoiles, l'enrichissement en métaux du milieu interstellaire, la rétroaction du gaz (*feedback*) due aux supernovae, et enfin les fusions de galaxies.

| | | |
|----------------------------------|---|-----------------------|
| $M_{h,\min}$ | Masse minimale pour l'accrétion chaude | $10^{12} M_{\odot}$ |
| $M_{h,\max}$ | Masse maximale pour l'accrétion froide | $10^{13} M_{\odot}$ |
| ϵ | Efficacité de formation stellaire | 5 |
| α | Efficacité du feedback | 0.17 |
| β | Paramètre de rayon de la coquille | 1.5 |
| $T_{\text{font}}^{\text{delai}}$ | Délai de déclenchement de la fontaine | $\tau_{\text{dyn}}/2$ |
| $T_{\text{font}}^{\text{duree}}$ | Durée de la fontaine | $\tau_{\text{dyn}}/2$ |
| t_{centr} | Temps de chute d'un satellite au centre du halo | τ_{dyn} |

TAB. 2.2: Récapitulatif des paramètres libres du modèle. La valeur de chacun de ces paramètres pour le modèle qui a été choisi (modèle *principal*), sont données dans la colonne de droite.

Étant donné que ces modèles sont souvent mal contraints, nous avons recours à des paramètres libres pour les décrire. Ces paramètres sont récapitulés dans la table 2.2. Les valeurs données dans la colonne de droite correspondent à celles que adopterons dans notre modèle *principal* (cf section 2.4). La modélisation des Émetteurs Ly α que nous proposons dans cette thèse (cf chapitre 5), utilise ce modèle *principal*.

2.2.2.1 Schéma numérique

Dans cette section, nous expliquons sur quelles échelles de temps nous faisons évoluer les baryons dans GALICS. Nous *découpons* les pas de temps *principaux* $\Delta\Upsilon_i$, correspondant à la durée entre deux temps de sortie de la simulation de matière noire, en pas de temps *primaires*. Ces pas de temps *primaires* sont ensuite eux-mêmes subdivisés en pas de temps *secondaires*. Ces différentes grilles temporelles sont expliquées ci-dessous.

Fusions de halos Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2, les halos de matière noire sont identifiés à chaque temps *principal* Υ_i dans la simulation. Des halos peuvent potentiellement fusionner entre deux temps *principaux* successifs. Nous définissons donc un second type de grille temporelle, qui est propre à chaque halo, découpée en temps *primaires* T_k . Ces temps *primaires* correspondent à l'instant de fusion d'un halo³. L'instant auquel a eu lieu la fusion dans l'intervalle $[\Upsilon_i, \Upsilon_{i+1}]$ n'est pas connu. Nous choisissons d'effectuer cette fusion à la moitié du pas de temps principal. Par conséquent,

$$T_k = (\Upsilon_{i+1} - \Upsilon_i)/2 \quad (2.8)$$

Prenons un cas plus complexe où, entre deux temps *principaux*, trois halos H_1 , H_2 et H_3 fusionnent pour donner un halo final H_f . Dans GALICS, les fusions sont traitées une à une, et l'ordre dans lequel ont lieu les fusions des halos est tiré aléatoirement. Nous faisons d'abord interagir H_1 et H_2 à T_k , défini par l'équation 2.8 ci-dessus, pour donner un halo intermédiaire que nous appellerons H_{int} . H_{int} fusionnera ensuite avec H_3 au milieu de l'intervalle de temps $[T_k, \Upsilon_{i+1}]$ à l'instant T_{k+1} :

$$T_{k+1} = (\Upsilon_{i+1} - T_k)/2 \quad (2.9)$$

³Notons que si un halo ne subit pas de fusion, son temps *primaire* T_k est équivalent au temps *principal* Υ_i .

Ainsi, entre deux temps *primaires* successifs T_k et T_{k+1} , le halo n’interagit pas, et les baryons qu’il contient peuvent évoluer de manière isolée.

Baryons Un pas de temps *primaire* (i.e. $\Delta T_k = T_{k+1} - T_k$) est de l’ordre de quelques dizaines ou centaines de millions d’années (Myr). Cet échantillonnage temporel n’est pas assez fin pour décrire les processus régissant l’évolution des galaxies, tels que les fusions, la formation stellaire, l’accrétion ou l’éjection de gaz. Par conséquent, l’évolution de la composante baryonique d’un halo entre deux temps *primaires*, T_k et T_{k+1} , s’effectue sur une nouvelle *sous-grille*, composée de temps *secondaires* t_j . Les *pas de temps secondaires* Δt_j sont définis par : $\Delta t_j = t_{j+1} - t_j$.

Plus la durée du pas de temps *secondaire* est courte, plus le nombre d’opérations à effectuer pour faire évoluer les propriétés des galaxies (e.g la masse d’étoiles formées, la masse de gaz éjecté, la taille du disque, etc) est grand, ce qui allonge le temps de calcul. Un des intérêts majeurs de la méthode semi-analytique étant sa rapidité d’exécution, nous ne voulons pas ralentir le code en prenant des Δt_j trop petits. A l’inverse, le nombre de pas de temps *secondaires*, donné par $N_{\text{sub}} = (T_{k+1} - T_k) / \Delta t_j$, doit être suffisamment grand pour que les calculs effectués sur les pas de temps Δt_j convergent numériquement, i.e. que l’erreur faite par la méthode d’intégration numérique soit faible.

Le choix de pas de temps *secondaires* de l’ordre d’un million d’années s’avère être un bon compromis, et nous prenons donc $\Delta t_j = 1$ Myr.

Les différents pas de temps utilisés dans GALICS sont récapitulés dans la table 2.3.

2.2.2.2 Mode d’accrétion filamentaire

Dans les galaxies, les étoiles se forment à partir de gaz froid, capable de se contracter suffisamment pour s’effondrer sur lui-même. La modélisation de l’accrétion du gaz par les halos est donc importante pour décrire la formation stellaire.

Dans la version originale de GALICS (Hatton et al., 2003), le gaz accrété par les halos de matière noire (Éq. 2.5) était dans une phase *chaude*. Cette supposition est justifiée par le fait que le gaz diffus du milieu intergalactique (MIG) subissait un choc gravitationnel en tombant vers le halo. Ce choc réchauffait le gaz du MIG à la température du Viriel T_{vir} . Ensuite, ce gaz se refroidissait et se contractait en dissipant de l’énergie sur un temps de refroidissement caractéristique (voir White and Frenk, 1991; Hatton et al., 2003).

Dans cette thèse, GALICS est utilisé pour décrire les galaxies à $z \gtrsim 3$. Dans cette perspective, le modèle d’accrétion de gaz original a été remplacé par le nouveau paradigme d’*accrétion froide* dans les galaxies à grand redshift, qui a émergé au cours des dernières années (Dekel and Birnboim, 2006; Ocvirk et al., 2008; Dekel et al., 2009). Grâce à des simulations numériques hydrodynamiques à haute résolution, ces auteurs ont pu mesurer la température du gaz accrété dans des halos de différentes masses. Ils identifient une bimodalité dans ce processus, illustrée par la figure 2.3 : (i) une phase froide, sous forme de filaments fins composés de grumeaux de gaz denses, et (ii) une phase chaude, moins dense, et isotrope en équilibre hydrostatique. Les

| | Nom du pas de temps | Durée | Commentaire |
|---|---------------------|---|-------------------------------|
| $\Delta \Upsilon_i = \Upsilon_{i+1} - \Upsilon_i$ | <i>principal</i> | Temps entre deux <i>snapshots</i> de la simulation de matière noire (~ 100 Myr) | Varie avec le redshift |
| $\Delta T_k = T_{k+1} - T_k$ | <i>primaire</i> | Temps durant lequel un halo ne fusionne pas ($\sim 10 - 100$ Myr) | Différent pour chaque halo |
| $\Delta t_j = t_{j+1} - t_j$ | <i>secondaire</i> | Durée sur laquelle les processus baryoniques sont calculés (1 Myr) | Fixe pour toutes les galaxies |

TAB. 2.3: Récapitulatif des différents pas de temps utilisés dans GALICS.

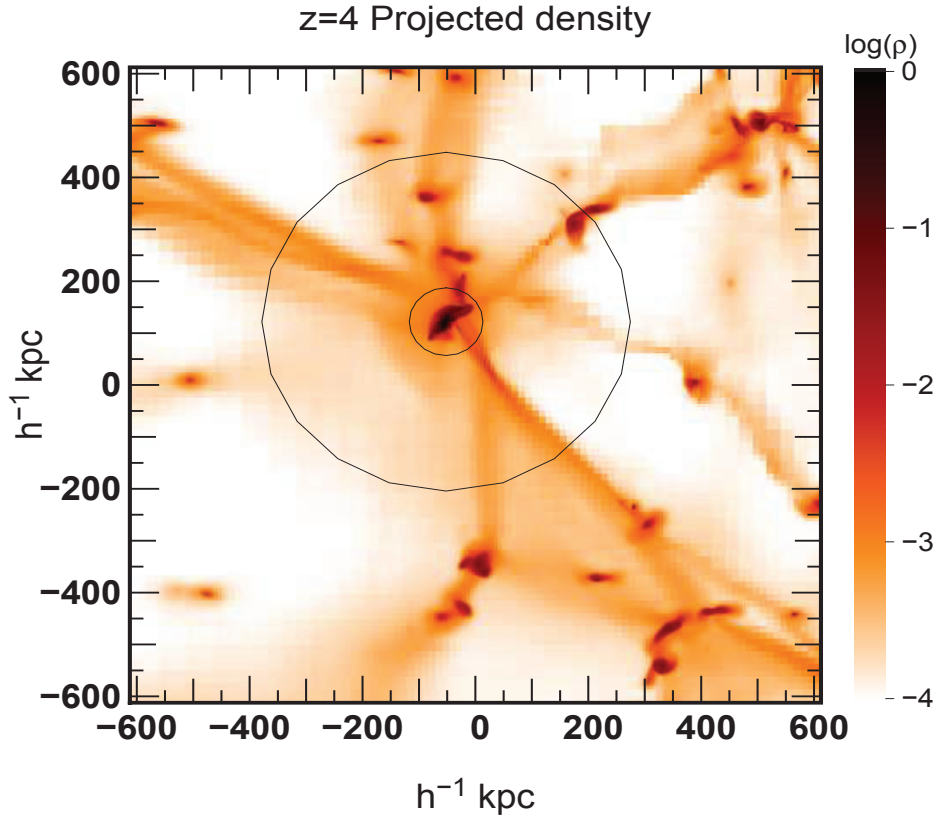


FIG. 2.3: Carte de densité de gaz dans un halo de $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ à $z=4$ extraite de la simulation hydrodynamique MareNostrum effectuée avec le code RAMSES (Teyssier, 2002). Les filaments de gaz pénètrent le rayon du Viriel du halo (grand cercle) et atteignent le coeur du halo (petit cercle : $R = 0.2R_{\text{vir}}$). Crédits : Ocvirk et al. (2008).

filaments froids et denses parviennent à pénétrer le halo jusqu'en son centre sans être détruits par les chocs, et les galaxies peuvent donc être directement approvisionnées en gaz froid. La fraction de gaz accrété sous forme de filaments froids, f_{froid} , a été mesurée par Ocvirk et al. (2008). Dans les halos de masse inférieures à $M_{h,\text{min}} \sim 10^{11} M_{\odot}$, les filaments sont assez denses par rapport au halo pour ne pas être réchauffés par les chocs et donc, $f_{\text{froid}} \sim 1$. f_{froid} décroît dans des halos plus massifs et tend vers 0 pour des halos de masse $M_{h,\text{max}} \sim 10^{13} M_{\odot}$.

Dans GALICS, nous utilisons $M_{h,\text{min}}$ et $M_{h,\text{max}}$ comme paramètres libres pour calculer la fraction de gaz froid f_{froid} accrété par un halo de masse M_h .

Pour $M_h < M_{h,\text{min}}$, $f_{\text{froid}} = 1$ et pour $M_h > M_{h,\text{max}}$, $f_{\text{froid}} = 0$. Cela signifie que dans les halos de masses supérieures à $M_{h,\text{max}}$, le gaz accrété par le halo n'atteindra pas la galaxie (car nous ne considérons pas le refroidissement dans la version actuelle de GALICS). L'absence d'accrétion de gaz froid dans ces halos entraînera la diminution de la formation d'étoiles car seul le gaz dans le milieu interstellaire et dans la fontaine galactique pourra alors alimenter la galaxie (cf section 2.2.2.6). Pour les halos de masses intermédiaires, $M_{h,\text{min}} < M_h < M_{h,\text{max}}$, la fraction f_{froid} est interpolée linéairement entre $\log(M_{h,\text{min}})$ et $\log(M_{h,\text{max}})$.

Dans la section 2.2.1, nous avons vu que la masse de gaz totale accrétée durant un pas de temps *primaire* est $M_{\text{gaz,acc}}$. Dans la pratique, seule la composante froide du gaz atteindra la galaxie puisque nous négligeons le refroidissement du gaz chaud. Cette masse sera accrétée de

manière constante et continue durant un pas de temps *primaire*. Une fraction $m_{\text{gaz,acc}}$ de ce gaz sera accrétée, à chaque pas de temps *secondaire*, que nous définissons comme ceci :

$$m_{\text{gaz,acc}} = \frac{f_{\text{froid}} M_{\text{gaz,acc}}}{N_{\text{sub}}} \quad (2.10)$$

où N_{sub} est le nombre de pas de temps *secondaires* par pas de temps *primaire*.

D'après [Dekel et al. \(2009\)](#), ce mode d'accrétion froide est fortement susceptible de créer des sphéroïdes. La forte densité de gaz et la turbulence induites par l'apport continu de gaz froid via les filaments rendent les disques instables. Les disques se fragmentent alors en grumeaux géants, qui migrent vers le centre des galaxies, formant ainsi un sphéroïde. Pour prendre en compte cet effet dans GALICS, nous redirigeons une fraction f_{burst} du gaz accrété par les filaments dans un noyau situé au centre des galaxies, nommé *starburst*⁴. $f_{\text{burst}} = 1$ dans notre modèle *principal*.

2.2.2.3 Formation des disques

Dans la vision standard ([Binney, 1977](#)), un disque se forme par conservation du moment angulaire du gaz qui se refroidit et dissipe de l'énergie. Sa taille est alors définie par le rayon caractéristique R_d , pour un disque de profil de densité exponentiel de matière ([Mo et al., 1998](#)) :

$$R_d = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} R_{\text{vir}} \quad (2.11)$$

où λ est le paramètre de spin du halo défini par l'équation 2.4, et R_{vir} est le rayon du Viriel du halo hôte. Même si les disques de notre modèle sont alimentés essentiellement par la fontaine (cf section 2.2.2.6), nous gardons cette estimation des taille.

2.2.2.4 Formation stellaire

La loi de formation stellaire utilisée dans GALICS est inspirée de la loi de Kennicutt ([Kennicutt, 1998](#)), qui relie le taux de formation stellaire (SFR pour *Star Formation Rate*) par unité de surface Σ_{SFR} , à la densité surfacique de gaz Σ_{gaz} :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = A_K \left(\frac{\Sigma_{\text{gaz}}}{1M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}} \right)^n M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2} \quad (2.12)$$

Il s'agit d'une loi empirique obtenue par [Kennicutt \(1998\)](#) en mesurant les densités surfaciques de SFR et de gaz dans des échantillons de galaxies locales. [Kennicutt \(1998\)](#) trouve une bonne corrélation entre Σ_{SFR} et Σ_{gaz} , dont la valeur moyenne, peut être ajustée par l'équation 2.12 pour une normalisation $A_K = 2.5 \times 10^{-4}$ et un exposant $n=1.4$.

La masse des étoiles ainsi formées est donnée par la Fonction de Masse Initiale (ou *Initial Mass Function*, IMF) de Kennicutt ([Kennicutt, 1983](#)). D'après cette IMF, les masses des étoiles m sont distribuées selon la fonction $\Phi(m)$:

$$\Phi(m) = \begin{cases} m^{-1.4} & 0.15 < m < 1M_{\odot} \\ m^{-2.5} & 1 < m < 120M_{\odot} \end{cases} \quad (2.13)$$

La loi de puissance dérivée par [Kennicutt \(1998\)](#) reliant les densités de gaz et de SFR peut être prédite théoriquement ([Madore, 1977](#); [Elmegreen, 2011](#)). En présence d'instabilités

⁴Dans la pratique, la taille du *starburst* est calculée à chaque fusion de galaxies (cf section 2.2.2.7). Si une galaxie, n'a encore jamais subi de fusion, le rayon du *starburst* est fixé à 0.1 kpc.

gravitationnelles, le gaz s'effondre sur lui-même sur un temps caractéristique t_{ff} , le temps de chute libre (*free-fall*), qui varie comme l'inverse de la racine carrée de la densité de gaz : $t_{\text{ff}} \propto (G\rho_{\text{gaz}})^{-0.5}$. En supposant que les étoiles se forment à la suite de cet effondrement, on s'attend à ce que la densité surfacique de masse stellaire formée, Σ_{SFR} , varie comme la densité de gaz ρ_{gaz} sur un temps de chute libre. Dès lors :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \frac{\rho_{\text{gaz}}}{t_{\text{ff}}} \sim \rho_{\text{gaz}}^{1.5} \quad (2.14)$$

Si la densité de gaz dépend peu de l'échelle de hauteur (Elmegreen, 2002; Blitz and Rosolowsky, 2006), alors $\rho_{\text{gaz}} \sim \Sigma_{\text{gaz}}$. La densité surfacique de SFR peut donc s'exprimer comme :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gaz}}^{1.5} \quad (2.15)$$

et l'on retrouve une valeur de n similaire à celle de la loi de Kennicutt. Dans les observations, la valeur de n varie entre 1 et 2 selon les relevés (Bouché et al., 2010; Genzel et al., 2010). Un grand nombre d'études sont menées pour mieux comprendre la loi de formation d'étoiles.

Il semble que la loi de Kennicutt ne soit pas un très bon ajustement sur toute la gamme de SFR si l'on considère uniquement le milieu interstellaire HI. En revanche, en considérant le milieu interstellaire H₂, l'ajustement aux observations est bien meilleur (Bigiel et al., 2008). Cet effet semble être reproduit dans les simulations hydrodynamiques (Krumholz et al., 2009). Les galaxies semblent toutefois suivre deux lois de puissance différentes selon le SFR (Bigiel et al., 2008). Des observations à plus grand redshift de galaxies formant activement des étoiles montrent que le SFR est amplifié pour une densité surfacique de gaz donnée par rapport à la loi de Kennicutt (Genzel et al., 2010). On suppose que cette amplification est causée par des phénomènes d'environnement locaux dans le milieu interstellaire, probablement dûs à des processus plus violents à grand redshift qu'à bas redshift, tels que les fusions et/ou des épisodes intenses d'accrétion de gaz. Enfin, Daddi et al. (2010) présentent une nouvelle loi de formation stellaire reliant la densité surfacique de SFR à la densité surfacique de gaz divisée par le temps dynamique de la galaxie (Silk, 1997). Cette loi fournit une relation qui ajuste les données observationnelles sur une large gamme de SFR. Comme le notent ces auteurs, cette relation mériterait d'être testée dans les modèles semi-analytiques. La formation stellaire est un sujet encore mal compris qui semble faire intervenir des processus fins relatifs à la distribution et la composition du gaz via l'effondrement de gaz moléculaire froid.

Les déviations possibles de la loi de formation stellaire à grand redshift par rapport à la formule standard de Kennicutt (1998) sont prises en compte dans GALICS en incorporant un paramètre libre ϵ à l'équation 2.12 :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = \epsilon A_{\text{K}} \left(\frac{\Sigma_{\text{gaz}}}{1\text{M}_{\odot}.\text{pc}^{-2}} \right)^n \text{M}_{\odot}.\text{yr}^{-1}.\text{kpc}^{-2}, \quad (2.16)$$

La valeur $\epsilon = 5$ est utilisée dans le modèle principal.

2.2.2.5 Évolution des populations stellaires et enrichissement en métaux

Chaque composante galactique contient plusieurs populations stellaires de différents âges $t_{\star,i}$, de différentes métallicités $Z_{\star,j}$ et de différentes masses $m(t_{\star,i}, Z_{\star,j})$. GALICS suit leur histoire à chaque pas de temps *secondaire* grâce au modèle STARDUST (Devriendt et al., 1999), qui donne l'évolution des populations stellaires au cours du temps.

Elles perdent également une partie de leur masse sous forme de vents stellaires qui vont enrichir le milieu interstellaire (MIS) en hydrogène et en métaux. STARDUST fournit la masse

perdue par unité de temps sous forme de vents stellaires $\dot{M}_\star^{\text{vs}}$ par une population stellaire $m(t_{\star,i}, Z_{\star,j})$. A chaque pas de temps *secondaire* de durée Δt_j , nous retirons à chaque population une masse M_\star^{vs} donnée par :

$$M_\star^{\text{vs}} = \Delta t_j \dot{M}_\star^{\text{vs}} \quad (2.17)$$

Cette masse est alors transférée au milieu interstellaire.

La métallicité Z du milieu intersellaire est donnée par le rapport de la masse de métaux M_{met} et de la masse totale de gaz M_{gaz} . Cette masse totale de gaz est définie comme la somme des masses de gaz présentes dans les trois composantes des galaxies dans GALICS (disque, bulbe, *starburst*) : $M_{\text{gaz}} = \sum_{\text{comp}} [M_{\text{H}} + M_{\text{He}} + M_{\text{met}}]$, où M_{H} et M_{He} sont respectivement les masses d'hydrogène et d'hélium dans le milieu interstellaire.

2.2.2.6 Feedback des supernovae

L'éjection de gaz est un phénomène communément observé dans les galaxies à tous les redshifts et est supposé être la résultante de la formation d'étoiles (Heckman et al., 1990; Martin, 1999; Pettini et al., 2001; Shapley et al., 2003). Le stade d'évolution final d'une étoile massive et de courte durée de vie ($\lesssim 10$ Myr) de type OB est l'explosion en supernova qui libère une énergie de l'ordre de $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ erg. Une fraction inconnue de cette énergie est déposée sous forme d'énergie cinétique dans le gaz du milieu interstellaire environnant, qui acquiert alors une vitesse d'expansion pouvant l'amener à s'échapper de la galaxie (Larson, 1974; White and Rees, 1978; Dekel and Silk, 1986). Ce processus est connu sous le nom de rétroaction (ou *feedback*) des supernovae. Dans GALICS, la loi implémentée pour décrire ce processus est basée sur les travaux de Dekel and Silk (1986) et Silk (2003) qui utilisent la loi de conservation de l'énergie pour exprimer le taux de masse de gaz \dot{M}_{ej} parvenant à acquérir assez d'énergie cinétique pour s'échapper de la galaxie :

$$\alpha E_{\text{SN}} \eta_{\text{SN}} \text{SFR} = \frac{1}{2} \dot{M}_{\text{ej}} V_{\text{ej}}^2 \quad (2.18)$$

où η_{SN} est le nombre de supernovae par unité de masse stellaire formée (en M_\odot^{-1}), et SFR est le taux de formation stellaire. La vitesse du gaz éjecté V_{ej} doit être supérieure ou égale à la vitesse d'évasion de la galaxie V_{ev} pour que le gaz parvienne à s'échapper. Nous suivons Silk (2003), et prenons $V_{\text{ej}} = V_{\text{ev}}$. Le paramètre α correspond à la fraction d'énergie générée par les supernovae, et déposée dans le gaz environnant sous forme d'énergie cinétique ($\alpha = 0.17$ dans notre modèle principal). D'après l'équation 2.18, le taux de masse de gaz éjecté de chaque composante des galaxies de GALICS s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{M}_{\text{ej}} = \alpha \frac{2 E_{\text{SN}} \eta_{\text{SN}} \text{SFR}}{V_{\text{ev}}^2} \quad (2.19)$$

Nous supposons que le gaz est éjecté sous deux phases distinctes : une phase froide ($T \sim 10^4$) et une phase chaude, chauffée par les explosions de supernovae à $T \sim 10^6$ K (Chevalier and Clegg, 1985; Dahlem et al., 1998). Martin (2002) notent que cette phase chaude éjectée atteint une vitesse élevée, $V_{\text{chaud}} \sim 650 \text{ km.s}^{-1}$, indépendante de la masse de la galaxie. Ce gaz chaud (et ionisé) est capable d'entraîner sur son passage des nuages de gaz plus froids et plus denses (Castor et al., 1975; Chevalier and Clegg, 1985; Martin, 2002; Silk, 2003), balayant ainsi une partie du gaz dans le MIS. Dans le but de prendre en compte cette éjection bi-phasique, nous considérons que la masse totale de gaz éjectée M_{ej} , donnée par l'équation 2.19, est en fait la somme d'une composante froide et d'une composante chaude de masses respectives, $M_{\text{ej,froid}}$ et $M_{\text{ej,chaud}}$.

En supposant que le gaz froid est entraîné à une vitesse V_{froid} par transfert de la quantité de mouvement du gaz chaud de vitesse V_{chaud} , nous pouvons écrire :

$$M_{\text{ej,froid}} V_{\text{froid}} = M_{\text{ej,chaud}} V_{\text{chaud}} \quad (2.20)$$

où la masse éjectée totale, calculée grâce à l'équation 2.19, s'écrit : $M_{\text{ej}} = M_{\text{ej,froid}} + M_{\text{ej,chaud}}$. Dès lors, les masses éjectées sous forme de gaz froid et chaud sont données par :

$$\begin{aligned} M_{\text{ej,froid}} &= M_{\text{ej}} \times \frac{V_{\text{chaud}}}{V_{\text{chaud}} + V_{\text{froid}}} \\ M_{\text{ej,chaud}} &= M_{\text{ej,froid}} \times \frac{V_{\text{froid}}}{V_{\text{chaud}}} \end{aligned} \quad (2.21)$$

La masse de métaux éjectée dans chacune des deux phases est donnée par le produit de $M_{\text{ej,froid}}$ et $M_{\text{ej,chaud}}$ par la métallicité du MIS, Z . La phase chaude s'échappe de la galaxie à $V_{\text{chaud}} = 650 \text{ km.s}^{-1}$, et ne pourra jamais refroidir dans le modèle. Elle reste donc dans le halo, formant un milieu de gaz chaud, diffus et ionisé autour de la galaxie. Le gaz froid est supposé quitter la galaxie à une vitesse de l'ordre de la vitesse d'évasion. Cependant, il n'a pas une vitesse suffisante pour s'échapper du halo et retombera sur le disque de la galaxie sous forme de *fontaine galactique*, après un temps $T_{\text{font}}^{\text{delai}}$, à un taux constant sur une durée $T_{\text{font}}^{\text{duree}}$. Les valeurs de $T_{\text{font}}^{\text{delai}}$ et $T_{\text{font}}^{\text{duree}}$ étaient initialement égales au temps dynamique du halo τ_{dyn} . Désormais, nous prenons $\tau_{\text{dyn}}/2$ pour notamment accélérer la formation stellaire aux tous premiers pas de temps de la simulation.

2.2.2.7 Fusion de galaxies

Description GALICS suit la dynamique des galaxies dans un halo sur la même grille temporelle que pour les autres processus mettant en jeu les baryons, c'est-à-dire sur des pas de temps *secondaires* d'un million d'années. Sous l'effet de la gravité, les galaxies tendent à tomber au centre du halo sur un temps caractéristique t_{centr} , défini soit par le temps dynamique, soit par le temps de chute libre ou soit par le temps de friction dynamique (selon le choix du modélisateur). Une galaxie atteignant le centre du halo est appelée galaxie *centrale*, et une galaxie de rayon orbital non nul est un *satellite*. Dès lors, deux types de fusions sont possibles : des collisions satellite-satellite, ou bien une fusion satellite-galaxie centrale. Nous décrivons désormais comment ces fusions sont modélisées dans GALICS.

A chaque début de pas de temps *primaire* T_k , nous calculons pour toutes les galaxies satellites d'un halo le temps t_{centr} nécessaire pour qu'elles atteignent le centre du halo. Parallèlement, le temps de libre parcours moyen avant collision ($\tau_{\text{sat-sat}}$) d'une galaxie satellite avec les autres satellites, est calculé selon une prescription issue de [Makino and Hut \(1997\)](#). Cette prescription provient de la mesure du temps de collision satellite-satellite dans les simulations numériques [Makino and Hut \(1997\)](#). Ce temps varie en fonction du nombre de satellites dans le halo, de la vitesse circulaire de la galaxie, et de son rayon. La probabilité qu'une telle collision ait lieu avant t_{centr} est donnée par $p = 1 - e^{-t_{\text{centr}}/\tau_{\text{sat-sat}}}$. Un nombre aléatoire ξ est généré. Si $\xi < p$, alors la collision se produira à un instant aléatoire entre T_k et T_{k+1} .

Transfert de masse après fusion Lorsque deux galaxies fusionnent, une fraction du contenu gazeux et stellaire peut être transféré d'une composante galactique à une autre. Le transfert de masse entre deux galaxies, de masse m_1 et m_2 , dépend du rapport de leur masse, $\Xi = m_2/m_1$. D'après [Walker et al. \(1996\)](#); [Eliche-Moral et al. \(2006\)](#), la morphologie d'une galaxie de masse m_1 sera peu affectée si elle fusionne avec une galaxie, de masse m_2 , beaucoup moins massive qu'elle ($\Xi \sim 0$). En revanche, pour des rapports de masse Ξ de l'ordre de 1 ($m_1 \sim m_2$), la fusion

de deux disques produit une composante sphéroïdale. Dans GALICS, ce sphéroïde est représenté par un bulbe contenant un noyau central, le sursaut de formation stellaire (*starburst*).

Dans la pratique, les transferts de masse sont effectués en fonction de Ξ selon la procédure détaillée dans Hatton et al. (2003). Dans la configuration où deux galaxies de masse très différentes fusionnent ($\Xi \sim 0$), les masses de gaz et d'étoiles des progéniteurs ne changent pas de composante lors après fusion, excepté le gaz des bulbes⁵ qui est placé dans le *starburst* de la galaxie résultante. Dans le cas $\Xi \sim 1$, tout le gaz ainsi que les étoiles des disques vont dans le *starburst*. Pour des valeurs intermédiaires de Ξ , la fractions de masse transférées sont interpolées (Hatton et al., 2003).

Taille des galaxies post-fusion Le rayon du bulbe du descendant est calculé en invoquant la conservation de l'énergie et la virialisation avant et après fusion des deux progéniteurs, de masse m_1 et m_2 (resp. de rayon de demi-masse r_1 et r_2) respectivement. Le rayon du bulbe du descendant s'écrit alors (Cole et al., 2000; Hatton et al., 2003) :

$$R_b = \frac{(m_1 + m_2)^2}{\frac{m_1^2}{r_1} + \frac{m_2^2}{r_2} + \frac{1}{c} \frac{m_1 m_2}{r_1 + r_2}} \quad (2.22)$$

où c est le facteur de forme pour des profils de bulbes typiques (Cole et al., 2000) que nous fixons à 0.4. Pour déterminer la taille du *starburst*, nous suivons Hatton et al. (2003), et définissons son rayon R_{sb} par : $R_{sb} = 0.1 \times R_b$.

Enfin, le rayon du nouveau disque est pris comme étant le plus grand rayon des deux progéniteurs.

Ayant décrit les processus régissant l'évolution des galaxies dans GALICS, il nous reste à expliquer comment sont modélisées l'émission multi-longueur d'onde des galaxies, ainsi que l'extinction par la poussière.

2.2.3 Luminosités multi-longueur d'onde

2.2.3.1 Luminosités intrinsèques

Une fois les propriétés physiques des galaxies calculées, nous utilisons le modèle de populations stellaires STARDUST pour connaître leurs luminosités. STARDUST prédit le spectre $f(m, t_*, Z_*, \lambda)$ de chaque population de masse m , d'âge t_* et de métallicité Z_* , donnée par la matrice $P_m(t_*, Z_*)$. $f(m, t_*, Z_*, \lambda)$ est la luminosité calculée de l'ultra-violet à l'infra-rouge. La luminosité stellaire intrinsèque d'une galaxie $L(\lambda)$ est donnée par :

$$L_{\text{intr}}(\lambda) = \int_0^{t'} \int_{m=0}^{\infty} \text{SFR}(t' - t_*) \Phi(m) f(m, t_*, Z_*, \lambda) dm dt_* \quad (2.23)$$

où $\text{SFR}(t' - t_*)$ est le taux de formation stellaire *passé* et $\Phi(m)$ la fonction de masse initiale. Notons que les raies et le continu nébulaires ne sont pas modélisés. Seule l'émission stellaire est prise en compte ici.

⁵Les bulbes n'accrètent pas de gaz dans le modèle. Ils acquièrent seulement les étoiles vieilles transférées depuis le *starburst*. Les vents stellaires apportent une faible quantité de gaz et de métaux dans les bulbes.

2.2.3.2 Extinction par la poussière

Les grains de poussière présent dans le milieu interstellaire (MIS) peuvent absorber une fraction de la radiation produite par les étoiles. L'absorption des photons réchauffe les grains de poussière qui réémettront ensuite dans l'infra-rouge. Dans cette thèse, nous nous intéressons uniquement au domaine de longueur d'onde ultra-violet et nous considérons donc qu'un photon absorbé par la poussière est détruit. Pour modéliser l'opacité de la poussière du MIS, $\tau_{\text{dust}}(\lambda)$, nous utilisons la prescription de [Guiderdoni and Rocca-Volmerange \(1987\)](#), dérivée pour des galaxies de l'Univers local, qui relie $\tau_{\text{dust}}(\lambda)$ à la densité de colonne de d'hydrogène N_{H} et à la métallicité Z du MIS :

$$\tau_{\text{dust}}(\lambda) = \left(\frac{A_{\lambda}}{A_V} \right)_{Z_{\odot}} \left(\frac{Z}{Z_{\odot}} \right)^s \left(\frac{N_{\text{H}}}{2.1 \times 10^{21}} \right) f(z) \quad (2.24)$$

où $Z_{\odot} = 0.0167$ est la métallicité solaire. A_{λ}/A_V est la courbe d'extinction⁶ relative à l'extinction calculée pour une métallicité solaire et tabulée dans [Mathis et al. \(1983\)](#). L'exposant s est une fonction de la longueur d'onde et vaut 1.35 pour $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ et 1.6 dans le cas contraire ([Guiderdoni and Rocca-Volmerange, 1987](#)). Dans l'équation 2.24, nous avons introduit une fonction $f(z) = (1+z)^{-1/2}$, pour prendre en compte la diminution du rapport *poussière sur gaz* quand le redshift z augmente. Cette paramétrisation, suggérée par les observations ([Adelberger and Steidel, 2000](#); [Reddy et al., 2006](#); [Magdis et al., 2010](#)), est également utilisée par d'autres modélisateurs ([Kitzbichler and White, 2007](#); [Guo and White, 2009](#)).

Avant de décrire comment nous modélisons la densité de colonne N_{H} et la loi d'obscurisation par la poussière, il convient de rappeler que le fil conducteur de cette thèse est de parvenir à une description de l'émission et du transfert de la raie Ly α à travers le MIS des galaxies. Cette modélisation des Émetteurs Lyman-Alpha (ou *Lyman-Alpha Emitters*, LAEs), qui sera présentée dans les chapitres 4 et 5, utilise les résultats d'expériences numériques effectuées avec le code MCLya ([Verhamme et al., 2006](#)) pour effectuer le transfert de photons Ly α . Ces expériences supposent le transfert des photons, émis par une source centrale, à travers une coquille sphérique composée de gaz et de poussière. Dans le modèle présenté dans le Chapitre 5, toutes les galaxies sont supposées être représentées de cette manière. Pour être consistant avec cette représentation, nous considérons (i) que la luminosité produite par les étoiles de chacune des composantes galactiques (disque, bulbe, *starburst*) s'additionne pour former une source centrale unique, et (ii) que cette luminosité totale (Éq. 2.23) est transmise à travers un écran (*screen*) de densité de colonne N_{H} :

$$N_{\text{H}} = \frac{M_{\text{H}}}{4\pi\mu m_{\text{H}}R_{\text{c}}^2} \text{ atomes par cm}^2 \quad (2.25)$$

où m_{H} est la masse atomique de l'hydrogène et μ est la masse réduite pour un gaz neutre ($\mu = 1.22$). La coquille est supposée contenir uniquement de l'hydrogène atomique et neutre. R_{c} est la grandeur définissant le rayon de la coquille. Nous prenons R_{c} comme étant égal au rayon du disque, R_{d} . Comme nous le verrons dans la section 2.4, nous avons légèrement modifié cette prescription pour obtenir un meilleur ajustement aux fonctions de luminosité UV.

La luminosité du continu stellaire émergente de la galaxie (après transfert) s'écrit donc :

$$L_{\text{emerg}}(\lambda) = e^{-\tau_{\text{dust}}(\lambda)} L_{\text{intr}}(\lambda). \quad (2.26)$$

⁶La courbe d'extinction suppose que les poussières sont un mélange de silicates et de graphite ([Mathis et al., 1983](#)).

2.2.4 Nouvelle implémentation de la formation stellaire et du feedback

Dans la section 2.2.2, la méthode *numérique*, qui modélise la masse d'étoiles formées dans les galaxies et l'éjection de gaz par feedback des supernovae, consiste à multiplier les taux respectifs de formation stellaire SFR, et d'éjection de gaz \dot{M}_{ej} , par la durée du pas de temps *secondaire* Δt_j , i.e. entre t_j et t_{j+1} :

$$\begin{aligned} dM_{\star} &= \dot{M}_{\star} \times \Delta t_j = SFR \times \Delta t_j \\ dM_{\text{ej}} &= \dot{M}_{\text{ej}} \times \Delta t_j \end{aligned} \quad (2.27)$$

où \dot{M}_{\star} et \dot{M}_{ej} sont calculés à partir de la masse de gaz présente dans la galaxie à t_j , $M_{\text{gaz}}(t_j)$ (Éq. 2.16 et 2.19). Les équations 2.27 supposent que les taux \dot{M}_{\star} et \dot{M}_{ej} restent constants pendant l'intervalle de temps Δt_j .

dM_{\star} et dM_{ej} sont ensuite retirées à la masse de gaz du MIS initiale, $M_{\text{gaz}}(t_j)$. Il reste donc dans le MIS à t_{j+1} , une masse de gaz $M_{\text{gaz}}(t_{j+1}) = M_{\text{gaz}}(t_j) - dM_{\star} - dM_{\text{ej}}$. Avec cette implémentation *numérique*, il est assez fréquent que $M_{\text{gaz}}(t_{j+1})$ soit négatif. Par conséquent, la masse des galaxies n'est plus conservée. En moyenne, une plus grande masse de gaz retirée du MIS par le feedback, que par conversion en étoiles ($dM_{\text{ej}} > dM_{\star}$). La non conservation de la masse dans le MIS survient le plus souvent dans la composante *starburst*, mais aussi parfois dans le disque⁷. Pour corriger cela, la méthode utilisée à l'origine consistait à renormaliser les masses d'étoiles formées et de gaz éjecté en multipliant dM_{\star} et dM_{ej} par le facteur correctif f_{corr} :

$$f_{\text{corr}} = \frac{M_{\text{gaz}}(t_j)}{dM_{\star} + dM_{\text{ej}}} \quad (2.28)$$

Bien qu'elle permette de conserver la masse de gaz, cette correction *a posteriori* biaise quelque peu les résultats, car ils ne correspondent pas de manière exacte à ce que le modèle décrit réellement. Pour ne plus avoir à recourir à ce type de correction, j'ai implémenté une nouvelle méthode pour modéliser l'évolution du gaz, que nous appellerons méthode *analytique*, par opposition à la méthode *numérique* décrite plus haut.

L'idée consiste à résoudre analytiquement l'équation régissant l'évolution de la masse de gaz présent dans le MIS durant un pas de temps *secondaire* $M_{\text{gaz}}(\tau)$, où la variable temporelle τ varie entre t_j et t_{j+1} :

$$M_{\text{gaz}}(\tau) = M_{\text{gaz}}(t_j) - dM_{\text{ej}}(\tau) - dM_{\star}(\tau) \quad (2.29)$$

En dérivant l'équation ci-dessus par rapport au temps, nous obtenons :

$$\dot{M}_{\text{gaz}}(\tau) = -\dot{M}_{\text{ej}}(\tau) - \dot{M}_{\star}(\tau) \quad (2.30)$$

D'après l'équation 2.19, le taux de gaz éjecté \dot{M}_{ej} peut s'exprimer en fonction du taux de formation stellaire. D'après la loi de Kennicutt (Éq. 2.16), le taux de formation stellaire $\dot{M}_{\star} = SFR$ est proportionnel à la masse de gaz du MIS M_{gaz} . En effectuant ces substitutions dans l'équation 2.30, on obtient :

$$\dot{M}_{\text{gaz}}(\tau) = AM_{\text{gaz}}^{1.4}(\tau) \quad (2.31)$$

où $A = -0.0328\epsilon(1 + 2\alpha\eta_{\text{SN}}E_{\text{SN}}/V_{\text{ev}}^2)/R^{0.8}$ est une constante. Nous rappelons que ϵ est l'efficacité de formation stellaire, α est l'efficacité du feedback, η_{SN} est le nombre de supernovae unité de masse d'étoile formée (en M_{\odot}^{-1}), E_{SN} est l'énergie produite par une supernova. V_{ev} est la vitesse d'évasion et R le rayon de la composante (disque, bulbe ou *starburst*).

⁷L'évolution du gaz et de la formation stellaire est traitée composante par composante, i.e. dans le disque, le bulbe et le *starburst*.

La résolution de cette équation permet d'exprimer $M_{\text{gaz}}(\tau)$ en fonction du temps τ , et de la condition initiale $M_{\text{gaz}}(t_j)$:

$$M_{\text{gaz}}(\tau) = \left[\frac{2}{5} A \tau + M_{\text{gaz}}^{-2/5}(t_j) \right]^{-5/2} \quad (2.32)$$

Avec cette approche, la masse de gaz dans le MIS n'est jamais totalement consommée ($M_{\text{gaz}}(\tau) > 0$). Ainsi, la masse d'étoiles formées et la masse de gaz éjecté n'ont pas à être renormalisées. Grâce aux relations 2.16, 2.19 et 2.32, la masse d'étoiles formées et la masse de gaz éjecté durant le temps τ s'écrivent :

$$\begin{aligned} dM_{\star}(\tau) &= \frac{1}{B+1} \left[M_{\text{gaz}}(t_j) - \left(\frac{2}{5} A \tau + M_{\text{gaz}}^{-2/5}(t_j) \right)^{-5/2} \right] \\ dM_{\text{ej}}(\tau) &= B dM_{\star}(t_j) \end{aligned} \quad (2.33)$$

où $B = 2\alpha\eta_{\text{SN}}E_{\text{SN}}/V_{\text{ev}}^2$ est une constante.

Cette modélisation *analytique* de l'évolution du gaz utilise les mêmes prescriptions pour décrire l'accrétion, la formation stellaire et le feedback que l'approche *numérique* décrite dans la section 2.2.2. La différence est vraiment dans l'implémentation de ces prescriptions. Pour résumer, les taux de formation d'étoiles et de masse éjectée sont supposés constants dans l'approche *numérique*. Ainsi, la masse d'étoiles formée et la masse de gaz éjecté sont obtenues en

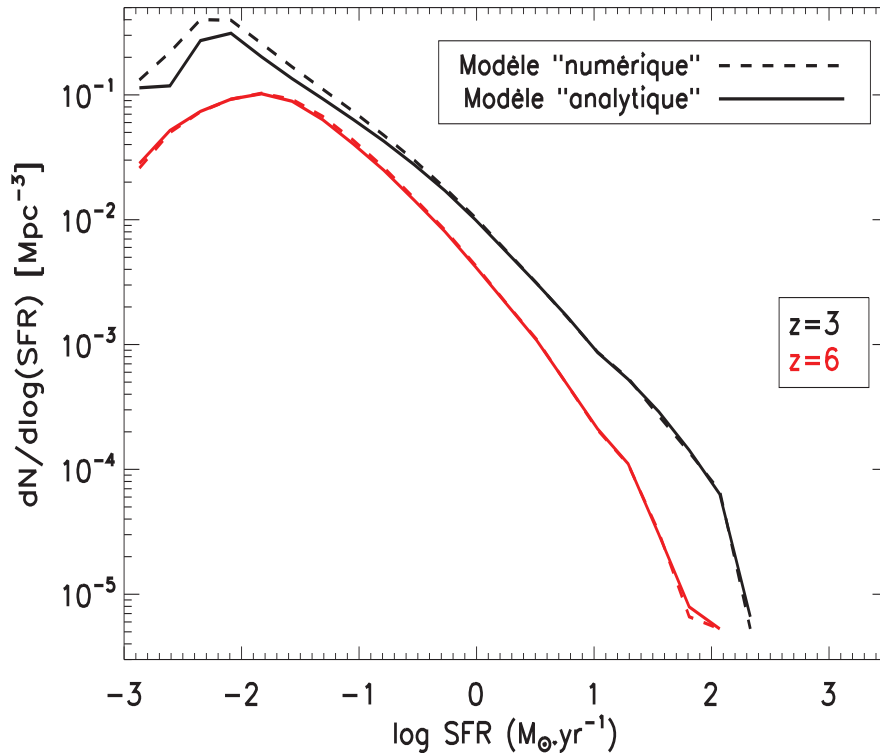


FIG. 2.4: Comparaison de la fonction de taux de formation stellaire (SFR) entre les deux méthodes implémentées pour l'évolution du gaz : modèles dits "numérique" (tirets) et "analytique" (trait plein). Les courbes noire et rouge correspondent à $z=3$ et 6 respectivement.

multipliant ces taux par la durée du pas de temps Δt_j . À l'inverse, dans la modélisation *analytique*, la masse d'étoiles formée et la masse de gaz éjecté durant un pas de temps *secondaire* sont proportionnelles à $\Delta t_j^{-5/2}$.

Sur la figure 2.4, nous montrons la distribution du taux de formation stellaire à $z=3$ (en noir) et 6 (en rouge) obtenues avec les deux modélisations : la méthode *analytique* en trait plein, et la méthode *numérique* en tirets. Les résultats produits par ces deux approches sont assez similaires, alors qu'on aurait pu s'attendre à ce que la méthode analytique produise moins d'étoiles que la méthode numérique ($\text{SFR} \propto \Delta t_j^{-5/2}$ et $\text{SFR} \propto \Delta t_j$). La similitude des fonctions de SFR entre les deux modèles semble due au fait que, lorsque la masse d'étoiles formées augmente, la quantité de gaz éjecté augmente aussi (cf Éq. 2.19), et moins il ne reste de gaz disponible par la suite pour former de nouvelles étoiles.

Cette inter-dépendance entre la formation stellaire et le feedback semble également expliquer pourquoi, lorsqu'on augmente fortement l'efficacité de formation stellaire ϵ , le SFR varie peu (cf section 2.3.2.2).

Par la suite, nous avons utilisé la méthode dans laquelle la masse de gaz du milieu interstellaire n'a pas besoin d'être renormalisée, i.e. la modélisation *analytique*.

2.3 Analyse des processus baryoniques

Dans cette section, nous étudions les différences entre plusieurs versions de GALICS. Tout d'abord, nous nous intéressons à l'impact de la cosmologie utilisée dans les simulations de matière noire sur la formation d'étoiles prédite par GALICS. Les simulations S_1 et S_2 ne sont pas discutées ici car elles ont une moins bonne résolution en masse que S_3 et S_4 . La simulation S_3 sera uniquement utilisée pour étudier l'impact de la cosmologie sur l'évolution des galaxies. Par la suite, nous adopterons la simulation S_4 étant donné qu'elle correspond à la simulation basée sur une cosmologie récente (WMAP-5)⁸. Pour poursuivre l'analyse des prédictions de GALICS, l'influence relative de différents paramètres du modèle sera discutée. Cette analyse a été utile pour obtenir une version du modèle satisfaisante capable de reproduire les fonctions de luminosité UV, présentées dans la section suivante.

2.3.1 Impact de la cosmologie de la simulation de matière noire

Nous avons vu que la fonction de masse des halos était très différente entre les simulations S_3 (basée sur WMAP-3) et S_4 (basée sur WMAP-5), du fait de la croissance plus lente des halos avec WMAP-3. La simulation S_4 contient plus de halos, pour un intervalle de masse donné, que S_3 . Ceci est d'autant plus vrai aux plus grands redshifts. Sur la figure 2.5, nous pouvons voir l'impact que les différentes cosmologies utilisées ont sur la fonction de SFR, et sur son évolution avec le redshift. Les courbes noires donnent la fonction de SFR pour S_3 , et celles en rouge correspondent à S_4 . L'évolution avec le redshift est illustrée par les courbes pleines ($z=3$), et les tirets ($z=6$). Aux faibles SFR, S_4 prédit un plus grand nombre de galaxies par intervalle de SFR que S_3 , car S_4 contient plus de halos par intervalle de masse donné. Aux grands SFR cependant, cet effet s'atténue pour $z=6$, et s'inverse même pour $z=3$. Au delà, d'une certaine masse de halo ($M_{h,\min}$), l'accrétion de gaz froid est diminuée. Elle s'arrête complètement pour des halos de masse supérieure à $M_{h,\max}$ (cf section 2.2.2.2). Dans S_4 , les halos atteignent plus vite (i.e. à plus grand redshift) ces masses limites, que dans S_3 . Les différences dans les fonctions de SFR, entre S_3 et S_4 , sont donc le résultat de l'histoire d'accrétion de gaz froid des halos.

⁸De plus, les derniers résultats de la mission WMAP-7 (Komatsu et al., 2010) semblent en meilleur accord avec ceux de WMAP-5 que ceux de WMAP-3

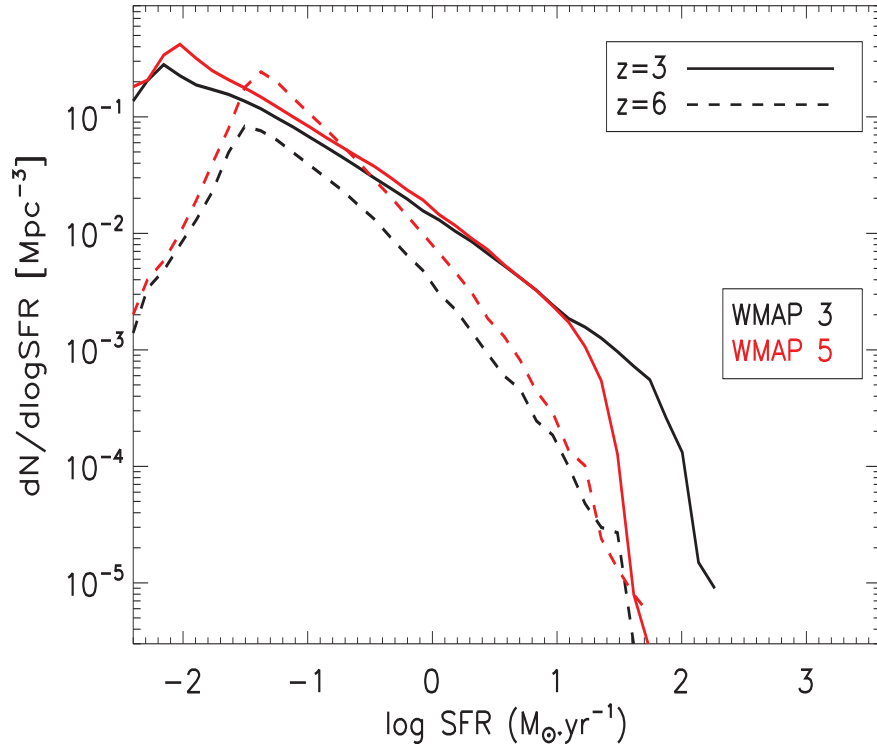


FIG. 2.5: Comparaison des fonctions de taux de formation stellaire (SFR) prédites par GALICS pour deux simulations de matière noire différentes S_3 et S_4 , basées sur des cosmologies WMAP-3 (en noir) et WMAP-5 (en rouge) respectivement. Les courbes en trait plein donnent les fonctions de SFR à $z=3$, et celles en tirets correspondent à $z=6$.

2.3.2 Influence des paramètres du modèle GALICS

Dans cette section, nous étudions les effets de plusieurs mécanismes et leur impact sur la formation stellaire entre $z=3$ et 7, tracée par la magnitude UV intrinsèque (avant extinction par la poussière). A chaque fois, nous comparons des modèles ayant les mêmes paramètres, hormis celui que nous désirons étudier. Pour voir l'effet de l'évolution, les prédictions sont données aux redshifts $z\sim 3$ et 6.

Le but de la démarche présentée ici est d'expliquer divers mécanismes physiques gouvernant l'évolution des galaxies, dont l'étude nous a permis d'aboutir à un modèle capable de reproduire de manière satisfaisante les fonctions de luminosité UV entre $z=3$ et 7.

2.3.2.1 Accrétion froide

Dans GALICS, l'arrêt de l'accrétion froide dans les halos plus massifs que $M_{h,\max}$ implique que les galaxies qu'ils contiennent ne sont plus alimentées en gaz du milieu intergalactique. La formation stellaire va alors diminuer, car seul le gaz présent dans le milieu interstellaire (et celui retombant via la fontaine galactique) pourra être transformé en étoiles. La figure 2.6 présente

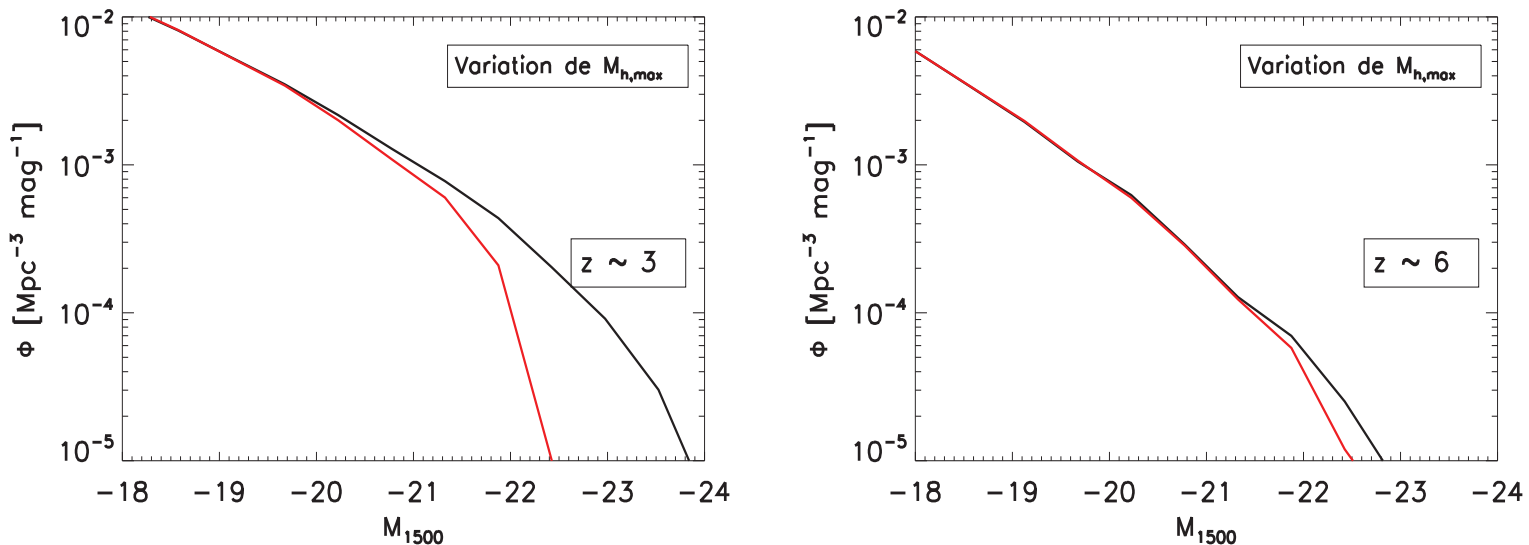


FIG. 2.6: Variation de la fonction de luminosité UV intrinsèque à $z \sim 3$ (à gauche) et 6 (à droite) en fonction de la masse maximale d'accrétion froide $M_{h,max}$. Pour des halos plus massifs que $M_{h,max}$, on suppose que le gaz est choqué, et que le gaz froid ne pénètre pas dans le halo. Les courbes rouge et noire correspondent respectivement à $M_{h,max} = 10^{12.5}$ et M_{\odot} et $10^{13.5} M_{\odot}$.

les fonctions de luminosité⁹ UV pour $M_{h,max} = 10^{12.5}$ (en rouge) et M_{\odot} et $10^{13.5} M_{\odot}$ (en noir). Sur la figure de gauche, correspondant à $z \sim 3$, nous voyons que la fonction de luminosité avec $M_{h,max} = 10^{12.5}$ prédit beaucoup moins de galaxies de fortes magnitudes UV (i.e. forts SFR) que celle avec $10^{13.5} M_{\odot}$. Cet effet est beaucoup moins marqué à $z \sim 6$, où les halos sont moins massifs qu'à $z \sim 3$.

2.3.2.2 Efficacité de formation stellaire

La figure 2.7 montre l'effet de l'efficacité de formation stellaire ϵ sur les fonctions de luminosité. Dans le modèle tracé en noir, ϵ est cinq fois plus grand que pour le modèle en rouge. Si à $z \sim 6$, une plus grande efficacité de formation stellaire augmente légèrement la magnitude UV, cet effet disparaît à $z \sim 3$. Ce comportement semble venir du fait que dans GALICS, le feedback est proportionnel au SFR (section 2.2.2.6). Plus on forme des étoiles, plus on éjecte du gaz, et moins il en reste pour continuer à former des étoiles dans le futur. Il est cependant difficile de clairement identifier l'influence du paramètre ϵ , car il est fortement couplé aux autres paramètres de GALICS, e.g l'efficacité du feedback, la durée de la fontaine galactique ou encore l'accrétion froide par les filaments.

2.3.2.3 Temps de fusion

Dans la version standard de GALICS (Hatton et al., 2003), les satellites fusionnaient avec une galaxie centrale par friction dynamique. J'ai modifié cette prescription en remplaçant la friction dynamique par un mode de fusion plus direct, s'effectuant sur un temps dynamique

⁹Les fonctions de luminosité UV sont exprimées en magnitude absolue M_{1500} à $\lambda \sim 1500 \text{ \AA}$ dans le référentiel propre des galaxies.

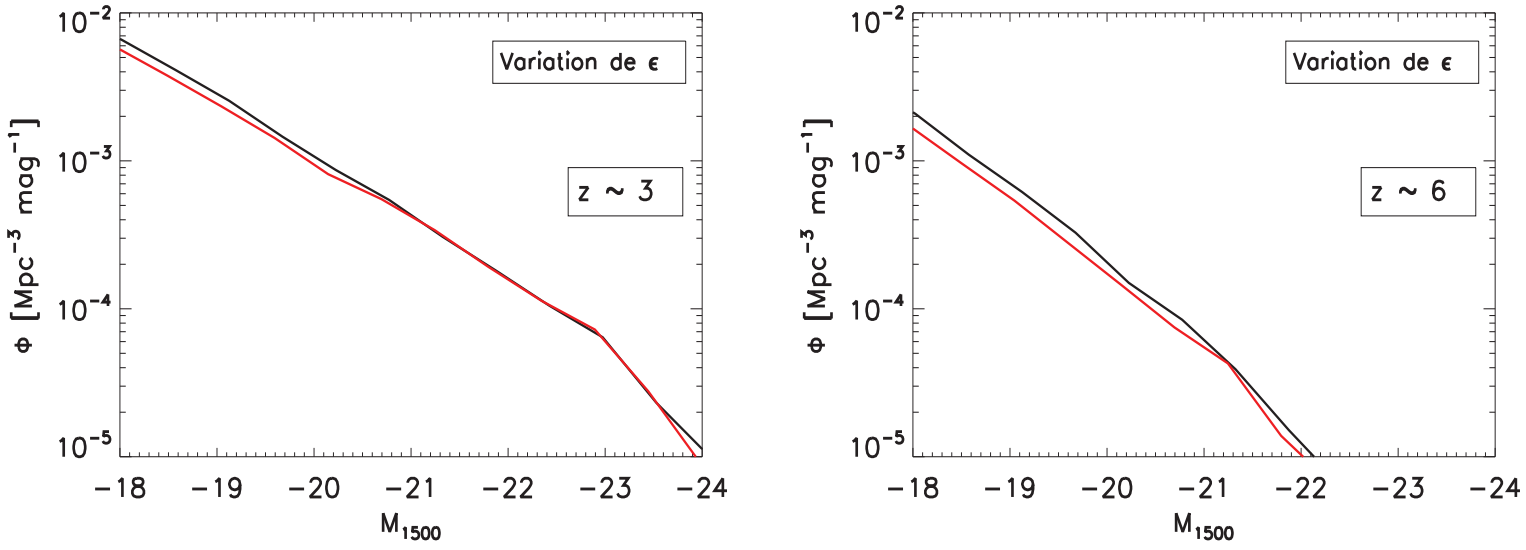


FIG. 2.7: Variation de la fonction de luminosité UV intrinsèque à $z \sim 3$ (à gauche) et 6 (à droite) en fonction de l'efficacité de formation stellaire ϵ . En noir, ϵ vaut 5 et en rouge ϵ est égal à 1.

du halo. Cette modélisation est en accord avec les prédictions de simulations cosmologiques hydrodynamiques (Ocvirk et al., 2008; Dekel et al., 2009), dans lesquelles la matière arrive de manière collimatée, le long de filaments, dans les halos. Le temps dynamique des halos τ_{dyn} varie

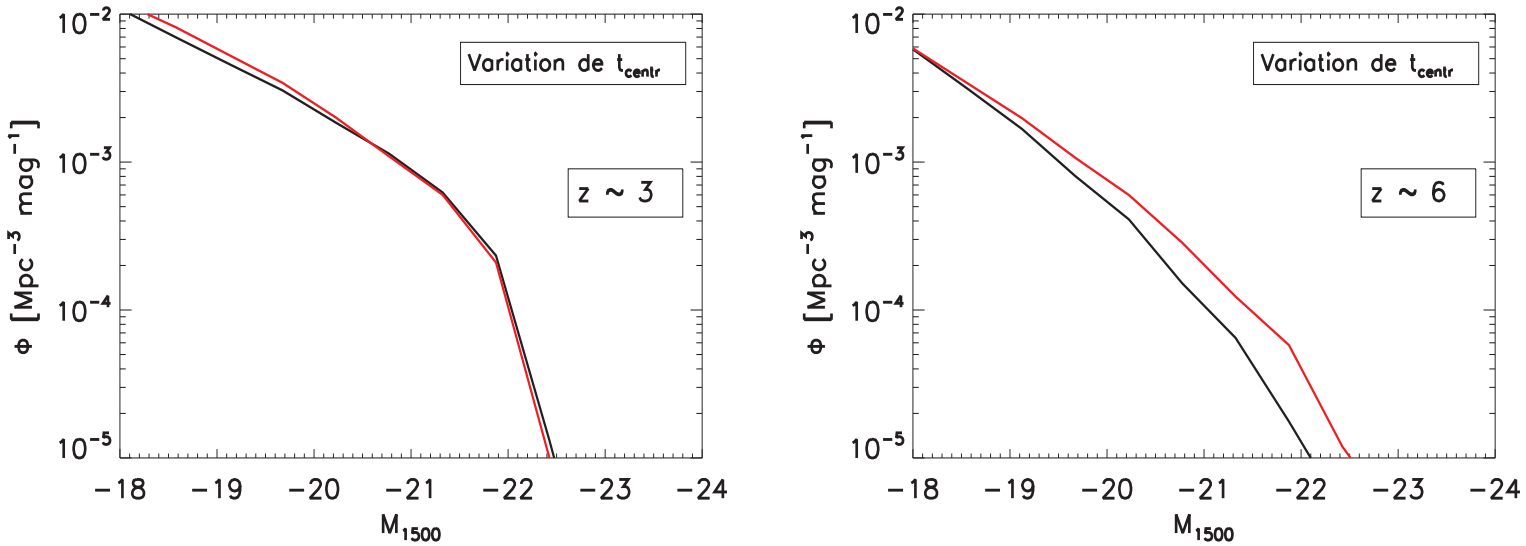


FIG. 2.8: Variation de la fonction de luminosité UV intrinsèque avec le temps caractéristique de fusion pour $z \sim 3$ (à gauche) et 6 (à droite). La courbe noire correspond à des fusions satellite-galaxie centrale en un temps de friction dynamique, et la courbe rouge correspond à des fusions sur un temps dynamique du halo τ_{dyn} .

avec le redshift en $(1+z)^{-3/2}$, indépendamment de leurs masses (Peacock and Murdin, 2002). τ_{dyn} diminue donc avec le redshift. Le temps de friction dynamique dépend des propriétés du halo considéré, et de la masse du satellite. En moyenne, ce temps est plus élevé dans les halos massifs. En comparant deux modèles décrivant le temps de fusion d'un satellite avec la galaxie centrale t_{centr} grâce au temps dynamique d'une part, et le temps de friction dynamique d'autre part, on s'attend donc plutôt à voir un effet dans les halos massifs.

Lorsque des galaxies fusionnent, le *starburst* est alimenté en gaz par transfert de masse depuis les autres composantes. Les *starbursts* ont de petits rayons, et leur densité surfacique de gaz est par conséquent élevée. Le transfert de gaz dans ces zones augmente la formation stellaire (d'où le nom de *starburst*). Varier le temps caractéristique t_{centr} peut donc influencer sur le SFR, et donc sur la luminosité UV intrinsèque des galaxies.

La figure 2.8 donne la fonction de luminosité UV intrinsèque pour $z\sim 3$ (à gauche) et $z\sim 6$ (à droite). Deux modélisations du temps de fusion sont représentées. La courbe noire correspond au modèle utilisant la friction dynamique. La courbe rouge illustre le cas où le temps de fusion est donné par le temps dynamique du halo.

Nous voyons qu'à $z=6$ (à droite sur la figure 2.8), le nombre de galaxies lumineuses est plus important dans le cas où les fusions ont lieu sur un temps dynamique (en rouge), par rapport au cas nous utilisons la friction dynamique (en noir). Cela suggère que la formation stellaire est légèrement augmentée dans le cas où les galaxies arrivent de manière collimatée sur la galaxie centrale, sur un temps dynamique. À $z\sim 3$, on peut voir une très légère différence aux faibles magnitudes, mais l'effet a globalement disparu. Il est probable que la diminution de l'accrétion de gaz froid, entraînée par la croissance des halos, soit l'effet dominant à ce redshift, et que donc peu de gaz est disponible pour former des étoiles dans les gros halos.

En conclusion, nous pouvons dire qu'il est assez compliqué d'extraire l'influence individuelle de chaque paramètre de GALICS, car ces paramètres ont souvent des effets couplés les uns aux autres. Des temps de fusion plus courts et le mode d'accrétion froide augmentent la formation d'étoiles. L'efficacité de formation stellaire joue peu sur le SFR, mais a un impact sur la masse de gaz éjecté, étant donné que le feedback dépend du SFR.

Pour ajuster les fonctions de luminosité UV (LF) observées, nous avons testé différentes valeurs de paramètres de GALICS. Nous avons obtenu un modèle, dit modèle *principal*, qui reproduit bien les LFs pour $z\sim 3, 4, 5, 6$ et 7 . Avec le jeu de paramètres adopté, les fonctions de luminosités UV sont en accord avec les estimations observationnelles, mais il existe assurément d'autres combinaisons de paramètres fonctionnant tout aussi bien. L'exploration des paramètres dans les modèles semi-analytiques est un sujet de recherche en soi, qui s'avère assez complexe car l'espace des paramètres est vaste et dégénéré (Bower et al., 2010). Les valeurs des paramètres choisis sont récapitulées dans la table 2.2. Notons que l'efficacité de formation d'étoiles ϵ que nous utilisons est cinq fois supérieure à la valeur mesurée par Kennicutt (1998) pour $z=0$. Toutefois, la valeur de ϵ à $z>3$ est peu contrainte, et nous considérons que cette valeur reste raisonnable, i.e non exclue par les (rares) estimations observationnelles de ϵ existantes à grand redshift (Baker et al., 2004). De surcroît, dans notre modèle, l'augmentation de ϵ change très peu le SFR finalement, car son effet est couplé à ceux d'autres paramètres.

2.4 Modèle principal

2.4.1 Fonctions de luminosité UV

Les fonctions de luminosité UV (à $\lambda \sim 1500 \text{ \AA}$ dans le référentiel au repos des galaxies), obtenues avec le modèle *principale* sont montrées sur la figure 2.9 pour $z \sim 3, 4, 5, 6$ et 7 . Sur cette figure, les courbes en pointillés représentent les fonctions de luminosité (LF) *avant extinction* par la poussière, et les courbes pleines sont les LFs *après extinction*. Les symboles correspondent à diverses données observationnelles. Nous remarquons que les LFs prédites à $z=3$ et 6.1 sont légèrement moins pentues aux faibles magnitudes que les LFs observées. A $z=3$, les données sont assez dispersées aux faibles magnitudes (i.e. à la *faint-end*), et la LF du modèle reste en accord avec certaines de ces données. La LF prédit moins d'objets peu brillants que les observations à $z=6.1$, alors que l'accord est bon à $z=5$ et $z=6.8$. De manière globale, nous considérons que les LFs prédites par le modèle reproduisent bien les observations sur toute la gamme de redshift $3 < z < 7$. Par conséquent, nous utiliserons cette version *principale* de GALICS pour notre modèle d'Émetteurs $\text{Ly}\alpha$, entre $z=3$ et 7 , qui sera présenté dans le chapitre 5.

Dans la section suivante, nous montrons les prédictions de GALICS pour certaines grandeurs physiques pertinentes pour cette étude : le taux de formation stellaire SFR, la masses stellaire M_{star} , la densité de colonne N_{H} , et l'opacité de la poussière τ_{dust} .

2.4.2 Grandeurs physiques prédites par GALICS

2.4.2.1 Taux de formation stellaire et masses stellaires

La relation entre le taux de formation stellaire (SFR) et la masse stellaire M_{star} des galaxies prédites par GALICS est illustrée sur la figure 2.10, pour $z=3.1$ et $z=5.7$. Le taux de formation stellaire est moyenné sur les dix derniers Myr. Le fait de moyennner sur des intervalles de temps allant de 1 à 100 Myr change très peu de choses, car il n'y a pas de sursauts de formation stellaire très violents dans GALICS. L'accrétion de gaz froid par les halos est un processus assez régulier et continu. A $z=3.1$ et $z=5.7$, il y a une corrélation clairement positive entre le SFR et la masse stellaire des galaxies. Les galaxies massives sont, en moyenne, situées dans des halos massifs, accrétant plus de gaz. Leur taux de formation stellaire est donc en moyenne plus élevé. De plus, les galaxies deviennent plus massives par fusions. Enfin, les fusions de galaxies tendent à transférer le gaz du disque vers la composante *starburst*, où le taux de formation stellaire est plus fort. La relation M_{star} -SFR est légèrement dispersée autour d'une valeur moyenne, du fait des histoires d'accrétion de gaz et de fusions différentes pour chaque galaxie.

Intéressons nous désormais à l'évolution des distributions du SFR et de la masse stellaire M_{star} en fonction du redshift. La figure 2.11 présente les distributions du SFR (à gauche) et de M_{star} (à droite) pour différents redshifts, compris entre $z \sim 3$ et $z \sim 7$. Ces distributions donnent la densité numérique de galaxies par intervalle logarithmique de SFR (resp. M_{star}). Le pic aux faibles valeurs de SFR (resp. M_{star}) est dû à la limite de résolution de la simulation de matière noire.

Nous voyons que les distributions de SFR et de masse stellaire M_{star} évoluent entre $z \sim 3$ et $z \sim 7$. Dans le scénario de formation hiérarchique des structures, de nouveaux halos sont constamment formés au cours du temps (i.e. lorsque z diminue). La formation de galaxies dans ces halos augmente le nombre de galaxies par intervalle de M_{star} (resp. SFR). La fusion des halos de matière noire entraîne la fusion des galaxies qu'ils contiennent. Des galaxies avec des masses stellaires plus élevées sont ainsi créés.

Dans un intervalle de M_{star} donné, le SFR va peu évoluer entre $z \sim 6$ et 3 . En effet, la dimi-

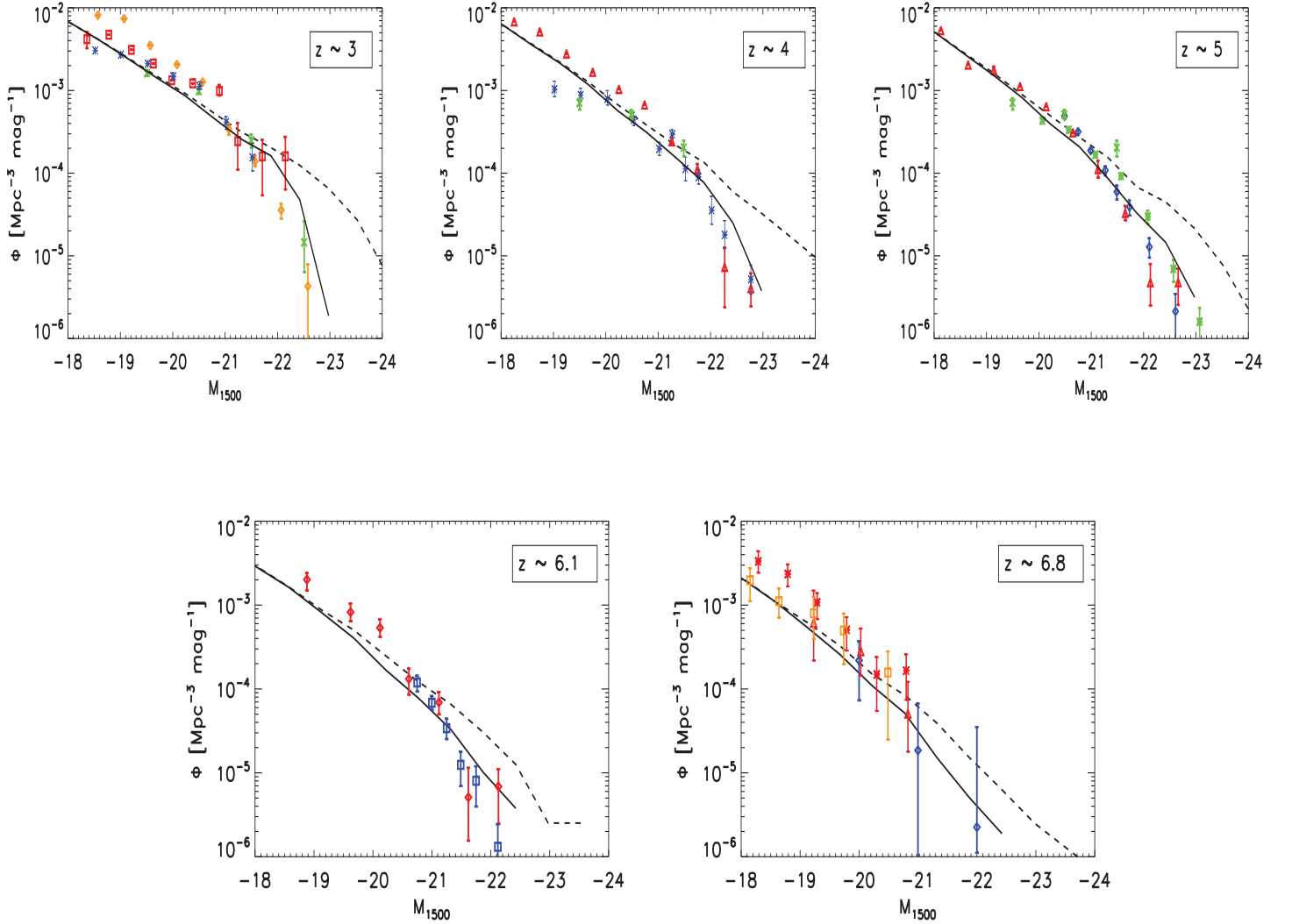


FIG. 2.9: Fonctions de luminosité UV à $z \sim 3, 4, 5, 6$ et 7 . M_{1500} est la magnitude absolue (*rest-frame*) évaluée à 1500 \AA . Sur chaque figure, la courbe pleine correspond à la LF *après extinction* et les tirets représentent la LF *avant extinction*. Les symboles représentent des données observationnelles issues de Reddy et al. (2008) (losanges oranges), Arnouts et al. (2005) (carrés rouges), Sawicki and Thompson (2006) (astérisques bleues), Gabasch et al. (2004) (croix vertes), Bouwens et al. (2007, 2010) (triangles rouges), Iwata et al. (2007) (astérisques noires), McLure et al. (2009) (losanges bleus), McLure et al. (2010) (carrés oranges) et Castellano et al. (2010) (losanges bleus).

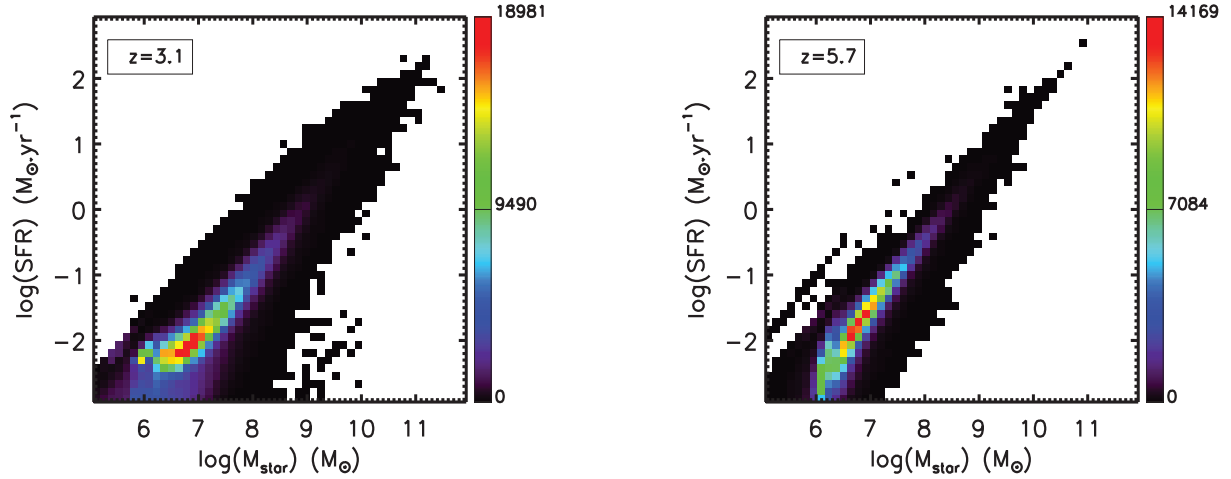


FIG. 2.10: Histogrammes à deux dimensions, montrant la relation entre le taux de formation stellaire SFR et la masse stellaire M_{star} des galaxies prédites par GALICS, pour $z=3.1$ (à gauche) et $z=5.7$ (à droite). Le nombre de galaxies par pixel est indiqué par le code de couleur.

nuation de la fraction d'accrétion froide lorsque la masse des halos augmente (cf section 2.2.2.2), implique que le SFR dans les galaxies les plus massives à $z\sim 3$ et $z\sim 6$, sont assez similaires. Cet effet est clairement visible sur la figure 2.10 qui montre la relation M_{star} -SFR à ces deux redshifts.

La notion importante qui a été introduite dans cette section est la corrélation positive entre le taux de formation stellaire (SFR), et la masse stellaire (M_{star}) dans GALICS. Ce comportement est une caractéristique des galaxies à grand redshift, communément mesurée dans les observations (Drory and Alvarez, 2008), et reproduite par les modèles semi-analytiques ou les simulations hydrodynamiques cosmologiques (Finlator et al., 2006; Lagos et al., 2011; Nagamine et al., 2010). Les galaxies à *discontinuité de Lyman* (*Lyman Break Galaxies*), observées à $z\gtrsim 3$ grâce à leur intense magnitude UV, occupent la zone des grands SFR et des grands M_{star} dans la relation M_{star} -SFR (figure 2.10). Les Émetteurs $\text{Ly}\alpha$, détectés à grand redshift grâce à leur forte émission $\text{Ly}\alpha$ semblent, au contraire, ne pas être situés à l'extrémité de la relation M_{star} -SFR.

2.4.2.2 Densité de colonne du gaz et opacité de la poussière

La figure 2.12 présente les distributions de la densité de colonne de gaz N_{H} (à gauche), et de l'opacité de la poussière τ_{dust} (à droite), entre $z\sim 3$ et 7. N_{H} est proportionnel $M_{\text{gaz}}/R_{\text{d}}^2$, où M_{gaz} et R_{d} sont respectivement la masse de gaz dans le milieu interstellaire des galaxies, et le rayon du disque (Éq. 2.25). L'évolution relative de M_{H} et de R_{d} avec le redshift entraîne une non-évolution de la distribution de N_{H} entre $z\sim 3$ et 7. La distribution de l'opacité de la poussière τ_{dust} évolue légèrement entre ces deux redshifts. Quand z augmente, les grandes valeurs τ_{dust} diminuent, en moyenne, pour deux raisons. Premièrement, τ_{dust} est proportionnelle à la métallicité du gaz (Éq. 2.24). Au cours du temps, l'évolution stellaire enrichit le milieu interstellaire en métaux. Deuxièmement, la prescription, que nous utilisons pour modéliser τ_{dust} , introduit une dépendance en redshift en $(1+z)^{-1/2}$, pour prendre en compte les plus faibles rapports poussière sur gaz observés quand le redshift augmente (cf section 2.2.3.2).

La comparaison des fonctions de luminosité UV, sur la figure 2.9, *avant extinction et après*

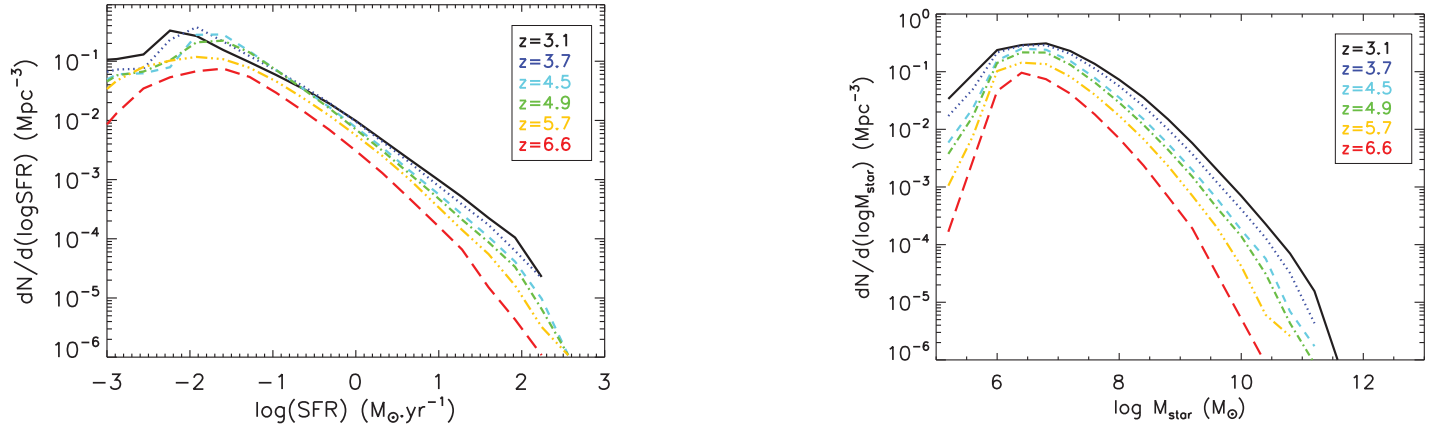


FIG. 2.11: Évolution des distributions de taux de formation stellaire SFR (à gauche) et de masses stellaires M_{star} (à droite) entre $z \sim 3$ et 7. Les courbes de différentes couleurs correspondent aux différents redshifts, comme indiqué par la légende. Le pic dans les distributions, aux faibles valeurs, est dû à la limite de résolution de la simulation.

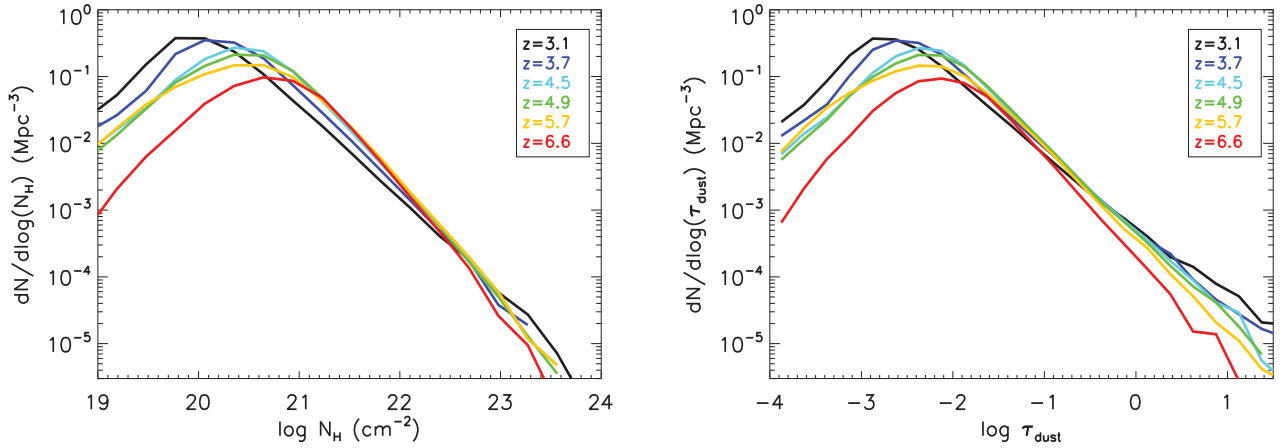


FIG. 2.12: Évolution des distributions de densité de colonne de gaz N_{H} (à gauche), et d'opacité de la poussière τ_{dust} (à droite) entre $z \sim 3$ et 7. Le pic dans les distributions, aux faibles valeurs, est dû à la limite de résolution de la simulation.

extinction par la poussière, indiquent les galaxies massives ont, en moyenne, de plus grandes opacités de la poussière τ_{dust} .

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle GALICS qui décrit la formation hiérarchique des galaxies, à partir d'une simulation numérique de matière noire à N-corps. Nous avons montré les différences entre deux simulations de matière noire n'ayant pas la même résolution en masse. Le fait que les prédictions des abondances des masses de halos convergent, dans ces deux simulations, indique que nous échantillonnons le champ de densité de matière noire avec suffisamment de particules pour décrire la croissance des structures de matière noire. La cosmologie utilisées pour réaliser les simulations montre que la formation des halos massifs est retardée lorsque le paramètre σ_8 est plus faible.

Nous avons détaillé les divers processus physiques, inclus dans le modèle, qui gouvernent la formation et l'évolution des galaxies. L'étude de certains paramètres a été effectuée pour essayer de mieux comprendre les effets de ces paramètres. L'efficacité de l'accrétion de gaz froid sous forme de filaments, étant reliée à la masse des halos, la formation stellaire dépend fortement des paramètres que nous choisissons pour modéliser l'accrétion de gaz. Nous trouvons que l'augmentation de l'efficacité de formation stellaire a un faible impact sur la masse d'étoiles formées du fait de son couplage avec d'autres paramètres du modèle. En testant ces divers paramètres, nous avons finalement obtenu un modèle qui nous permet de reproduire, de manière satisfaisante, les fonctions de luminosité UV entre $z \sim 3$ et 7. Nous avons adopté une loi d'obscurité par la poussière consistante avec le modèle de coquille sphérique, que nous utiliserons dans le chapitre 5 pour modéliser les Émetteurs Ly α . Les prédictions de GALICS indiquent, qu'à grand redshift, les masses stellaires des galaxies sont positivement corrélées à leurs taux de formation stellaire, donc à leur luminosité UV.

Dans le chapitre suivant, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'émission Ly α produite dans les galaxies à grand redshift. Ce chapitre présente, tout d'abord, une description des mécanismes théoriques qui conduisent à l'émission Ly α , puis une description des observations d'Émetteurs Ly α à grand redshift.

Chapitre 3

Lyman-alpha et les galaxies

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 3.1 | La physique de la raie Lyman-alpha | 45 |
| 3.1.1 | Atome d'hydrogène | 46 |
| 3.1.2 | Résonance et transfert | 47 |
| 3.1.3 | Approches analytiques du transfert Ly α | 52 |
| 3.2 | Production de la raie Lyα dans le milieu interstellaire | 54 |
| 3.2.1 | Le milieu interstellaire | 54 |
| 3.2.2 | Mécanismes conduisant à l'émission de photons Ly α | 55 |
| 3.3 | L'émission Lyman-alpha dans le contexte observationnel | 62 |
| 3.3.1 | Détectabilité de la raie Ly α | 62 |
| 3.3.2 | Méthodes de détection des Émetteurs Ly α | 65 |
| 3.3.3 | Propriétés des LAEs | 69 |
| 3.3.4 | Galaxies à discontinuité de Lyman | 77 |

Ce chapitre présente les ingrédients physiques qui doivent être inclus dans notre modèle pour décrire l'émission et le transfert de la raie Ly α , ainsi que les contraintes observationnelles relatives aux LAEs à grand redshift.

Pour définir le cadre théorique nécessaire par la suite, nous aborderons tout d'abord les mécanismes régissant le transfert de la raie Ly α . Le scénario communément admis décrivant la production de la raie Ly α dans le milieu interstellaire via la recombinaison des atomes d'hydrogène dans les régions HII sera détaillé dans un second temps. Dans une troisième partie, nous décrirons les différentes méthodes observationnelles utilisées pour détecter les LAEs, ainsi que les propriétés de ces objets. Nous présenterons aussi brièvement une autre population de galaxies, les galaxies à discontinuité de Lyman, dans lesquelles l'émission Ly α est parfois observée.

3.1 La physique de la raie Lyman-alpha

Dans cette section, nous passons en revue les différents mécanismes de transfert de la raie Ly α de l'hydrogène dans le gaz. Nous décrivons tout d'abord la transition énergétique de l'atome

d'hydrogène à laquelle cette raie correspond. Nous définissons ensuite (i) les différents outils théoriques nécessaires pour décrire le transfert de la raie Ly α , et (ii) les processus gouvernant le transfert. Enfin, nous rappellerons brièvement les modèles analytiques existants qui traitent le transfert de la raie Ly α dans le milieu interstellaire des galaxies.

Le terme *photon* Ly α , plutôt que le terme *raie* Ly α , sera parfois utilisé par la suite quand nous discuterons les processus de diffusion.

3.1.1 Atome d'hydrogène

L'atome d'hydrogène est un système pouvant être décrit par la fonction d'onde $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r})e^{-iEt/\hbar}$. E est l'énergie du système dans l'état considéré et \hbar la constante de Planck réduite.

La partie indépendante du temps $\Psi(\mathbf{r})$ de la fonction d'onde peut être décomposée en trois termes séparés contenant les variables en coordonnées sphériques r, θ, ϕ : $\Psi(\mathbf{r}) = R_{nl}(r)\Theta_{lm}(\theta)\Phi_m(\phi)$ où n, l et m sont respectivement les nombres quantiques principal, orbital et magnétique de l'état considéré. La résolution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps pour la partie radiale des vecteurs propres donne l'énergie des différents niveaux.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla^2 + V(r) \right] R_{nl}(r) = ER_{nl}(r) \quad (3.1)$$

$V(r)$ est le potentiel électrostatique coulombien du système :

$$V(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3.2)$$

où e est la charge de l'électron et ϵ_0 la permittivité dans le vide.

Les valeurs propres du système ne peuvent prendre que des valeurs *quantifiées*, E_n .

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad (3.3)$$

La valeur de la longueur d'onde λ d'un photon nécessaire pour faire passer le système d'un état initial i à un état final f est donnée par la relation

$$E_f - E_i = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \implies \lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (3.4)$$

L'énergie minimale d'ionisation ($n = 1 \rightarrow \infty$) de l'atome d'hydrogène est donc $E_{ion} = 13.6$ eV, soit $\lambda = 912$ Å.

La transition correspondant à Ly α est $n = 2 \rightarrow 1$ entre le premier état excité et le niveau fondamental de l'atome d'hydrogène. Elle donne naissance à l'émission d'un photon Ly α d'une énergie de 10.2 eV, soit $\lambda = 1216$ Å (1215.66 Å plus exactement).

Comme indiqué par l'équation 3.3, l'énergie d'un niveau ne dépend que du nombre quantique principal. A chaque niveau principal n , il peut exister différents états possibles dégénérés. L'état énergétique de l'atome d'hydrogène dépend également du moment orbital l (tel que $l = 0, 1, \dots, n - 1$) et du spin de l'électron s ($s = \pm 1/2$). Chaque niveau peut être *dégénéré*, selon les valeurs pouvant être prises par l et s .

Chaque sous-niveau peut être exprimé comme ceci : nL_j où $L = S, P, D, \dots$ pour des valeurs du moment orbital $l = 0, 1, 2, \dots$ ($n > l$), et de moment cinétique total (couplage avec le spin de l'électron) $j = l \pm \frac{1}{2}$ ($j > 0$). En prenant des effets plus fins en considération, il est possible de lever la *dégénérescence* des états n . Dans le cas des deux premiers niveaux de l'hydrogène ($n = 1, 2$), plusieurs mécanismes induisent soit une déviation de l'énergie du niveau par rapport à la valeur donnée par l'équation 3.3, soit la division d'un niveau en sous-niveaux :

- La structure fine (provenant de l’interaction du spin de l’électron avec son moment orbital) conduit à une modification de l’énergie du niveau $1S_{1/2}$ et à une différence d’énergie entre les deux sous-niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$, d’une part, et $2P_{3/2}$ d’autre part.
- Un effet d’électrodynamique quantique, le *Lamb shift* (qui est dû à l’interaction du système avec des photons ‘virtuels’), lève la dégénérescence des sous-niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$.
- La structure hyperfine des états (qui provient du couplage entre le spin de l’électron et le spin du noyau) scinde chacun des sous-niveaux en deux.

La plupart du temps, ces effets peuvent être négligés pour traiter le transfert des photons $\text{Ly}\alpha$ dans le milieu interstellaire des galaxies¹.

En revanche, une autre considération quantique a un impact sur le mécanisme de production des photons $\text{Ly}\alpha$ dans les galaxies. Du fait de la loi de conservation du moment angulaire total, la conservation de la parité et des propriétés quantiques du photon (le photon a un spin de 1, et l’état de moment de spin $m_s = 0$ est interdit), la transition du niveau $2S_{1/2}$ au niveau $1S_{1/2}$ est interdite. Sur une échelle de temps très longue, de l’ordre d’une seconde, un électron du niveau $2S_{1/2}$ reviendra au fondamental par émission spontanée de deux photons *du continu*, de polarisation opposée.

Par conséquent, seuls les états $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ pourront donner naissance à un photon $\text{Ly}\alpha$.

3.1.2 Résonance et transfert

Largeur naturelle de la raie Un atome d’hydrogène dans l’état $2P$ a une durée de vie finie, donnée par son taux d’émission spontanée (ou coefficient d’Einstein A_{12}) $\Gamma = 6.26 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$. Le principe d’incertitude d’Heisenberg ($\Delta E \Delta t \sim h$) impose donc que l’énergie du niveau ne soit pas exactement discrète. Cet *élargissement naturel* de l’énergie du niveau implique que la fréquence de la radiation $n = 2 \rightarrow 1$ soit soumise à la même incertitude $\Delta E \sim h \Delta \nu$. Cela signifie que la fréquence d’un photon émis par désexcitation $2P \rightarrow 1S$ d’un atome d’hydrogène n’est pas unique, mais donnée par une distribution. Cette distribution est caractérisée par une Lorentzienne $\Phi_L(\nu)$ (Mihalas, 1978) :

$$\Phi_L(\nu) = \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha})^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (3.5)$$

avec la fréquence $\nu_{\text{Ly}\alpha} = 2.466 \times 10^{15} \text{ Hz}$. On exprime parfois l’élargissement naturel selon $\Delta \nu_L = \frac{\Gamma}{2\pi}$.

Inversement, un atome dans son état fondamental pourra être excité au niveau $2P$ par absorption de photons dont la fréquence ν n’est pas exactement $\nu_{\text{Ly}\alpha}$.

Section efficace de diffusion La probabilité de diffusion d’un photon de fréquence ν dans la raie $\text{Ly}\alpha$ par un atome d’hydrogène dépend de la section efficace de diffusion $\sigma(\nu)$:

$$\sigma(\nu) = \sigma_{\text{Ly}\alpha} \Phi_L(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha})^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (3.6)$$

¹Les différences d’énergie entre ces sous-niveaux sont de l’ordre de 10^{-5} eV , ce qui est infime comparé à l’énergie du niveau $n=2$ (10.2 eV) calculée sans prendre en compte la levée de dégénérescence des niveaux. Cependant, l’écart entre les sous-niveaux est un ordre de grandeur plus élevé que la largeur naturelle de la raie $\text{Ly}\alpha$ (10^{-6} eV). La prise en compte des sous-niveaux pourrait donc s’avérer importante dans les modèles de transfert $\text{Ly}\alpha$. Toutefois, dans le milieu interstellaire des galaxies, les photons $\text{Ly}\alpha$ diffusent sur des atomes d’hydrogène qui ont un mouvement thermique. L’effet Doppler, induit par les vitesses relatives des particules, élargit assez la largeur de raie $\text{Ly}\alpha$ pour que cet effet soit en fait négligeable (Ahn et al., 2001).

où $\sigma_{Ly\alpha} = 6.9 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$ est la section efficace pour la fréquence de résonance $\nu = \nu_{Ly\alpha}$. $f_{12} = 0.4162$ est la force d'oscillateur pour la transition $n = 1 \rightarrow n = 2$, et m_e la masse de l'électron.

Dans un gaz contenant de l'hydrogène neutre, les photons de fréquence $\nu \sim \nu_{Ly\alpha}$ sont diffusés de manière *résonnante* : ils sont sans cesse absorbés et réémis par les atomes à une fréquence proche du centre de raie.

Les atomes d'hydrogène ont un mouvement thermique dans le gaz, décrit par une distribution de vitesse Maxwellienne $f(v)$:

$$f(v)dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/k_B T} dv \quad (3.7)$$

où T est la température du gaz et k la constante de Boltzmann. m et v correspondent respectivement à la masse et la vitesse des particules considérées. La vitesse la plus probable pour des atomes d'hydrogène est donnée par :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m_H}} = 12.85 T_4^{1/2} \quad (3.8)$$

où T_4 la température du milieu en unités de 10^4 K et m_H la masse de l'atome d'hydrogène.

La distribution de vitesses des atomes dans le gaz implique qu'un photon de fréquence ν sera vu par un atome se déplaçant à une vitesse v à une fréquence ν' , grâce à l'*effet Doppler* :

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + v/c} \sim \nu \times (1 - v/c) \quad (3.9)$$

Cet effet contrebalance la diffusion résonnante, en permettant aux photons d'être vus par les atomes à des fréquences décalées du centre de raie Ly α . En prenant en compte le mouvement thermique des atomes, on peut réécrire la section efficace vue par un photon de fréquence ν . La section efficace de diffusion totale $\sigma(\nu)^{tot}$, pour un photon de fréquence ν traversant un gaz composé d'atomes dont les vitesses sont décrites par une distribution Maxwellienne $f(v)$, est donnée par la convolution de la section efficace de diffusion par un atome (Eq. 3.6) et de $f(v)$:

$$\sigma(\nu)^{tot} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu') f(v) dv = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_L(\nu(1 - v/c)) f(v) dv \quad (3.10)$$

Il convient désormais d'exprimer le décalage de fréquence grâce au paramètre de décalage, x :

$$x = \frac{\nu - \nu_{Ly\alpha}}{\Delta\nu_D} \quad (3.11)$$

où $\Delta\nu_D$ est l'*élargissement Doppler* défini par : $\Delta\nu_D = \frac{v_{th}}{c} \nu_{Ly\alpha} = 1.6 \times 10^{11} T_4^{1/2} \text{ Hz}$.

Les distributions Maxwellienne et Lorentzienne en unités x s'expriment de la manière suivante respectivement : $f(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}$ et $\Phi_L(x) = \frac{a}{\pi} \frac{1}{x^2 + a^2}$, où a est la largeur relative des élargissement naturel et Doppler :

$$a = \frac{\Delta\nu_L}{2\Delta\nu_D} \quad (3.12)$$

La section efficace totale (Eq. 3.10) s'écrit alors en fonction de x :

$$\sigma(x)^{tot} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_L(x - y) f(y) dy = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c \Delta\nu_D} f_{12} H(a, x) \quad (3.13)$$

où y est une variable muette. La section efficace d'interaction dans un milieu à 10^4 K d'un photon Ly α ($x = 0$) est de l'ordre de 5.9×10^{-14} cm². $H(a, x)$ est la fonction de Hjerting définie par :

$$H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(y-x)^2 + a^2} \quad (3.14)$$

Cette fonction définit le profil d'absorption de Voigt $\Phi_{\text{Voigt}}(x)$ des photons Ly α par un gaz d'hydrogène dont la distribution de vitesse est décrite par une Maxwellienne :

$$\Phi_{\text{Voigt}}(x) = \frac{H(a, x)}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \quad (3.15)$$

La fonction de Hjerting n'a pas de solution analytique exacte simple, mais on peut dériver une solution approximative selon le régime dans lequel on se trouve, i.e. un photon ayant une fréquence dans le coeur ou dans les ailes du profil d'absorption². La transition entre coeur et aile se situe autour d'une valeur spécifique x_t définie par $x_t = |x| \sim 3.3$ (Dijkstra and Loeb, 2008) pour un gaz de température $T = 10^4$ K. Dès lors, on peut écrire :

$$H(a, x) \sim \begin{cases} e^{-x^2} & : \text{coeur} \\ \frac{a}{\sqrt{\pi}x^2} & : \text{ailes} \end{cases}$$

Pour les photons de petit décalage x , le profil d'absorption se comporte comme une Maxwellienne. Ces photons ont plus de chance d'interagir dans le centre de la raie avec des atomes de vitesse $v \sim x$. Par contre, les photons de grand décalage x ont une plus forte probabilité d'être absorbés dans les ailes du profil d'absorption par des atomes de vitesses proches de 0 car c'est le profil Lorentzien qui domine aux grandes valeurs de x .

Ensuite, la description du transfert des photons Ly α dans le gaz nécessite de prendre en compte plusieurs processus que nous résumons ci-dessous :

- la probabilité qu'un photon Ly α soit diffusé par un atome dans un milieu de densité (ou d'opacité donnée),
- la redistribution en fréquence après diffusion dans le référentiel de l'atome,
- la redistribution en fréquence après diffusion dans le référentiel extérieur,
- la direction du photon après diffusion (redistribution angulaire),
- la destruction de photons par la poussière.

Nous appelons référentiel extérieur, le référentiel dans lequel les atomes ont une vitesse v , donnée par une distribution Maxwellienne.

Nous expliquons plus en détail chacun des points listés ci-dessus dans les paragraphes suivants.

a)- Opacité du gaz Le transfert d'une raie d'intensité I_x (où x est le décalage de fréquence donnée par l'équation 3.11) dans un gaz d'hydrogène de densité n_H est régi par l'équation de transfert, qui peut s'écrire dans le cas présent :

$$\frac{dI_x}{d\tau_x} = -I_x \quad (3.16)$$

²La notion de coeur de la raie Ly α est défini par la transition en fréquence $x_t = |x| \sim 3.3$. Nous utilisons parfois le terme *centre de raie*, qui signifie que la fréquence du photon est en revanche $x \simeq 0$.

où τ_x est l'opacité (ou la profondeur optique) du gaz vue un photon de fréquence x . On peut définir τ_x en fonction de la section efficace de diffusion totale (Eq. 3.13) :

$$\tau_x = \int_0^s n_{\text{H}} \sigma_x^{\text{tot}} ds \quad (3.17)$$

où ds est l'élément de longueur dans le gaz. La probabilité qu'un photon de fréquence x parvienne à parcourir une distance s sans interagir est alors : $P = e^{-\tau_x}$. Sa probabilité d'être diffusée par un atome est au contraire : $P_{\text{diff}} = 1 - e^{-\tau_x}$.

Pour un milieu homogène, on peut définir la densité de colonne de H neutre par $N_{\text{H}} = n_{\text{H}} s$ atomes.cm⁻². Dès lors, l'opacité vue par un photon dans un milieu de densité de colonne N_{H} s'écrit simplement :

$$\tau_x = \sigma_x^{\text{tot}} N_{\text{H}} \quad (3.18)$$

τ_x est maximal au centre de la raie Ly α (i.e. pour $x = 0$).

L'opacité peut être vue comme le nombre de libres parcours moyen l que doit effectuer un photon pour traverser un gaz de densité de colonne N_{H} . Si le processus de diffusion des photons de fréquence ν_0 était une pure marche aléatoire dans un gaz dense et statique absorbant de manière monochromatique les photons à la fréquence ν_0 , le nombre de diffusions subies par ces photons serait $N_{\text{diff}} \sim \tau^2$. Or, l'élargissement de la raie, via le décalage Doppler durant les diffusions, *facilite* le transfert des photons qui peuvent diffuser dans les ailes du profil d'absorption (i.e. à $\nu \neq \nu_0$). Les photons ayant diffusé dans les ailes du profil d'absorption auront alors une fréquence décalée par rapport au centre de raie. La section efficace de diffusion de ces photons sera plus faible que ceux ayant une fréquence ν_0 . Leur nombre de diffusions est alors de l'ordre de τ (Adams, 1972).

b)- Diffusion cohérente A chaque diffusion, le photon va être absorbé, puis réémis à la même fréquence dans le référentiel de l'atome³. La diffusion est dite *cohérente*. La cohérence de la diffusion n'est vraie que dans le référentiel de l'atome, et pas dans le référentiel extérieur. La Figure 3.1 illustre l'interaction d'un photon incident de direction \vec{k}_i sur un atome d'hydrogène de vitesse \vec{v} faisant un angle β avec \vec{k}_i . Le photon réémis après diffusion a une nouvelle direction donnée par \vec{k}_f .

Considérons un atome de vecteur vitesse \vec{v} qui absorbe (et réémet) un photon de fréquence ν dans son référentiel au repos. Les fréquences d'absorption et de réémission mesurées dans le référentiel extérieur ν_i^{ext} et ν_f^{ext} sont différentes étant donné que la composante de la vitesse de l'atome n'est pas la même selon les directions du photon avant et après diffusion (cf Figure 3.1) :

$$\nu_i^{\text{ext}} = \nu \times (1 - \vec{k}_i \cdot \vec{v}/c) \quad (3.19)$$

et

$$\nu_f^{\text{ext}} = \nu \times (1 - \vec{k}_f \cdot \vec{v}/c) \quad (3.20)$$

c)- Redistribution angulaire La direction de réémission d'un photon d'angle incident β n'est pas isotrope (comme cela a été montré par Hamilton, 1947; Chandrasekhar, 1960; Stenflo, 1980, et illustrée sur la Figure 3.1) mais elle dépend à la fois de l'angle de diffusion incident β et du régime d'interaction (cœur ou aile). L'angle d'incidence β est l'angle entre la direction

³En réalité, une infime perte d'énergie est cependant causée par l'effet de recul de l'atome lors de la diffusion.

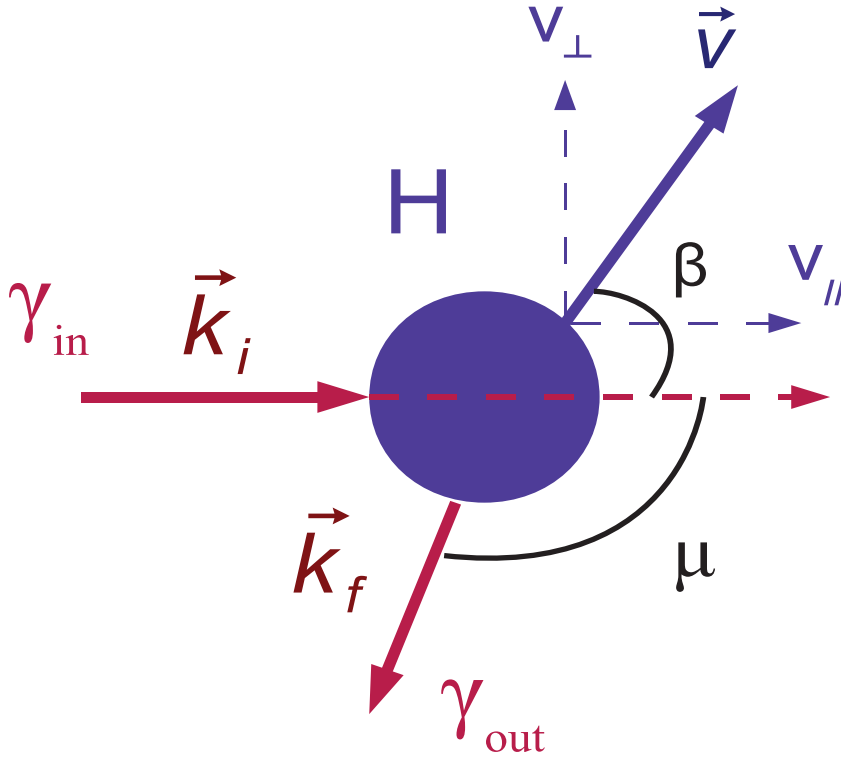


FIG. 3.1: Schéma illustrant la diffusion d'un photon incident γ_{in} de direction \vec{k}_i , sur un atome d'hydrogène H de vitesse \vec{v} . \vec{v} peut se décomposer en vitesse parallèle et en vitesse perpendiculaire v_{\perp} à la direction du photon incident $v_{//}$. L'angle β est l'angle entre \vec{k}_i et \vec{v} . Après diffusion, l'atome réémet un photon γ_{out} dont la direction k_{if} est calculée selon l'Eq. 3.21.

incidente du photon \vec{k}_i et la direction de vecteur vitesse de l'atome \vec{v} avec lequel il va interagir. La redistribution angulaire est donnée par la fonction de phase $p(\beta)$ (qui satisfait $\int p(\beta)d\Omega = 4\pi$ où $d\Omega$ est l'élément d'angle solide) :

$$p(\beta) = \begin{cases} \frac{11}{12} + \frac{3}{12}\cos^2\beta & : \text{coeur} \\ \frac{3}{4} + \frac{3}{4}\cos^2\beta & : \text{ailes} \end{cases} \quad (3.21)$$

Les photons Ly α ont par conséquent plus de chance d'être diffusés colinéairement à leur direction incidente.

d)- Redistribution Doppler en fréquence En prenant en compte la redistribution angulaire, Hummer (1962) a dérivé une solution pour la redistribution en fréquence de photons ayant été diffusés. Pour des photons incidents de décalage x (compris entre x_{min} et x_{max}) qui sont réémis à x' après diffusion par des atomes de vitesse v , la fonction de redistribution $R(x, x')$

dans le référentiel extérieur s'écrit :

$$R(x, x') = \frac{3\pi^{-3/2}}{8} a \int_{\frac{1}{2}|x_{max}-x_{min}|}^{\infty} e^{-v^2} \int_{x_{max}-v}^{x_{min}+v} \left[3 - \left(\frac{x-t}{v} \right)^2 - \left(\frac{x'-t}{v} \right)^2 + 3 \left(\frac{x-t}{v} \right)^2 \left(\frac{x'-t}{v} \right)^2 \right] \frac{dt dv}{t^2 + a^2} \quad (3.22)$$

où t est une variable muette et a l'élargissement relatif de la raie Ly α donné par l'équation 3.12.

Interaction avec la poussière Lors de leur parcours dans le gaz, les photons Ly α peuvent interagir avec des grains de poussière. Ces grains peuvent soit les diffuser, soit les détruire. La section efficace d'interaction d'un photon avec un grain de poussière est la somme des sections efficaces de diffusion (photon non détruit) et d'absorption (photon détruit) :

$$\sigma_{int} = \sigma_a + \sigma_d = \pi p^2 (Q_a + Q_d) \quad (3.23)$$

où p est la taille d'un grain de poussière, et Q_a et Q_d sont les efficacités d'absorption et de diffusion respectivement. Le rapport Q_a/Q_d définit l'albédo qui vaut environ 0.32 (Li and Draine, 2001). L'opacité de la poussière τ_d est le produit de σ_a et de la densité numérique de grains de poussière dans le milieu.

Les principaux mécanismes physiques gouvernant le transfert de la raie résonnante Ly α ayant été expliqués, nous discutons brièvement ci-dessous les approches analytiques qui ont été développées par plusieurs auteurs.

3.1.3 Approches analytiques du transfert Ly α

Plusieurs modèles analytiques ont été développés pour décrire le transfert Ly α dans le milieu interstellaire (Adams, 1972; Harrington, 1973; Neufeld, 1990; Dijkstra et al., 2006). Des solutions existent uniquement pour des configurations idéalisées.

Neufeld (1990) dérivent une solution analytique pour le transfert d'une raie Ly α monochromatique de fréquence x dans une tranche de gaz de longueur infinie (*slab* en anglais), sans poussière, et d'opacité de gaz τ_0 . L'émission source provient d'une fine tranche de gaz d'opacité τ'_s . L'intensité $J(x, \tau_0)$ émergente est donnée par ;

$$J(\tau_0, x) = \frac{\sqrt{6}}{24} \frac{x^2}{a\tau_0} \frac{\cos(\pi\tau'_s/2\tau_0)}{\cosh[(\pi^4/54)^{1/2}|x^3 - x_i^3|/a\tau_0] - \sin(\pi\tau'_s/2\tau_0)} \quad (3.24)$$

La figure 3.2 montre les spectres émergents de la tranche obtenus avec ce modèle (figure faite par P. Laursen). Les spectres de différentes couleurs correspondent à différentes valeurs de τ_0 . Les profils de raie présentent tous une absorption au coeur de la raie ($x \sim 0$), et deux pics symétriques situés à $x \sim \pm(a\tau_0)^{1/3}$. L'augmentation de l'opacité de gaz τ_0 élargit l'écart entre les pics. Ce comportement est dû au fait que, plus τ_0 est grand, plus les photons Ly α diffusent un grand nombre de fois. Ils diffusent jusqu'à acquérir une fréquence assez décalée du coeur de la raie Ly α (i.e. que x soit assez grand) pour que l'opacité du gaz τ_0 diminue ($\tau_0 = \tau_0(x)$ d'après l'équation 3.18).

Neufeld (1990) trouve un nombre de diffusions cohérent avec l'interprétation de Adams (1972), i.e. $N_{diff} \sim \tau_0$ (voir la discussion plus haut sur le nombre de diffusion des photons Ly α dans le

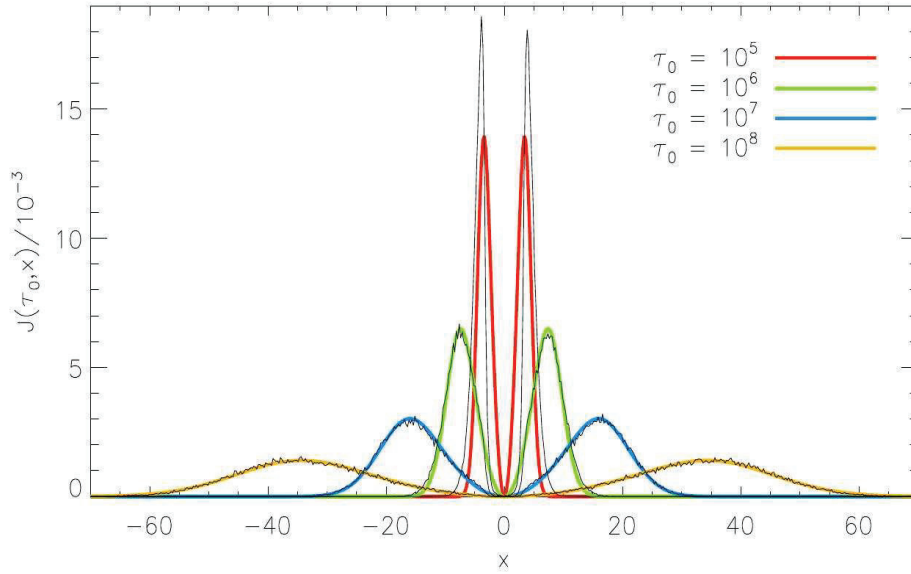


FIG. 3.2: Spectres calculés grâce la solution de [Neufeld \(1990\)](#) pour le transfert d'une raie monochromatique dans une tranche de gaz sans poussière pour différentes profondeurs optiques. Crédits : P.Laursen.

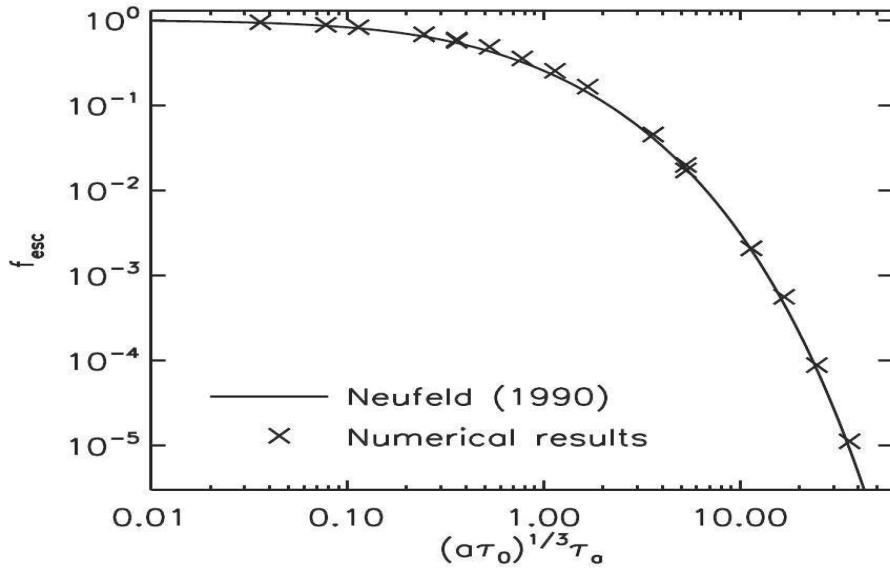


FIG. 3.3: Diminution de la fraction d'évasion en fonction de la profondeur optique de HI τ_0 pour une quantité de poussière fixée. Cette figure (Credits : P.Laursen) montre le bon accord entre la prédiction analytique de [Neufeld \(1990\)](#) et un code de transfert numérique ([Laursen and Sommer-Larsen, 2007](#)).

gaz). En incorporant de la poussière, d'opacité τ_a , Neufeld (1990) prédit la fraction d'évasion de photons du milieu en fonction de τ_0 . A quantité de poussière fixée ($= \tau_a$ fixée), la fraction d'évasion Ly α diminue fortement lorsqu'on augmente la profondeur optique de HI (cf figure 3.3). Ce comportement est dû à l'augmentation du chemin parcouru par les photons Ly α à cause de leurs multiples diffusions sur les atomes. Le modèle développé par Neufeld (1990) suppose une géométrie du gaz sous forme de tranche. Dijkstra et al. (2006) ont étendu ce modèle à la sphère statique. Ils trouvent des résultats assez similaires à ce dernier, i.e. pics symétriques et $N_{\text{diff}} \sim \tau_0 \sim 0.5 N_{\text{diff,Neufeld}}$.

L'approche analytique pour des configurations plus sophistiquées (géométrie, cinématique...) est trop complexe pour être abordée analytiquement, et le recours au transfert numérique est nécessaire (Ahn et al., 2001; Tasitsiomi, 2006a; Dijkstra et al., 2006; Verhamme et al., 2006; Laursen and Sommer-Larsen, 2007). C'est ce type d'approche numérique que nous utiliserons pour la modélisation des Émetteurs Ly α (chapitre 5).

Dans la partie suivante, nous décrivons comment l'émission Ly α est produite par les galaxies. La section précédente mettait en place les notions théoriques dont nous aurons besoin ici pour expliquer les processus d'émission Ly α . Bien que plusieurs mécanismes indépendants puissent être à l'origine de la production de photons Ly α , la formation stellaire en est la principale source⁴ de photons Ly α .

3.2 Production de la raie Ly α dans le milieu interstellaire

La production de photons Ly α dans les galaxies découle principalement de la formation stellaire. Les étoiles massives émettent un flux intense capable de photo-ioniser l'hydrogène, présent en grande quantité dans le milieu interstellaire. La recombinaison du gaz dans ces zones ionisées, appelées régions HII, entraîne une production importante de photons Ly α .

Dans cette section, nous donnerons tout d'abord une brève description des caractéristiques globales du milieu interstellaire des galaxies. Ensuite, nous détaillerons les processus de photo-ionisation, puis de recombinaison de l'hydrogène, qui conduisent à l'émission de photons Ly α .

3.2.1 Le milieu interstellaire

Les premiers indices de l'existence d'un milieu interstellaire (MIS) furent décelés au début du 20^e siècle avec la découverte des premières raies d'absorption dans les spectres stellaires. Cependant, il n'était pas encore évident à l'époque que ces raies étaient dues à des nuages de gaz situés dans le milieu interstellaire, ou bien aux étoiles elles-mêmes. L'identification de raies moléculaires dans le MIS dans les années 30, puis la prédiction par H. C. Van der Hulst en 1944 (et sa découverte par H. I. Ewen et E. M. Purcell en 1951) de l'émission hyperfine de l'hydrogène neutre, établirent la présence de grandes quantités de gaz (atomes - hydrogène principalement - et molécules) dans le MIS des galaxies. Entre temps, B. Strömgren proposa que les nébuleuses

⁴Hormis la formation stellaire, d'autres mécanismes peuvent produire une émission Ly α . Le milieu intergalactique, composé en grande partie d'hydrogène neutre, peut être photo-ionisé par le flux ionisant qui provient soit (i) d'un quasar, soit (ii) du fond UV. La recombinaison de l'hydrogène génère une émission Ly α . Cet effet est souvent appelé fluorescence. Par ailleurs, l'effondrement de gaz intergalactique dans le puits de potentiel d'un halo convertit une fraction de son énergie gravitationnelle en photons Ly α en se refroidissant. Ce processus est parfois invoqué pour expliquer l'émission Ly α des fameux *blobs* Ly α (Matsuda et al., 2004). On estime cependant que le flux Ly α généré par ces divers mécanismes est bien inférieur à celui résultant de la formation stellaire dans les LAEs (voir Rauch et al., 2008, pour une discussion de ce sujet). Par conséquent, nous ne les considérerons donc pas dans cette étude.

diffuses présentant une intense raie en émission étaient des régions photoionisées entourant des étoiles chaudes. On dénomme aujourd’hui ces nébuleuses “régions HII”.

Depuis les années 80, l’astronomie spatiale a permis de grandement améliorer notre connaissance du MIS avec l’identification et la mesure d’une multitude de ses composants (atomes, molécules et poussière), grâce à des observations multi-longueurs d’onde (IRAS, COBE, Spitzer, Chandra, Copernicus, IUE, HST, FUSE...). Cependant, les abondances relatives exactes de chacun des éléments chimiques, l’état d’ionisation et la structure du gaz ne sont pas encore bien contraints.

Sur le plan théorique, un modèle souvent utilisé pour décrire le MIS des galaxies est celui proposé en 1977 par [McKee and Ostriker \(1977\)](#). Ces auteurs étendirent le travail de [Field et al. \(1969\)](#) qui décrivaient le MIS avec deux phases stables, tiède et froide (*warm* et *cold*). [McKee and Ostriker \(1977\)](#) ont introduit le processus de supernova à ce modèle, conduisant à l’ajout d’une troisième phase, peu dense et chaude (*hot*). Dans ce modèle, le MIS est décrit par :

- une phase froide (*Cold Neutral Medium, CNM*) de température $T \sim 100$ K, neutre et dense ($n \gtrsim 25$ atomes/cm³) qui ne couvre qu’un petit volume (fraction de remplissage ou *filling factor* $\lesssim 0.05$).
- une phase tiède composée de gaz à $T \sim 10^4$ K en partie neutre (*Warm Neutral Medium, WNM*), et en partie ionisé (*Warm Ionized Medium, WIM*) par les étoiles chaudes et massives. La phase neutre (resp. ionisée) a une densité de l’ordre de 1 atome/cm³ (resp. 0.1/cm³). La fraction d’ionisation de ce gaz est mal contrainte. Cette phase recouvre probablement un grand volume, et contribue fortement à la masse du MIS. Le gaz ionisé est sous forme de bulles autour des étoiles chaudes, et forme ce qu’on appelle communément les régions HII ou sphères de Strömgren.
- du gaz chaud ($\sim 10^6$ K) et ionisé avec une densité de l’ordre de 0.001 atomes/cm³ (*Hot Ionized Medium, HIM*).

La composition chimique du MIS est variable, mais largement dominée par des atomes et ions d’hydrogène et d’hélium. Du gaz moléculaire est également présent sous forme standard (H₂, CO, etc) et plus complexe (hydrocarbures polycycliques aromatiques, PAH). Enfin, une fraction du contenu du MIS est sous forme de grains de poussière (graphite et silicate de taille de l’ordre du micron), distribués dans le gaz. Les grains de poussière se révèlent être des éléments importants pour la formation des molécules H₂ (elles-mêmes responsables de la formation stellaire), pour l’absorption de la lumière ultra-violette (UV) et visible, et la réémission dans l’infra-rouge.

3.2.2 Mécanismes conduisant à l’émission de photons Ly α

En absence de chocs et de champs magnétiques importants, la cinématique et l’état d’ionisation du gaz d’hydrogène⁵ sont principalement régis par les collisions entre particules et le champ radiatif créé par les étoiles.

Dans cette section, nous allons nous intéresser aux mécanismes conduisant à la production de photons Ly α dans les régions environnantes des zones de formation stellaire. Tout d’abord, discuterons à l’aide de modèles de populations stellaires le flux ionisant généré par les étoiles.

⁵Ici, nous considérerons que l’hydrogène est le seul élément mis en jeu. Le cas décrivant la physique d’une nébuleuse gazeuse en présence d’hélium et de métaux est abordé dans [Osterbrock and Ferland \(2006\)](#); [Hartquist \(2003\)](#); [Dopita and Sutherland \(2003\)](#).

Ensuite, nous décrivons l'ionisation du gaz et sa recombinaison dans le but de relier le taux de recombinaison au flux ionisant émis par les étoiles. Enfin, nous verrons comment la luminosité Ly α dépend de ce flux.

3.2.2.1 Formation stellaire et production de photons ionisants

Le flux stellaire peut fortement perturber l'état d'ionisation du gaz, supposé à une température d'environ 10^4 K, situé dans l'environnement des étoiles. Ici, nous allons nous intéresser tout particulièrement aux principales sources d'ionisation du gaz, les étoiles OB. La figure 3.4 présente un spectre stellaire tirée du modèle de d'évolution spectrale des populations stellaires d'âge compris entre 10^5 et 2×10^{10} années de Bruzual and Charlot (2003). Chaque courbe correspond au temps après un sursaut de formation stellaire (*starburst*) instantané. Jusqu'à 10 Myr, le spectre est totalement dominé par les étoiles chaudes, massives et de courte durée de vie de type OB qui émettent une grande quantité de photons capables d'ioniser l'hydrogène ($\lambda < 912 \text{ \AA}$, soit $\nu < 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz}$). Par la suite, ces étoiles entrent dans la phase de supergéantes rouges ce qui entraîne la diminution de l'émission UV et l'augmentation de l'émission infra-rouge. A partir de 100 Myr, les étoiles (plus froides) de la branche rouge asymptotique domine le flux et l'émission ionisante devient très faible.

Sur la figure 3.5, nous montrons la même évolution du spectre stellaire (Bruzual A. and Charlot, 1993) mais pour une formation stellaire constante (et non un *starburst* instantané). Les courbes correspondent une nouvelle fois au temps par rapport à $t = 0$. L'émission UV, et

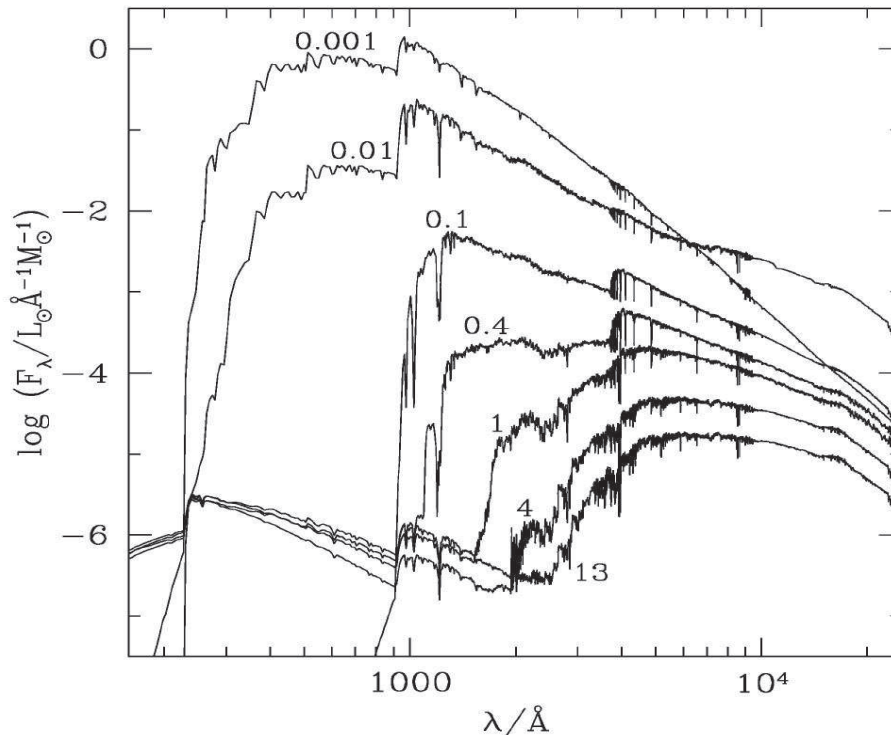


FIG. 3.4: Spectre stellaire tirée du modèle de d'évolution spectrale des populations stellaires d'âge compris entre 10^5 et 2×10^{10} années de Bruzual and Charlot (2003). Chaque courbe correspond au temps après un sursaut de formation stellaire (*starburst*) instantané.

plus particulièrement ionisante, devient quasi-stationnaire à partir de 10 Myr grâce à la création constante d'étoiles massives. Le flux infra-rouge proche augmente en fonction du temps du fait de l'accumulation d'étoiles évoluées.

Si L_ν est la luminosité (en $\text{erg.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$) produite par une ou plusieurs étoiles alors le nombre de photons ionisants ($\nu > \nu_{\text{ion}} = 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz}$) émis par unité de temps $Q(H)$ est donné par :

$$Q(H) = \int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \text{ photons.s}^{-1} \quad (3.25)$$

A titre d'exemple, une étoile de la séquence principale de type B avec une température de surface de 40000K émettra $\sim 5 \times 10^{48} \text{ photons.s}^{-1}$.

3.2.2.2 Photoionisation

Un élément de gaz situé à une distance r de l'étoile sera soumis à un flux ionisant donné par $F_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2}$.

Le taux de photoionisations par unité de volume \dot{N}_I est donné par le produit de ce flux ionisant, de la densité d'atomes d'hydrogène $n(H)$ et de la section efficace d'ionisation $\sigma_H(\nu)$:

$$\dot{N}_I = n(H) \int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} \sigma_H(\nu) d\nu \quad (3.26)$$

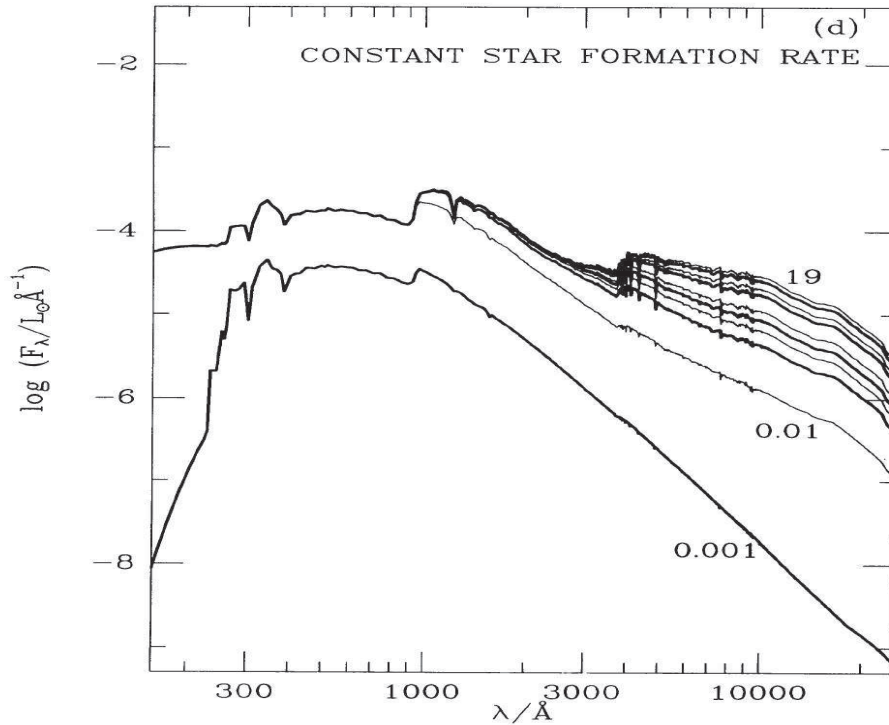


FIG. 3.5: Spectre stellaire tirée du modèle de d'évolution spectrale des populations stellaires d'âge compris entre 10^5 et 2×10^{10} années de Bruzual A. and Charlot (1993). Chaque courbe correspond au temps après d'évolution des populations stellaires pour une formation d'étoiles constante.

Comme nous l'avons vu plus haut, la désexcitation de l'hydrogène est très rapide. Par conséquent, nous pouvons faire l'hypothèse que tous les atomes H sont initialement dans l'état fondamental 1S. La section efficace de photoionisation, correspondant à $H(1S) + \gamma(h\nu) \rightarrow e^- + H^+$, est donné par [Dopita and Sutherland \(2003\)](#) :

$$\sigma_{\text{ion}}(\nu) = 6.3042 \times 10^{-18} \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{ion}}} \right)^{-3.5} \text{ cm}^2 \quad (3.27)$$

où ν_{ion} est la fréquence d'ionisation de l'hydrogène. Nous pouvons réécrire l'équation 3.26 :

$$\dot{N}_I = n(H) \int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} \frac{\int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} \sigma_H(\nu) d\nu}{\int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu} d\nu \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_I &= n(H) \int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} \sigma_H(\nu) d\nu \\ &= n(H) \int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu \frac{\int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu d\nu}{h\nu} \sigma_H(\nu)}{\int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu d\nu}{h\nu}} d\nu \\ &= n(H) \int_{\nu_{\text{ion}}}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} \sigma_{\text{eff}} d\nu \\ &= n(H) \frac{Q(H)}{4\pi r^2} \sigma_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (3.29)$$

où σ_{eff} la section efficace *effective* d'ionisation, i.e la section efficace pondérée par F_ν . Typiquement, $\sigma_{\text{eff}} \sim \sigma_{\nu_{\text{ion}}}$. Pour un élément de gaz de densité numérique de 1 atome par cm^3 situé à une distance typique de 1 pc d'une source produisant des photons ionisants à un taux $Q(H) = 5 \times 10^{48} \text{ photons.s}^{-1}$, le taux de photoionisation est de l'ordre de 10^{-8} s^{-1} . Le temps caractéristique τ_{ion} , correspondant au temps entre deux photoionisations successives d'un atome est alors :

$$\tau_{\text{ion}} \sim 10^8 \text{ s soit environ année.} \quad (3.30)$$

3.2.2.3 Recombinaison

La section efficace de recombinaison sur un niveau quantique n donné est :

$$\sigma_{\text{rec},n}(\nu) = \frac{3 \times 10^{-21}}{n^3} \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right) \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{ion}}} \right)^{-1} g_{n,\infty} \quad (3.31)$$

où $g_{n,\infty}$ est le *Gaunt factor* pour une transition libre-liée qui prend en compte les effets quantiques non pris en compte pour la dérivation (semi-classique) de l'équation 3.31. Il vaut 0.797, 0.935 et 0.857 pour une recombinaison aux niveaux 1S, 2S et 2P de l'hydrogène.

Dans un milieu où les électrons et les protons sont thermalisés, on peut définir la température cinétique T ([Spitzer, 1998](#)). Cette température définit alors les températures des électrons et des protons respectivement : $T \sim T_e \sim T_p$. Le faible rapport de masse électron-proton $\frac{m_e}{m_p} \ll 1$ implique que la vitesse thermique d'un électron est bien supérieure à celle d'un proton dans un milieu thermalisé. La vitesse relative entre protons et électrons est donc de l'ordre de la vitesse thermique v des électrons, donnée par une distribution Maxwellienne $f(v)$ (cf section 3.7). Nous pouvons désormais définir le taux de recombinaison électron-proton par unité de volume \dot{N}_R :

$$\dot{N}_R = n_p n_e \int_0^\infty \sigma_{\text{rec},n} v f(v) dv = n_p n_e \alpha_n(H) \text{ [cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (3.32)$$

où $\alpha_n(H)$ est le coefficient de taux de recombinaison de l'hydrogène (en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) dans un milieu thermalisé où la distribution de vitesse est donnée par une Maxwellienne $f(v)$ (cf section

3.1.2). Pour l'hydrogène, les recombinaisons sur chaque niveau sont suivies d'une ou plusieurs désexcitations radiatives, ayant lieu sur des temps très courts ($\sim 10^{-4} - 10^{-8}$ s). On peut alors définir le coefficient de recombinaison *effectif* sur un niveau n donné, qui est la somme de tous les coefficients de recombinaison aux niveaux supérieurs k :

$$\tilde{\alpha}_n(H) = \sum_{k=n}^{\infty} \alpha_k(H) \sim 1.5(2) \times 10^{-13} \text{ [cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}] \text{ pour } T=10^4 K \text{ et } n=1 \quad (2) \quad (3.33)$$

Pour une température de 10^4 K et $n_e = 1 \text{ cm}^{-3}$, le temps de recombinaison typique du gaz au niveau 1S τ_{rec} peut être estimé à partir du coefficient de recombinaison $\alpha_n(H)$:

$$\tau_{\text{rec}} = 1/(n_e \alpha_1(H)) \sim 10^5 \text{ années} \quad (3.34)$$

Le temps de recombinaison τ_{rec} est largement supérieur au temps de photoionisation τ_{ion} . Un élément de gaz initialement composé d'atomes d'hydrogène neutre va rapidement voir sa fraction d'ionisation x augmenter. x est défini par $x = n_e/n_H = n_p/n_H$, où n_e , n_p et n_H sont respectivement les densités numériques d'électrons, de protons et d'hydrogène. La fraction d'hydrogène neutre va diminuer en $(1 - x)$, tout comme le taux de photoionisation par unité de volume \dot{N}_I (Éq. 3.26). Par conséquent le temps caractéristique de photoionisation augmente. Dove and Shull (1994) ont montré que le temps caractéristique pour que l'équilibre d'ionisation se mette en place est de l'ordre du temps caractéristique d'ionisation τ_{ion} . A l'équilibre d'ionisation, nous pouvons écrire :

$$\dot{N}_I = \dot{N}_R \quad (3.35)$$

Nous avons vu plus haut que le temps de photoionisation d'un atome d'hydrogène était très court. Cela signifie que le libre parcours moyen des photons ionisants ($\lambda < 912 \text{ \AA}$) est très petit (~ 0.1 pc) pour la densité de gaz considérée ici, caractérisée par son *opacité* τ (cf Éq. 3.16). Par conséquent, nous pouvons faire l'hypothèse que chaque photon ionisant créé par recombinaison au niveau $n=1$ est immédiatement réabsorbé localement (il s'agit de l'approximation *on the spot*). Dès lors, il convient, dans l'équation 3.33, de ne considérer que les recombinaisons jusqu'au niveau $n=2$. Cela correspond au cas optiquement épais (grande densité). La transition entre milieux optiquement fin (faible densité) et épais pour un gaz d'hydrogène peut s'exprimer en terme de l'opacité de l'hydrogène τ_0 à la fréquence d'ionisation ν_{ion} :

$$\tau_0 \begin{cases} \ll 1 & : \text{optiquement fin} \\ \gg 1 & : \text{optiquement épais} \end{cases}$$

La différence entre milieux optiquement fin et épais a des conséquences sur la production de photons Ly α , comme nous le verrons dans la section 3.2.2.5.

3.2.2.4 Influence des collisions sur la production de photons Ly α

Dans la section précédente, nous avons uniquement pris en compte la désexcitation des niveaux par émission spontanée. Or, des collisions entre particules pourraient perturber les atomes d'hydrogène et induire des transitions radiatives.

L'importance des processus de désexcitation collisionnels vis-à-vis de l'émission spontanée peut être évaluée en définissant une densité critique n_c :

$$n_c = \frac{A_{ij}}{q_{ij}} \quad (3.36)$$

où A_{ij} (en s^{-1}) et q_{ij} (en $cm^3.s^{-1}$) sont respectivement les taux de transition entre les niveaux quantiques i et j par émission spontanée et par collision.

Les valeurs que prend n_c sont en général bien supérieure aux densités mises en jeu dans les régions HII et ce sont les mécanismes radiatifs qui vont dominer. Par exemple, pour la transition $Ly\alpha$ ($2P \rightarrow 1S$), $A_{ij} = 6.26 \times 10^8 s^{-1}$ et $q_{ij} \sim 10^{-7}$. La densité critique est donc de l'ordre de $10^{16}.cm^{-3}$ (en supposant une température à $T= 10^4$ K. Cependant, dans un milieu optiquement épais ($\tau(Ly\alpha) \sim 10^4$ pour une densité d'un atome par cm^2), un photon $Ly\alpha$ ne va pas s'échapper directement. Il va résonner, c'est-à-dire subir un grand nombre de diffusions (cf section 3.1.2), réexcitant le niveau $2P$. Par conséquent, le temps moyen qu'un atome passera dans le niveau $2P$ est augmenté d'un facteur N_{diff} . N_{diff} , le nombre de diffusions moyen pour un photon $Ly\alpha$, est proportionnel à l'épaisseur optique $\tau(Ly\alpha)$. La densité critique, à partir de laquelle l'excitation collisionnelle devient importante, est alors de l'ordre de 10^{11} atomes. cm^{-3} . Ces densités sont largement supérieures à celles mises en jeu dans le milieu interstellaire et les effets de désexcitation de l'hydrogène via les collisions peuvent donc être négligés.

Comme cela est décrit dans la section 3.1.1, seuls les atomes dans les états $2P$ peuvent produire un photon $Ly\alpha$ car la transition *interdite* $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ s'effectue via l'émission de deux photons du continu.

Enfin notons, que si le gaz était dans un régime collisionnel, un électron sur le niveau $2S_{1/2}$ pourrait se retrouver sur un niveau $2P$ et, *in fine*, produire un photon $Ly\alpha$. Or, le processus inverse $2P \leftarrow 2S$ a une probabilité du même ordre de grandeur et cet effet peut alors être négligé.

3.2.2.5 Production de photons $Ly\alpha$

A l'équilibre d'ionisation, le taux de recombinaison de l'hydrogène dans les régions HII est égal au taux de production de photons ionisants par les étoiles chaudes. Voyons désormais comment le taux d'émission de photons $Ly\alpha$ est relié à ces quantités.

Nous avons vu que l'hypothèse pertinente pour la recombinaison de l'hydrogène dans le milieu interstellaire est le cas optiquement épais dans lequel les recombinaisons au niveau $n=1$ peuvent être omises du fait de la réabsorption quasi-immédiate des photons ionisants. Dès lors, seules les recombinaisons sur les niveaux $n \geq 2$ sont pertinents. Les atomes d'hydrogène ainsi

| Line | Wavelength (Å) | A (sec $^{-1}$) | a_0 (cm 2) | $\tau_0/\tau_{912 \text{ Å}}$ |
|-------------|----------------|--------------------|------------------------|-------------------------------|
| Ly α | 1215.67 | 6.26×10^8 | 5.90×10^{-14} | 9366 |
| Ly β | 1025.72 | 1.67×10^8 | 9.46×10^{-15} | 1501 |
| Ly γ | 972.54 | 6.82×10^7 | 3.29×10^{-15} | 522 |
| Ly 10 | 920.96 | 4.21×10^6 | 1.72×10^{-16} | 27 |
| Ly 15 | 915.82 | 1.24×10^6 | 5.00×10^{-17} | 8 |
| Ly 20 | 914.04 | 5.24×10^5 | 2.10×10^{-17} | 3 |

FIG. 3.6: Caractéristiques des raies de Lyman pour l'hydrogène. A est le taux d'émission spontanée (en s^{-1}), a_0 est la section efficace pour un milieu à $T \sim 10^4$ K. La colonne de droite donne le rapport de l'opacité de l'hydrogène pour différentes raies de Lyman par rapport à la limite de Lyman.

excités ont tendance à revenir au niveau fondamental sur des temps très courts par *cascade radiative*.

L'épaisseur optique (ou opacité) du gaz à une fréquence ν donnée est le produit de la section efficace $\sigma(\nu)$ et de la densité de colonne d'hydrogène (Éq. 3.18). A partir de la formule 3.27 donnant la section efficace d'ionisation, nous pouvons déduire que le milieu devient optiquement épais ($\tau_0 \geq 1$) pour les photons ionisants à partir d'une densité de colonne de d'hydrogène neutre (HI) de l'ordre de 10^{17} atomes.cm⁻². Pour de telles densités de colonne, l'épaisseur optique dans les raies de Lyman est toujours supérieure à 1 et est très élevées pour les premières raies de Lyman : $\tau(Ly\alpha) \sim 10^4$, $\tau(Ly\beta) \sim 10^3$, $\tau(Ly\gamma) \sim 500$, etc (cf table 3.6). Dès lors, durant la cascade radiative, à chaque fois qu'un photon de la série de Lyman sera émis, il aura une grande probabilité d'être réabsorbé et de ne pas s'échapper. Or, pour un état excité de niveau $n \geq 3$, la désexcitation au fondamental n'est pas le seul canal possible. En effet, il peut se désexciter sur un niveau inférieur n' , tel que $1 < n' < n$. A titre d'exemple, un photon $Ly\beta$ a une probabilité d'être diffusé de 0.882 et une probabilité de 0.118 d'être converti en un photon $H\alpha$ ($n = 3 \rightarrow n = 2$). En moyenne, la conversion en $H\alpha$ aura lieu après neuf diffusions. De même, un photon $Ly\gamma$ sera rapidement converti en $P\alpha + H\alpha$ ou en $Ly\beta$. Les temps de désexcitation radiative des niveaux de l'hydrogène étant beaucoup plus courts que le temps caractéristique d'ionisation, toutes les recombinaisons peuvent atteindre le niveau $n=2$. La probabilité de peupler le niveau 2S est d'environ un tiers et celle de peupler un niveau 2P est de deux-tiers. Ce mode de recombinaison (*Cas B*) est valable pour des milieux optiquement épais où les désexcitations collisionnelles peuvent cependant être ignorées.

Rappelons que pour un atome au niveau 2S, un photon $Ly\alpha$ ne sera pas produit (la transition $2S \rightarrow 1S$ étant interdite, voir section 3.1.1) et il y aura émission de deux photons du continu. Par contre, la désexcitation radiative des niveaux 2P conduira à l'émission d'un photon $Ly\alpha$.

En résumé, nous avons vu, qu'à l'équilibre d'ionisation, l'équation 3.35 reliait le taux de recombinaisons au taux d'émission d photons ionisants par les étoiles OB. Par ailleurs, la recombinaison *cas B* conduit à dire que 2/3 des recombinaisons produisent un photon $Ly\alpha$. Par conséquent, nous pouvons écrire que le taux de production de photons $Ly\alpha$ $\dot{N}_{Ly\alpha}$ dans une région HII photoionisée par des étoiles OB est :

$$\dot{N}_{Ly\alpha} = \frac{2}{3}Q(H) \times (1 - f_{esc}^{ion}) \quad (3.37)$$

Le terme $(1 - f_{esc}^{ion})$ est une correction apportée à l'hypothèse que tous les photons ionisants sont absorbés dans la nébuleuse dans le cas optiquement épais. f_{esc}^{ion} est donc la fraction de photons ionisants s'échappant finalement du nuage d'hydrogène.

La luminosité $Ly\alpha$ intrinsèque produite par une galaxie :

$$L_{Ly\alpha}^{intr} = \frac{2}{3}Q(H) \times (1 - f_{esc}^{ion})h\nu_{Ly\alpha}, \quad (3.38)$$

où $Q(H)$ est maintenant la totalité des photons ionisants produits dans la galaxie.

L'équation 3.38 prédisant la luminosité $Ly\alpha$ intrinsèque produite par recombinaison de l'hydrogène dans les galaxies est obtenue via des arguments théoriques. Une autre estimation est souvent utilisée dans la littérature, basée sur la relation empirique entre le SFR et la luminosité $H\alpha$ des galaxies (Kennicutt, 1998) pour une IMF de Salpeter :

$$L_{H\alpha}^{intr}(erg.s^{-1}) = 1.26 \times 10^{41}SFR(M_{\odot}.yr^{-1}) \quad (3.39)$$

où $L_{H\alpha}^{\text{intr}}$ est la luminosité $H\alpha$ corrigée de l'extinction interstellaire. Le cas B de la recombinaison de l'hydrogène prédit un facteur de conversion entre les luminosités $\text{Ly}\alpha$ et $H\alpha$ intrinsèques (Brocklehurst, 1971) donné par :

$$L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} = 8.7L_{H\alpha}^{\text{intr}} \quad (3.40)$$

Par conséquent, la luminosité $\text{Ly}\alpha$ intrinsèque peut être donnée par le SFR grâce à la relation :

$$L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}(\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}) = 1.1 \times 10^{42} \text{SFR}(\text{M}_{\odot}\cdot\text{yr}^{-1}) \quad (3.41)$$

3.3 L'émission Lyman-alpha dans le contexte observationnel

Dans cette section, nous présentons tout d'abord les diverses méthodes de détections des galaxies à grand redshift identifiées grâce à leur raie d'émission⁶ $\text{Ly}\alpha$, les Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ (LAE). Nous récapitulons ensuite les propriétés physiques et les propriétés statistiques de ces galaxies, estimées à partir des observations. Dans une dernière section, les Galaxies à discontinuité de Lyman (LBG), dans lesquelles une émission $\text{Ly}\alpha$ est également parfois détectée, sont également brièvement discutées.

3.3.1 Détectabilité de la raie $\text{Ly}\alpha$

Du fait de l'expansion de l'Univers, l'émission $\text{Ly}\alpha$ des galaxies situées à des redshifts $3 \lesssim z \lesssim 7$ est détectable dans le visible et l'infra-rouge proche. L'intervalle spectral correspondant est $4980 \lesssim \lambda \lesssim 9730 \text{ \AA}$. Malheureusement, plusieurs raies atmosphériques se trouvent dans cette gamme de longueurs d'onde⁷, ce qui gêne la mesure de la raie $\text{Ly}\alpha$. Ces dernières peuvent être soit en émission ([OI] 5577, 5891, 6300, 6364 \AA et OH 6834, 6871, 7914 \AA etc), soit en absorption (O_2 6864, 7604 \AA etc). Dès lors, la raie $\text{Ly}\alpha$ des galaxies lointaines ne pourra être détectée, et correctement mesurée que dans certaines *fenêtres spectrales* situées entre ces raies atmosphériques. Les redshifts les plus couramment utilisés pour la détection d'échantillons d'Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ (LAE) correspondent sont donnés dans la table 3.1.

Des dizaines de relevés ont été menés à ces redshifts depuis une quinzaine d'années. Plus de deux mille LAEs ont été détectés, et les statistiques ne cessent d'augmenter. La table 3.2 liste le nombre de détection, les limites de sélection et les caractéristiques de la plupart des relevés

| z | 3.1 | 3.4 | 3.7 | 4.5 | 4.9 | 5.7 | 6.6 |
|---|------|------|------|------|------|------|------|
| $\lambda_{\text{obs}} = 1216 \times (1 + z) (\text{\AA})$ | 4985 | 5350 | 5715 | 6690 | 7175 | 8150 | 9240 |

TAB. 3.1: Redshift et longueur d'onde, dans le référentiel de l'observateur, auxquels les Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ sont couramment observés. Ces redshifts correspondent à des domaines de longueurs d'onde où il n'y a pas de raies atmosphériques gênant la détection de l'émission $\text{Ly}\alpha$.

⁶

⁷Massey and Foltz (2000) présentent une compilation des principales raies du ciel.

récents de LAEs. Les commentaires relatifs à cette table sont en notes de bas de page^{8 9 10 11}).

⁸Le HETDEX Pilot Survey a pointé quatre champs : COSMOS, GOODS-N, MUNICS-S2 et XMM-LSS.

⁹Acronymes : f-u : *follow-up*. NB : *Narrow-band photometry*. S-S : *Slit-Spectroscopy*. IFS : *Integral Field Spectroscopy*. CDFS : *Chandra Deep Field South*. SDF : *Subaru Deep Field*. SU. : *SUBARU*. S-Cam : *Suprime-Cam*. nc : *non communiqué*.

¹⁰Malhotra and Rhoads (2002) détectèrent initialement 174 LAEs at $z = 4.5$. Dawson et al. (2004, 2007) et Wang et al. (2009) ont complété l'échantillon photométrique (194) et ont confirmé spectroscopiquement 110 objets.

¹¹Cassata et al. (2011) ont détecté 217 LAEs entre $z=2$ et 6.6. 133 des détections sont fortuites (*serendipitous*) (dont le relevé profond couvre 22 arcmin², et le relevé ultra-profond couvre 3.3 arcmin²) et 84 sont des identifications spectroscopiques de champs précédemment observées (relevé profond sur 0.62 deg² et relevé ultra-profond sur 0.16 deg²).

TAB. 3.2: Compilation des relevés de LAEs.

| Auteur | Redshift | $N_{\text{obj}}(\text{f-u})$ | $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha}^{\text{lim}}$ | $L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{lim},42}$ | Technique | Télescope/Instrument | Survey | Taille |
|--------------------------|----------------|------------------------------|--|---------------------------------------|-----------|--------------------------|---------------|---------|
| Ouchi et al. (2008) | $3.13^{+0.03}$ | 356(41) | 64 | 1 | NB | SU./S-Cam (FOCAS-VIMOS) | SXDS | 3538 |
| Gronwall et al. (2007) | $3.11^{+0.02}$ | 162 | 20 | 1.2 | NB | CTIO Blanco/MOSAIC II | CDFS | 993 |
| Kudritzki et al. (2000) | $3.13^{+0.01}$ | 9 | aucune | 1.8 | S-S | VLT/FORS | amas de Virgo | 50 |
| Cassata et al. (2010) | $2 - 6.62$ | 217 | aucune | $\sim 0.1 (z \sim 3)$ | S-S | VLT/VIMOS | VVDS | cf note |
| Ouchi et al. (2008) | $3.69^{+0.03}$ | 101(26) | 44 | 4 | NB | SU./S-Cam (FOCAS-VIMOS) | SXDS | 3474 |
| Rauch et al. (2008) | $2.67 - 3.75$ | 27 | aucune | $\sim 0.08 (z \sim 3)$ | S-S | VLT/FORS2 | Quasar | 0.252 |
| Blanc et al. (2010) | $1.9 - 3.8$ | 98 | 20 | $4 (z \sim 3)$ | IFS | HET/VIRUS | HETDEX-PS | 169 |
| Malhotra & Rhoads (2002) | $4.47^{+0.10}$ | 194(110) | 14 | 5 | NB | Mayall/MOSAIC | LALA | 1116 |
| Ouchi et al. (2003) | $4.86^{+0.03}$ | 87 | 14 | 0.8 | NB | SU./S-Cam | SDF | 543 |
| Shioya et al. (2009) | $4.86^{+0.03}$ | 79 | 11 | 3 | NB | SU./S-Cam | COSMOS | 6588 |
| Yamada et al. (2005) | $3 - 5$ | 198 | 20 | $5 (z=4)$ | IB | SU./S-Cam | SXDS | 944 |
| Murayama et al. (2007) | $5.70^{+0.05}$ | 119 | 18 | 6.3 | NB | SU./S-Cam | COSMOS | 6696 |
| Shimasaku et al. (2006) | $5.70^{+0.05}$ | 89(28) | 20 | 2.2 | NB | SU./S-Cam (FOCAS-DEIMOS) | SDF | 725 |
| Rhoads & Malhotra (2001) | $5.73^{+0.06}$ | 18 | 14 | 5 | NB | Mayall/MOSAIC | LALA | 1116 |
| Ouchi et al. (2008) | $5.70^{+0.05}$ | 401(17) | 27 | 3 | NB | SU./S-Cam (FOCAS-VIMOS) | SXDS | 3722 |
| Ajiki et al. (2003) | $5.70^{+0.05}$ | 20(2) | 25 | 7 | NB | SU./S-Cam (FOCAS-ESI) | Quasar | 720 |
| Ajiki et al. (2006) | $5.70^{+0.05}$ | 14 | 17 | 4.8 | NB | SU./S-Cam | GOODS N-S | 320 |
| Hu et al. (2010) | $5.70^{+0.05}$ | (87) | nc | 5.6 | NB | SU./S-Cam (DEIMOS) | 7 fields | 4168 |
| Kashikawa et al. (2006) | $6.56^{+0.05}$ | 75(17) | 7 | 2 | NB | SU./S-Cam (FOCAS-DEIMOS) | SDF | 876 |
| Ouchi et al. (2010) | $6.56^{+0.05}$ | 207(24) | 14 | 2.5 | NB | SU./S-Cam (DEIMOS) | SXDS | 3238 |
| Hu et al. (2010) | $6.54^{+0.08}$ | (27) | nc | 6.7 | NB | SU./S-Cam (DEIMOS) | 7 fields | 4168 |

Col. (1) : Redshift. Col. (2) : Nombre de LAEs détectés ; Le nombre de confirmations spectroscopiques par follow-up est donné entre parenthèses. Col. (3) : Largeur équivalente Ly α seuil en Å. Col. (4) : Luminosité Ly α seuil en unités de $10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$ (calculée en supposant $h = 0.7$ et $\Omega_m = 0.3$). Col. (5) : Méthode d'observation. Col. (6) : Télescope et détecteur utilisés. En cas de follow-up spectroscopique, le nom du spectrographe est précisé entre parenthèse. Col. (7) : Nom du champ observé. Col. (8) : Taille du champ observé en arcmin².

3.3.2 Méthodes de détection des Émetteurs Ly α

La détection d'Émetteurs Ly α (LAE) à grand redshift peut être conduite suivant deux méthodes distinctes : la technique en bande étroite (ou *Narrow Band*, ou NB) et la spectroscopie. Très souvent, pour les relevés en bande étroite, un suivi spectroscopique est mené sur une partie de l'échantillon observé, dans le but de confirmer/infirmier une détection Ly α , ou bien d'étudier plus en détail les LAEs observés grâce à leur raie Ly α .

3.3.2.1 Technique de bande étroite

La détection photométrique de la raie en émission Ly α dans les galaxies à grand redshift s'effectue par la technique de bande étroite. Un filtre couvrant une petite gamme de longueur d'onde (~ 100 Å typiquement) est centrée sur la raie Ly α décalée vers le rouge, au redshift où l'on souhaite observer des LAEs (voir figure 3.7). Par exemple, pour effectuer un relevé à $z = 3.1$, il faut un filtre placé à $\lambda_{\text{obs}} = (1 + z = 4.1) \times 1216 = 4985$ Å. Un ou deux filtres larges mesurent le flux autour de cette longueur d'onde sur des intervalles spectraux plus grands ($\gtrsim 1000$ Å typiquement). En cas d'excès de flux dans la bande étroite comparativement à ceux dans la ou les bandes larges, il y a alors détection d'une source émettrice dans une raie donnée, potentiellement Ly α (voir la section 3.3.2.3 sur l'identification des intrus). La figure 3.8 montre trois champs différents, où des objets sont observés dans la bande étroite (à gauche), mais pas dans la bande large (à droite). Ces objets sont donc des candidats LAE.

La technique de bande étroite utilise des critères de flux dans les différents filtres pour sélectionner les LAEs. Par exemple, pour le relevé réalisé par Ouchi et al. (2003) à $z = 4.9$, le

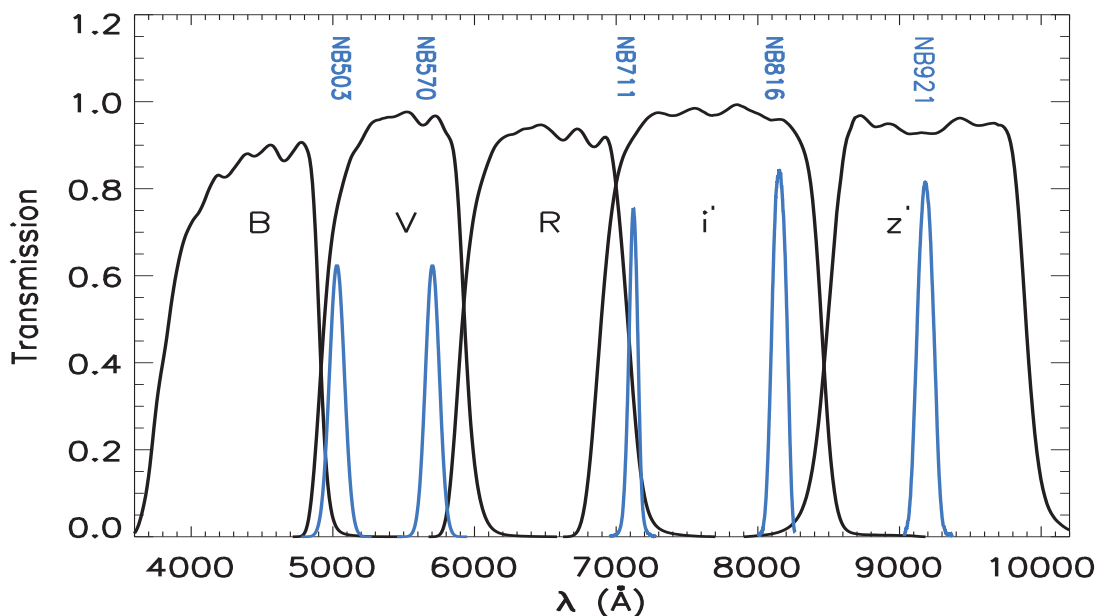


FIG. 3.7: Filtres larges et étroits de Subaru/Suprime-Cam utilisés par Ouchi et al. (2003, 2008, 2010) pour leurs relevés NB Ly α à $z = 3.1, 3.7, 4.9, 5.7$ et 6.6 .

critère de sélection est donné par :

$$(R + i')/2 - NB711 > 0.8 \quad (3.42)$$

où R , i' et NB711 sont respectivement les flux mesurés dans les deux bandes larges et la bande étroite. Le critère de sélection en flux NB711 correspond au flux $\text{Ly}\alpha$ mesurable dans le relevé. Le critère 3.42 impose également une limite en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ (dans le référentiel de l'observateur).

La technique de bande étroite s'est révélée très efficace pour détecter des LAEs à grand redshift conduisant à la découverte de plus de deux mille sources (Cowie and Hu, 1998; Malhotra and Rhoads, 2002; Ouchi et al., 2003; Shimasaku et al., 2006; Gronwall et al., 2007; Ouchi et al., 2008; Shioya et al., 2009; Ouchi et al., 2010; Hu et al., 2010, etc; voir table 3.2). Ces relevés ont été principalement avec le télescope SUBARU (voir Ouchi et al., 2008, par exemple), Mayall (Rhoads et al., 2000, pour le *Large Lyman Alpha survey*) et au CTIO Blanco (cf Gronwall et al., 2007).

3.3.2.2 Spectroscopie

Les méthodes visant à obtenir les spectres des galaxies $\text{Ly}\alpha$ sont variées et dépendent du type de spectrographe utilisé.

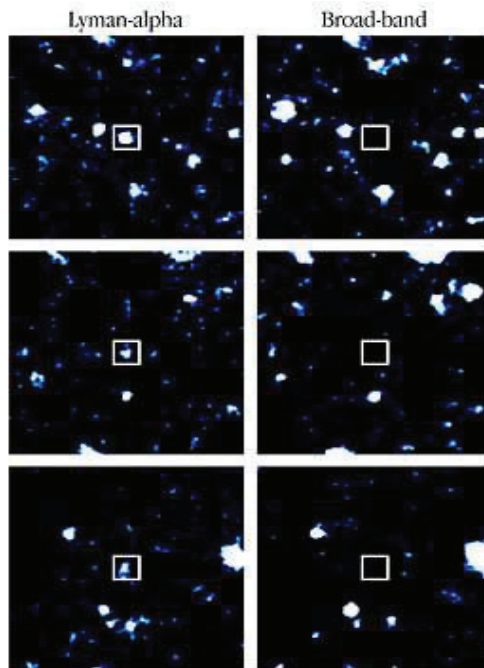


FIG. 3.8: Cette figure présente trois champs de 24 arcsec^2 observés au VLT. A gauche, il s'agit de l'image construite à partir d'un filtre étroit centré sur 3814 \AA . Au centre de chacun des champs, on note la présence d'une source émettant fortement à cette longueur d'onde. A droite, les images des trois mêmes champs vus à travers une bande large centrée sur 4290 \AA . Ces sources ne sont pas détectées dans cette bande, ce qui signifie qu'il s'agit d'objets présentant une intense émission à la longueur d'onde 3814 \AA . Ces objets sont par conséquent des candidats LAEs à un redshift 2.2. Credit : ESO.

La spectroscopie longue-fente (*long-slit*) utilise une ou plusieurs fentes pour disperser la lumière, et produit un spectre pour toute la région du ciel couverte par la fente. Des relevés basés sur cette technique ont été menés pour détecter des raies en émission $\text{Ly}\alpha$ soit “en aveugle” dans un champ donné (Rauch et al., 2008, utilisant VLT-FORS2), ou soit de manière fortuite (Cassata et al., 2011) avec le spectrographe VIMOS (Le Fèvre et al., 2003) installé au VLT.

La spectroscopie intégrale de champ produit un spectre par pixel imagé d’une même région ce qui permet de reconstruire une image du champ observé. Par exemple, le spectrographe intégral de champ SAURON (Bacon et al., 2001) a observé l’émission $\text{Ly}\alpha$ diffuse autour de LBGs, permettant de produire un spectre à trois dimensions (x, y, λ) (cf figure 3.9 Bower et al., 2004). Sur cette figure, les différentes couleurs indiquent le décalage de fréquence autour de la fréquence $\text{Ly}\alpha$. L’instrument MUSE (Bacon et al., 2006), qui sera installé au VLT en 2013, observera des milliers de LAEs à grand redshift grâce à cette technique (voir Chapitre 6).

Dressler et al. (2011) ont conduit un relevé de LAEs “en aveugle” à $z=5.7$ avec le spectrographe IMACS, grâce à la technique de spectroscopie multi-fente en bande étroite (*Multi-slit Narrow-band spectroscopy*, MNS). Cette méthode, introduite par Crampton and Lilly (1999), consiste à sélectionner une gamme spectrale située entre les raies du ciel avec une bande intermédiaire. Un système de fentes disposées sur un masque permet l’obtention du spectre des objets sélectionnés.

Enfin, un suivi spectroscopique des candidats LAEs photométriques, détectés par la technique de bande étroite, est parfois conduit pour confirmer ou infirmer l’identification de la raie $\text{Ly}\alpha$ (Ouchi et al., 2008; Hu et al., 2010).

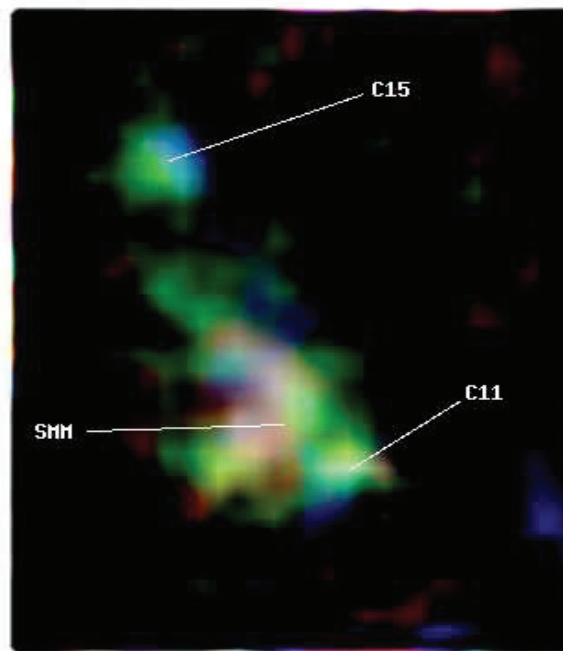


FIG. 3.9: Distribution spectrale et spatiale de l’émission diffuse $\text{Ly}\alpha$ dans l’environnement de LBGs à $z\sim 3$, obtenue par spectroscopie intégrale de champ (SAURON, Bower et al., 2004). Sur cette image, les zones en rouge (resp. en bleu) ont des longueurs d’onde décalées vers le rouge (resp. vers le bleu) par rapport au centre de raie $\text{Ly}\alpha$.

3.3.2.3 Identification des intrus

La signature première de la raie Ly α dans les galaxies formant activement des étoiles (*star forming galaxies*, SFG) est son intensité (Partridge and Peebles, 1967), d'où son intérêt pour la détection de galaxies lointaines. Cependant, que ce soit par la technique de bande étroite ou par spectroscopie, des détections faussement attribuées à la raie Ly α peuvent avoir lieu.

Des raies d'émission autres que Ly α , émises par des galaxies à plus bas redshifts, peuvent être identifiées, à tort, comme une raie Ly α . Les raies (dites *nébulaires*) les plus communes, émises par les SFG, pouvant être confondues avec Ly α dans l'intervalle spectral [4980 – 9730] Å sont : le doublet OII3726-3728, H β ($\lambda = 4861$ Å), le doublet OIII4959-5007 et H α ($\lambda = 6563$ Å). Émises par des galaxies à bas redshift, ces raies peuvent être détectées aux mêmes longueurs d'onde (*observer frame*) que Ly α pour des galaxies à $z = [3 - 7]$. Les raies d'émission OII, H β , OIII peuvent être confondues avec Ly α sur presque toute la bande spectrale, alors que H α ne peut contaminer les échantillons de galaxies Ly α que pour des relevés Ly α à $z \gtrsim 4.4$.

Notons que la contamination par H β ($\lambda = 4861$ Å) ou OIII4959-5007 est presque négligeable pour les relevés Ly α à $z \sim 3$ ($\lambda_{Ly\alpha}^{obs} \sim 4900$ Å), étant donné que ces intrus devraient se trouver à $z \sim 0$ pour être confondus avec Ly α . Dans une taille de champ typique de relevé Ly α (~ 1 deg²), la probabilité d'avoir un tel émetteur à $z \sim 0$ est faible.

Il existe plusieurs moyens d'identifier/d'éliminer des intrus dans un échantillon Ly α . Pour les relevés en bande étroite (échantillons photométriques sans suivi spectroscopique), deux techniques sont généralement utilisées :

- Pour l'élimination des émetteurs OII à bas redshift, certains observateurs imposent une limite inférieure en largeur équivalente Ly α observée (Gronwall et al., 2007) pour sélectionner les candidats LAE. La limite qu'ils prennent correspond à la valeur typique des largeurs équivalentes OII observées ($EW_{OII}^{obs} \lesssim 80$ pour $z \sim 1$, Hogg et al., 1998). Pour un relevé de LAEs à $z \sim 3$, cette coupure correspond à une limite de largeur équivalente Ly α de 20 Å (dans le référentiel au repos de la galaxie).
- Comme cela a été décrit plus haut, les Émetteurs Ly α sont souvent détectés par comparaison du flux dans la bande étroite et du flux dans une ou deux bandes larges adjacentes. Lorsque deux bandes larges sont utilisées, certains observateurs ajoutent, en plus du critère de magnitude pour détecter l'excès de flux dans la bande étroite, un critère de *couleur* (i.e. mesure de la différence de flux entre les bandes larges, Ouchi et al., 2003). Du fait de l'absorption des photons Ly α par le MIG le long de la ligne de visée, le flux dans la bande *bleue* sera moindre que le flux dans la bande *rouge*, dans le cas de la détection d'un émetteur Ly α . Pour un intrus à bas redshift, le flux serait équivalent dans les deux bandes.

Dans le cas des observations de LAEs en spectroscopie, d'autres méthodes d'identification des intrus sont utilisées :

- Si la résolution spectrale de l'instrument est suffisante, OII et OIII peuvent être éliminés étant donné que ce sont des doublets.
- Si la gamme de longueur d'onde observée est assez large, le spectre d'un intrus à bas redshift est censé contenir plusieurs des raies nébulaires (Cassata et al., 2011). L'écart spectral entre ces raies est connu ainsi que leurs rapports de flux (ces derniers dépendent fortement de la métallicité cependant). La raie Ly α est la seule raie intense (pour les galaxies *star-forming*) sur un grand intervalle de longueur d'onde, par conséquent, il est possible

d'identifier un intrus en cas de détection d'autres raies.

- Comme dans le cas des relevés en bande étroite, une limite en largeur équivalente Ly α peut permettre d'éliminer des émetteurs OII (van Breukelen et al., 2005; Blanc et al., 2010).
- Une des caractéristiques particulières des raies Ly α provenant des galaxies à grand redshift est l'asymétrie (vers le rouge) de leur profil de raie. Une analyse des spectres permet donc de distinguer les Émetteurs Ly α des intrus.

Une autre source de contaminants peut provenir de la population de noyaux actifs de galaxies (AGN, *Active Galactic Nuclei*) à plus bas redshift. Les AGNs émettent fortement sur une large gamme du spectre électromagnétique et sont souvent même plus lumineux que leur galaxie hôte. Les raies pouvant être confondues avec Ly α dans la gamme spectrale qui nous intéresse (i.e. $4980 \lesssim \lambda \lesssim 9730$ Å pour des LAEs entre $z \sim 3$ et 7) sont : CIV1549, CIII1909 ou encore MgII2798. Certaines méthodes évoquées plus haut peuvent être utilisées pour éliminer ces objets.

Pour conclure, un AGN peut également émettre une raie Ly α . Pour les différencier des LAEs, il faut, comme précédemment, chercher des raies caractéristiques de ces objets (NV1240, CIV1549, OIV1035, HeII1640, etc) si un spectre assez large est accessible. Sinon, la comparaison de l'échantillon de candidats LAEs avec des catalogues rayons X du champ sondé (Gronwall et al., 2007), peut permettre d'identifier les AGNs. Toutefois, d'après Ouchi et al. (2008), la contamination des échantillons de LAEs par des AGNs est faible (~ 1 %).

3.3.3 Propriétés des LAEs

Dans cette section, nous décrivons les caractéristiques physiques des Émetteurs Ly α à grand redshift, dérivées à partir des méthodes d'observation présentées dans la partie précédente. Ces contraintes observationnelles fournissent un cadre aux modèles de LAE, qui doivent proposer des scénarii capables de reproduire les propriétés observées.

3.3.3.1 Fonction de luminosité Ly α

Entre $z \sim 3$ et 6, les luminosités Ly α des LAEs, actuellement détectés, sont comprises entre $\sim 10^{42}$ et 7×10^{43} erg.s $^{-1}$. De récents relevés, plus profonds, permettent de sonder des objets à des luminosités de l'ordre de quelques $\sim 10^{41}$ erg.s $^{-1}$ (Rauch et al., 2008; Cassata et al., 2011; Dressler et al., 2011).

L'évolution de la fonction de luminosité (*Luminosity Function*, LF par la suite) Ly α en fonction du redshift peut fournir des renseignements essentiels sur la population des LAEs à grand redshift. Pour caractériser une LF, on utilise souvent un ajustement analytique aux données (Fonction de Schechter Schechter, 1976) décrit par trois paramètres : la luminosité caractéristique L^* , la densité caractéristique Φ^* et la pente aux faibles luminosités (*faint-end*) α . La LF Ly α semble ne pas (ou peu) évoluer entre $z \sim 3$ et 6 (Ouchi et al., 2008). Ouchi et al. (2008) trouvent que l'évolution est inférieure à un facteur 2 en L^* et 3 en Φ^* entre $z \sim 3$ et 6 (en incluant les effets de variance cosmique). La Figure 3.10 montre la non-évolution observée de la LF Ly α entre $z \sim 3$ et 6. Chaque courbe correspond au meilleur ajustement¹² de fonctions de Schechter tabulées aux données observationnelles à un redshift donné, obtenu par minimisation du $\chi^2(L^*, \Phi^*, \alpha)$.

¹²Des fonctions de Schechter ont été tabulées pour diverses valeurs des paramètres L^* , Φ^* et α . Un χ^2 a ensuite été appliqué aux points de données, pour minimiser le χ^2 , et déterminer les paramètres correspondant au meilleur ajustement pour un redshift donné.

Une diminution en luminosité serait intuitive, car l'atténuation de la raie Ly α par le milieu intergalactique devrait être croissante lorsque le redshift augmente (Madau, 1995). Par ailleurs, le modèle de formation hiérarchique des structures dit *bottom-up* prévoit que les halos de matière noire se forment au cours du temps et grossissent par fusion. Les galaxies qu'ils contiennent suivent la même tendance en moyenne, comme le prouve l'évolution des LF UV des galaxies sélectionnées en UV (*Galaxies à Discontinuité de Lyman*, voir section 3.3.4, Bouwens et al., 2007). Nous pourrions donc nous attendre à une diminution de Φ^* de la LF Ly α quand le redshift z augmente. La raison de la non-évolution *apparente* de LF Ly α entre $z \sim 3$ et 6 n'est pas encore très bien comprise. Différentes causes peuvent toutefois être suggérées, telles que : différents critères de sélection observationnels (voir section 5.2.6), la contamination des échantillons photométriques (i.e. obtenus par technique de bande étroite) par des intrus (Hu et al., 2010), une forte variance cosmique, ou encore une diminution de la fraction d'évasion Ly α des galaxies avec le temps.

3.3.3.2 Largeurs équivalentes Ly α

La plupart des largeurs équivalentes Ly α (EW) ont des valeurs comprises entre 50 et 150 Å en accord avec la théorie. Toutes les largeurs équivalentes discutées dans cette section sont

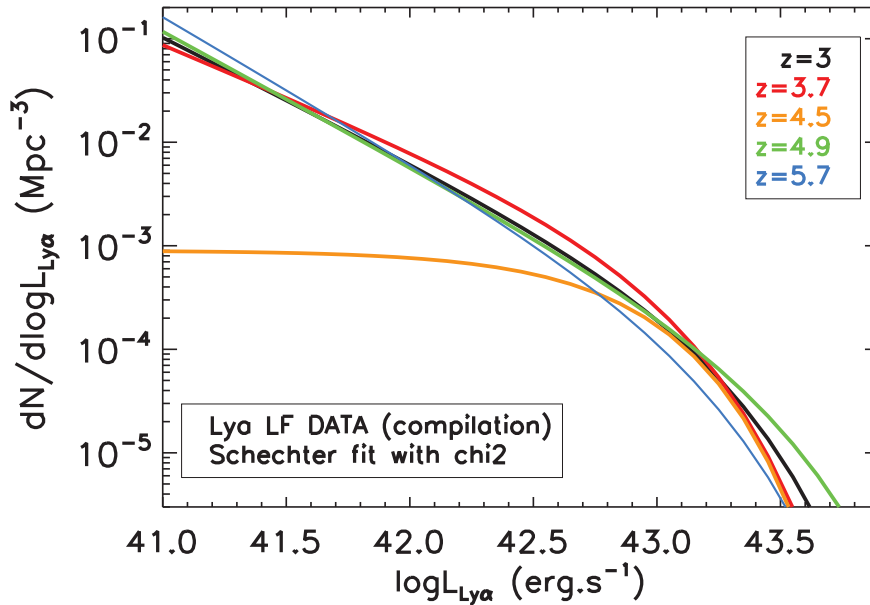


FIG. 3.10: Évolution de la LF Ly α avec le redshift réalisée à partir des données observées par Kudritzki et al. (2000); Ajiki et al. (2003); Ouchi et al. (2003); Ajiki et al. (2004); van Breukelen et al. (2005); Ajiki et al. (2006); Murayama et al. (2007); Shimasaku et al. (2006); Shioya et al. (2009); Hu et al. (2010); Ouchi et al. (2008). Cette courbe a été construite par méthode des moindres carrés. L'aplatissement de la *faint-end* à $z=4.5$ n'est pas une caractéristique spécifique de la LF à ce redshift, mais plutôt un résultat de l'ajustement par méthode de χ^2 . Les barres d'erreur des données observées à $z=4.5$ ci sont grandes, ce qui autorise la courbe ajustée à passer par la limite inférieure de la barre d'erreur.

exprimées dans le référentiel au repos de la galaxie (*rest-frame*). Les distributions ont la plupart du temps un pic à $\lesssim 100 \text{ \AA}$, une limite inférieure déterminée par les critères de sélection (cf section 3.3.2), et une queue qui s'étend aux grandes valeurs. Les distributions évoluent peu avec le redshift (Ouchi et al., 2008).

Certaines EW mesurées dans les LAEs ont parfois des valeurs 'anormalement' élevées (Malhotra and Rhoads, 2002; Dawson et al., 2007), c'est-à-dire supérieures à $\sim 250 \text{ \AA}$. Cette valeur constitue une limite théorique¹³ estimée à partir de modèles de populations stellaires supposant une IMF standard (Salpeter, $0.1 < M < 100 M_{\odot}$ et la pente de l'IMF $\alpha = 1 - 2$) et une métallicité $0.1 - 1Z_{\odot}$ (Bruzual and Charlot, 2003; Schaerer, 2003).

L'origine de ces grandes largeurs équivalentes est pour l'instant encore mal comprise.

Une fonction de masse initiale *top-heavy*, des étoiles de très faible métallicité, ou bien des mécanismes de production de photons Ly α indépendants de la formation stellaire, tels que du refroidissement collisionnel ou des AGNs, pourraient être à l'origine de ces grandes valeurs mesurées. Cependant, les signatures observationnelles correspondantes ne sont pas détectées dans les LAEs.

Une autre alternative a été proposée par Neufeld (1991). Il considère un modèle de MIS

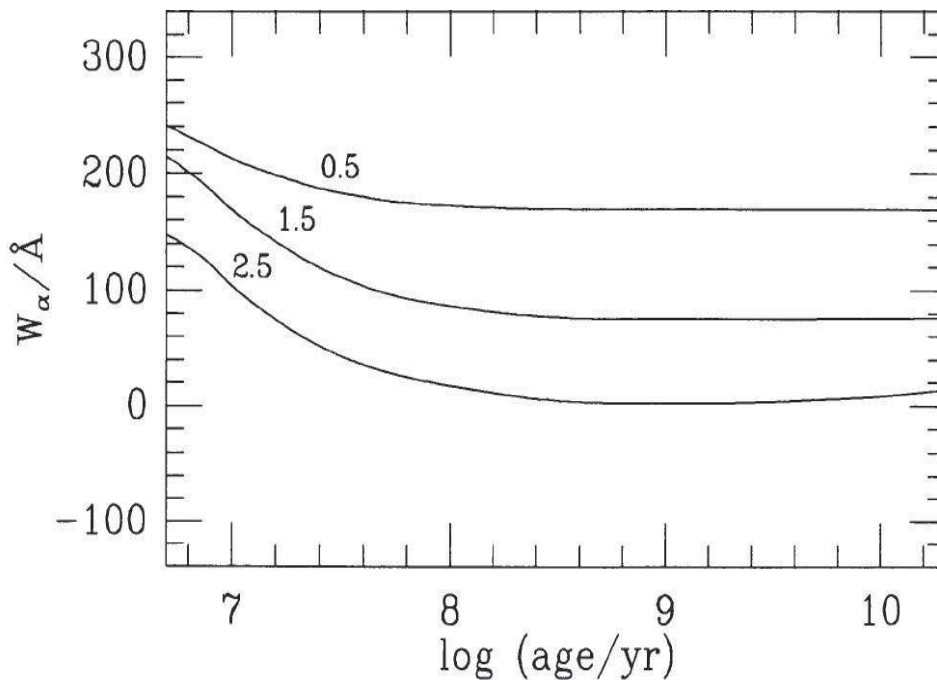


FIG. 3.11:]

Figure issue de Charlot and Fall (1993) illustrant l'évolution de la largeur équivalente Ly α au cours du temps dans le cas où le taux de formation stellaire est constant. La Fonction de Masse Initiale suppose des masses d'étoiles comprises entre dans l'intervalle $0.1 < M < 100 M_{\odot}$. Les trois courbes correspondent à trois différentes pentes d'IMF : 0.5, 1.5 et 2.5.

¹³Dans ces modèles d'évolution stellaire, les valeurs de l'ordre de 250 \AA ne sont générées que durant un court laps de temps ($< 10 \text{ Myr}$) après le début d'un sursaut de formation stellaire (le nombre de photons ionisants produits décroît rapidement ensuite, cf section 3.2.2.1). Pour un SFR constant, la EW se stabilise autour de 75 \AA par la suite pour une Fonction de Masse Initiale (IMF) de type Salpeter de pente ~ 1.5 (cf Figure 3.11). Dans le cas d'un unique *starburst* instantané, la EW décroît jusqu'à devenir négative et revient à sa valeur initiale après environ 1 Gyr du fait de l'émission ionisante des nébuleuses planétaires.

multi-phasique (composé de nuages denses et froids, contenant la poussière, plongés dans une phase diffuse et chaude), dans lequel l'évasion des photons $\text{Ly}\alpha$ est facilitée, par rapport à celle des photons du continu. Dans ce modèle, les photons $\text{Ly}\alpha$, produits dans la phase diffuse, *rebondiraient* sur les nuages denses sans pénétrer à l'intérieur, du fait de leur grande probabilité de diffusion. Ces photons ne traverseraient donc que la phase diffuse, dépourvue de poussière, durant leur parcours jusqu'à leur sortie de la galaxie. Les photons du continu ont peu de chance de ricocher sur la surface des nuages denses. Ils peuvent donc les pénétrer et, potentiellement, être détruits pas les grains de poussière se situant au coeur de ces nuages denses. Toutefois, ce mécanisme n'a jamais été confirmé observationnellement dans les LAEs.

Enfin, il est à noter que les incertitudes de mesure de ces grandes largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ sont importantes (Dawson et al., 2007), et qu'aucun LAE de largeur équivalente $\text{EW} > 240 \text{ \AA}$ n'est aujourd'hui confirmé spectroscopiquement.

3.3.3.3 Emission UV

Pour des relevés effectués avec la technique de bande étroite, la magnitude dans la bande large (à 1500 \AA *rest-frame*) peut être dérivée (Ouchi et al., 2003; Hu et al., 2004; Gronwall et al., 2007; Ouchi et al., 2008; Shioya et al., 2009). La fonction de luminosité UV des LAEs semble peu évoluer entre $z \sim 3$ et 6 (Ouchi et al., 2008).

A $z = 3$, la densité caractéristique Φ_{LAE}^* est de l'ordre de 1/10 de la densité caractéristique des LBGs Φ_{LBG}^* , alors que le rapport $\frac{\Phi_{\text{LAE}}^*}{\Phi_{\text{LBG}}^*}$ vaut $\sim 1/2$ à $z = 6$. Certains auteurs interprètent cet effet comme étant le résultat d'une augmentation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ quand le redshift z augmente. Cependant, les LFs UV de LAEs semblent être fortement dépendantes des critères de sélection en luminosité et largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$. Par exemple, les LFs UV de LAEs observées au même redshift ($z = 4.9$), par Ouchi et al. (2003) et Shioya et al. (2009), présentent un désaccord important. Les seuils de détection très différents de ces deux relevés semblent pouvoir expliquer leur désaccord (cf section 5.2.10), même s'il est possible que la variance cosmique y contribue aussi. Enfin, notons que, pour un relevé donné, le seuil de mesure de la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ est plus élevé aux faibles magnitudes UV qu'aux fortes magnitudes UV (Shioya et al., 2009), ce qui rend l'interprétation des LFs UV des LAEs d'autant plus complexe.

La corrélation entre la magnitude UV des galaxies $\text{Ly}\alpha$ et leur largeur équivalente (EW) indique que les objets les plus brillants (en continu UV) possèdent une faible EW $\text{Ly}\alpha$ (Ando et al., 2006; Shimasaku et al., 2006; Stanway et al., 2007; Ouchi et al., 2008). Dans les objets moins lumineux, il n'y a pas de corrélation avec la EW (Figure 3.12 pour $z = 4.9$). Cette tendance a été observée dans plusieurs études et à tous les redshifts ($3 < z < 6$). Il paraît donc peu probable qu'elle soit due à des effets statistiques. Par ailleurs, différents modèles (Verhamme et al., 2008; Kobayashi et al., 2010) l'interprètent comme étant la conséquence de l'âge des populations stellaires, de la diffusion résonnante ou encore de la distribution du gaz (*clumpiness*).

3.3.3.4 Propriétés physiques

Les propriétés physiques des LAEs peuvent être étudiées en ajustant des modèles de populations stellaires (Bruzual and Charlot, 2003) et des modèles d'extinction (Calzetti et al., 2000) à des SED¹⁴ obtenues par spectroscopie, ou grâce à plusieurs bandes photométriques. Un exemple

¹⁴La SED (*Spectral Energy Distribution*) est la distribution de l'énergie, ou du flux, flux en fonction de la longueur d'onde.

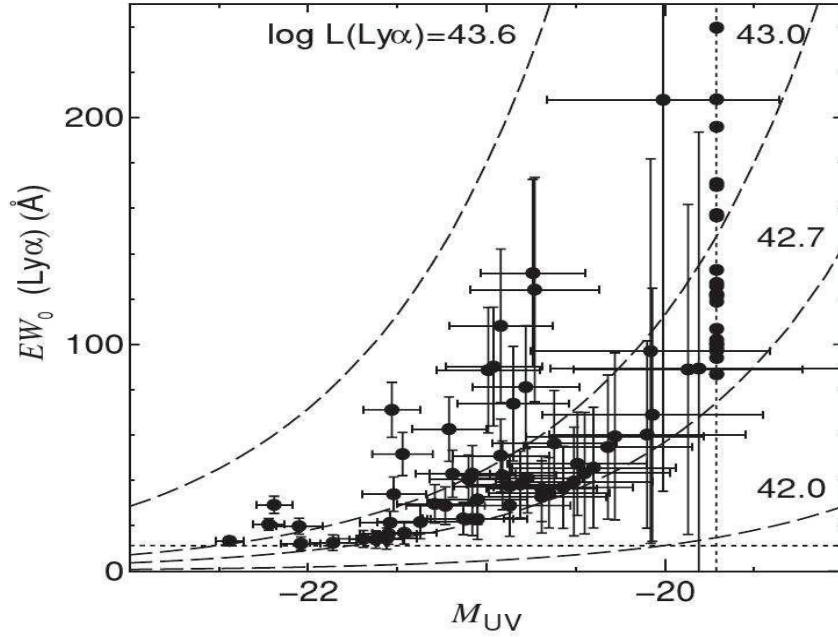


FIG. 3.12: Figure issue de [Shioya et al. \(2009\)](#) illustrant la relation observée entre la magnitude UV et la largeur équivalente Ly α des LAE à $z=4.9$. Cette figure indique un déficit de grandes largeurs équivalentes Ly α dans les LAEs de fortes luminosités UV.

de SED ([Gawiser et al., 2006](#)) obtenue en co-additionnant les flux dans plusieurs bandes (cercles), ainsi que l'ajustement (ligne pleine) sont présentés sur la Figure 3.13.

L'ajustement aux modèles de populations stellaires dépend de plusieurs paramètres (âge et masse des populations, IMF, métallicité, loi d'extinction, SFR constant vs exponentiel, etc). Plusieurs études ont été menées entre $z \sim 3$ et 6 sur des échantillons de LAEs existants (avec $L_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{42-43} \text{ erg.s}^{-1}$ [Gawiser et al., 2006](#); [Pirzkal et al., 2007](#); [Lai et al., 2007](#); [Finkelstein et al., 2007](#); [Lai et al., 2008](#)). Ces études montrent que les LAEs ont des masses stellaires de l'ordre de $10^7 - 10^9 M_{\odot}$, et un taux de formation d'étoiles de $1 - 10 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$. Ces quantités sont inférieures aux valeurs dérivées pour les LBGs, d'un facteur dix environ. Récemment, [Ono et al. \(2010\)](#) ont dérivé des masses de $10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ pour des LAEs à $z \sim 3$. Ces objets ont une forte extinction ($E(B-V) \sim 0.6$) et une luminosité Ly α consistante avec la population typique de LAEs (moins massives), soit $L_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{42-43} \text{ erg.s}^{-1}$. Ces LAEs de forte masse sont peut-être des objets *intermédiaires*, reliant les populations de LAEs et de LBGs.

L'âge des populations stellaires peut également être déduit par comparaison aux modèles. Les meilleurs ajustements de ces modèles aux observations suggèrent que les LAEs sont jeunes ($< 200 \text{ Myr}$). De plus, [Finkelstein et al. \(2007\)](#) notent une anti-corrélation entre l'âge des LAEs et leur EW Ly α . Pour comparaison, les LBGs de [Shapley et al. \(2003\)](#) à $z \sim 3$ sont massives ($> 10^{10} M_{\odot}$), vieilles (1-2 Gyr) et ont une raie en émission Ly α faible (pic de la distribution à 0 \AA).

Grâce à leurs observations multi-bandes de LAEs à $z = 3$, [Gawiser et al. \(2006\)](#) estiment la fraction de LAEs de leur échantillon satisfaisant les critères de sélection des LBGs. Ils trouvent que 80 % des LAEs ont les bonnes couleurs pour être détectées en tant que LBG (cf 3.3.4) mais qu'uniquement 10 % étaient assez brillantes dans la bande R ($R < 25.5$). Cela tend donc

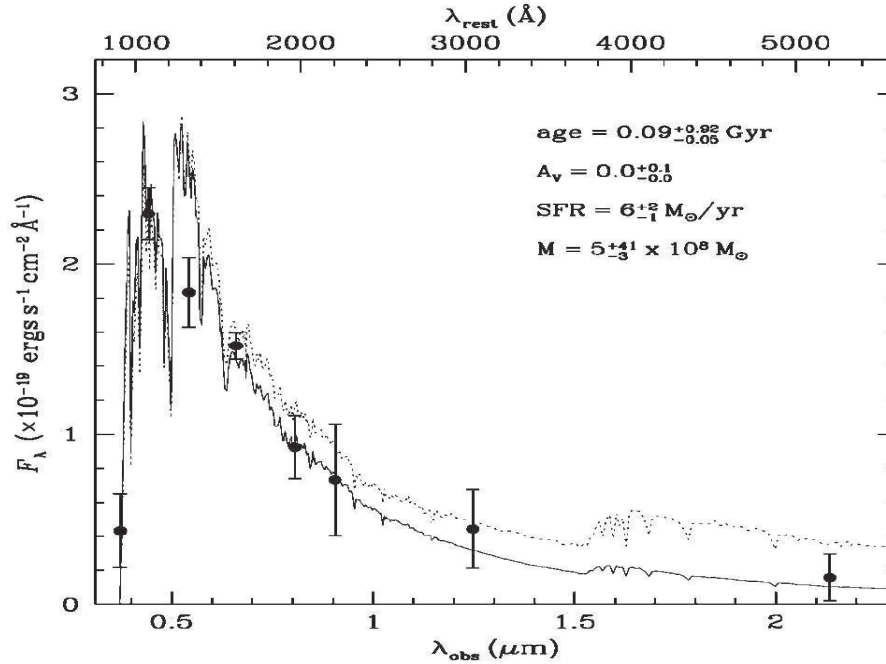


FIG. 3.13: Distribution d'énergie spectrale (SED) de LAE à $z \sim 3$ ajustée avec un modèle de populations stellaires. Cet ajustement a été effectué par [Gawiser et al. \(2006\)](#) en moyennant les flux mesurés dans plusieurs bandes photométriques. Les paramètres indiqués en haut à droite correspondent au meilleur ajustement obtenu.

à indiquer que les LAEs sont des LBGs, indétectables dans les relevés de galaxies sélectionnées en UV, à cause du critère de sélection en magnitude.

3.3.3.5 Morphologie

Ces objets ont des tailles modérées ([Pirzkal et al., 2007](#)) allant de 0.1 kpc pour les LAEs les moins lumineux (en $\text{Ly}\alpha$) à 1 kpc pour les plus brillants ([Gronwall et al., 2010](#)). Certaines études à $z \lesssim 2.2$ notent que l'émission $\text{Ly}\alpha$ est plus étendue que celle du continu UV ([Nilsson et al., 2009](#); [Östlin et al., 2009](#)). Cela suggère que soit (i) les photons $\text{Ly}\alpha$ émis dans les régions de formation stellaire diffusent sur de grandes distances dans le gaz avant de s'échapper, ou que (ii) la formation stellaire n'est pas la seule source d'émission $\text{Ly}\alpha$. Cependant, [Gronwall et al. \(2010\)](#) trouvent, qu'en moyenne, les émissions $\text{Ly}\alpha$ et UV ont la même étendue spatiale à $z = 3.1$ ce qui indique peut-être une évolution rapide de la morphologie des LAEs entre $z = 2$ et 3.

3.3.3.6 Spectres $\text{Ly}\alpha$

Différentes formes de profils de raie $\text{Ly}\alpha$ sont observées dans les galaxies : double pic symétrique ou asymétrique, P-Cygni ou le plus souvent un unique pic asymétrique vers le rouge ([Kunth et al., 1998](#); [Pettini et al., 2001](#); [Dawson et al., 2002](#); [Shapley et al., 2003](#); [Tapken et al., 2004, 2006, 2007](#)). La figure 3.14 présentant des raies $\text{Ly}\alpha$ observées par [Tapken et al. \(2007\)](#) illustre cette diversité. Les raies $\text{Ly}\alpha$ initialement émises par les galaxies semblent donc être altérées par divers facteurs tels que le transfert dans le MIS (géométrie, cinématique, etc) et/ou le milieu intergalactique.

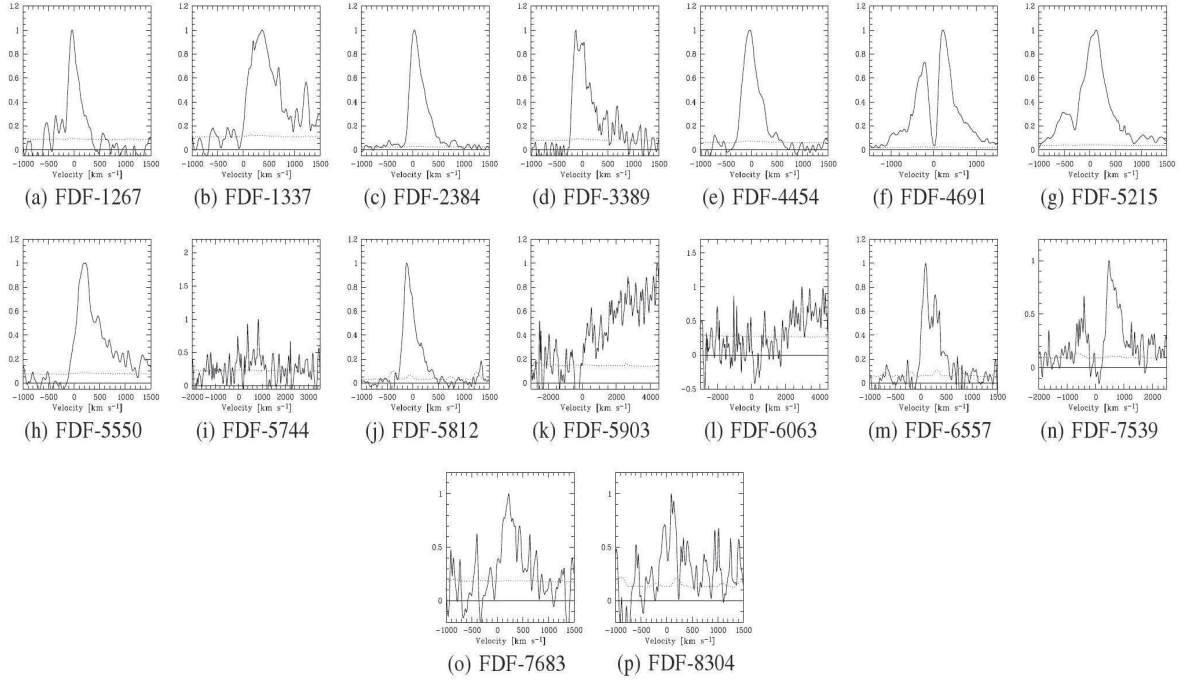


FIG. 3.14: Spectres Ly α observés par [Tapken et al. \(2007\)](#) entre $z = 3$ et 5. Nous voyons que les profils de raie Ly α sont variés : raie asymétrique (vers les grandes longueurs d'onde), double pic et P-Cygni.

Une étude statistique des profils Ly α a été menée par plusieurs auteurs. En co-additionnant les raies Ly α d'une centaine de LAEs à $z \sim 6$, [Hu et al. \(2010\)](#) obtiennent une raie fortement asymétrique vers le rouge (cf Figure 3.15). De plus, ils notent que le profil de raie est très similaire à $z = 5.7$ et 6.6 indiquant qu'il s'agit d'une caractéristique commune à beaucoup de LAEs. L'asymétrie de la raie Ly α peut être quantifiée avec deux estimateurs, utilisés par exemple par [Shimasaku et al. \(2006\)](#) :

- le paramètre d'asymétrie S_w (*skewness*), qui correspond au troisième moment de la distribution en fréquence du flux, c'est-à-dire le spectre,
- le paramètre a_λ défini par $a_\lambda = (\lambda_{10,r} - \lambda_{pic}) / (\lambda_{pic} - \lambda_{10,b})$. λ_{pic} est la longueur d'onde du pic d'émission. $\lambda_{10,r}$ (resp. $\lambda_{10,b}$) est la longueur d'onde du côté rouge (resp. du côté bleu) à laquelle le flux correspond à 10 % de la valeur du flux mesuré à λ_{pic} .

Les résultats de [Shimasaku et al. \(2006\)](#), présentés sur la figure 3.16, démontrent que les profils Ly α des LAEs (points rouges) sont fortement asymétriques vers les grandes longueurs d'onde (S_w et $a_\lambda > 0$).

3.3.3.7 Influence du milieu intergalactique sur les spectres Ly α

Après transfert dans le MIS de la galaxie, les photons Ly α peuvent être diffusés par les atomes d'hydrogène présent dans le milieu intergalactique (MIG). Le MIG est pauvre en poussière donc les photons Ly α ne peuvent pas être détruits à proprement parler. Cependant, les photons échappés de la galaxie dans la direction de l'observateur peuvent être absorbés par l'hydrogène du

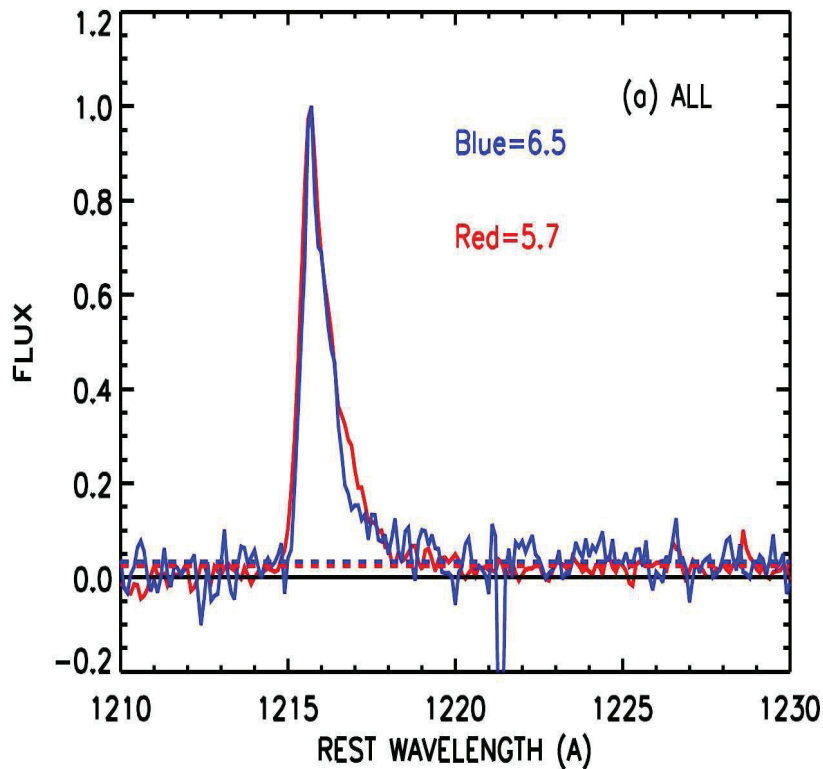


FIG. 3.15: Spectre co-additionné obtenu par co-addition des raies Ly α observées par Hu et al. (2010) à $z \sim 5.7$ (en rouge) et 6.5 (en bleu). Longueur d'onde en abscisse est définie en supposant que le pic de la raie Ly α trace le redshift systémique de la galaxie, c'est pourquoi les spectres sont centrés sur 1216 Å.

MIG, et réémis dans une direction autre que celle de l'observateur. Cet effet est souvent détecté dans le spectre Ly α des quasars à grand redshift sous la forme de multiples raies d'absorption dans la partie bleue du spectre Ly α (la forêt Ly α). Ces raies multiples sont la signature de nuages de gaz situés à différents redshifts, entre la source et l'observateur.

L'expansion cosmique induit un décalage Doppler entre la source d'émission et le nuage intergalactique, séparés de δz . Ce nuage voit les photons Ly α , initialement émis autour à 1216 Å (dans le référentiel de la galaxie émettrice), décalés vers le rouge (à $\lambda_{\text{nuage}} = 1216 \times (1 + \delta z/c)$). Ce nuage a peu de chance d'absorber de tels photons car la l'opacité du gaz diminue lorsque le photon est décalé du centre de la raie Ly α . Par contre, des photons émis par une galaxie source à des longueurs d'onde plus courtes que 1216Å, pourront être vues par le nuage intergalactique dans le centre de la raie Ly α . Les atomes d'hydrogène composant ce nuage peuvent alors diffuser les photons dans une direction différente de celle de l'observateur.

Cet effet peut se traduire par une forte atténuation de la partie bleue du spectre Ly α . Le milieu intergalactique est donc une explication possible de l'asymétrie (vers le rouge) des profils de raie Ly α des LAEs. Toutefois, l'influence du milieu intergalactique sur les spectres Ly α des LAEs n'est pas clairement établie, car elle dépend de la forme spectre Ly α qui émerge du milieu interstellaire de la galaxie. En effet, comme cela est discuté dans la section suivante, des effets de cinématique locaux du gaz interstellaire peuvent décaler vers le rouge la raie Ly α .

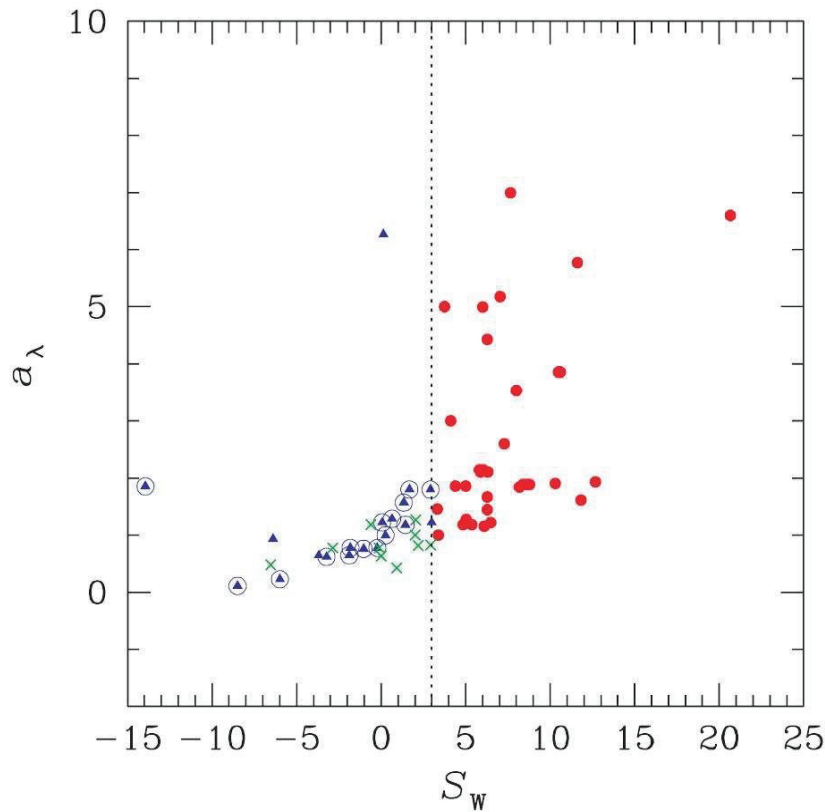


FIG. 3.16: Mesure de l'asymétrie des profils de raie Ly α réalisée par Shimasaku et al. (2006) à $z \sim 5.7$ avec deux estimateurs : S_w et a_λ . S_w est un paramètre (*skewness*) qui augmente avec l'asymétrie. a_λ est positif pour une asymétrie vers le rouge de la raie Ly α . Parmi tous les points, les LAEs clairement identifiés correspondent aux points rouges. Ces objets présentent tous des profils asymétriques (vers le rouge).

3.3.3.8 Influence de la cinématique du gaz sur les spectres Ly α

Les galaxies à bas redshift observées par Kunth et al. (1998) ont des profils de raie Ly α de type P-Cygni. L'absorption du côté bleu est cohérente avec le décalage mesuré entre les raies d'absorption de OI et SiII (qui tracent le gaz neutre) et les étoiles. L'émission Ly α est en revanche décalée vers le rouge. Kunth et al. (1998) interprètent ce type de raie comme une signature de gaz neutre en expansion dans le milieu interstellaire. Ils suggèrent par ailleurs que cette cinématique du gaz pourrait être le principal facteur conduisant à l'échappement des photons Ly α de la galaxie. McLinden et al. (2011) détectent également la présence de gaz en expansion dans les deux LAEs à $z=3.1$ qu'ils ont suivis en spectroscopie.

3.3.4 Galaxies à discontinuité de Lyman

Les Galaxies à discontinuité de Lyman (*Lyman Break Galaxies* ou LBG Steidel and Hamilton, 1993) représentent, en plus des LAEs, une autre grande classe de galaxies à grand redshift. Une raie d'émission Ly α est parfois détectée dans le spectre de ces objets.

3.3.4.1 Méthode de détection

Les LBGs sont détectées entre $z = 2$ et ~ 8 (Bouwens et al., 2010) grâce à leurs couleurs et magnitudes, autour de $\lambda_{\text{obs}} \sim 912 \times (1 + z)$ Å. Premièrement, le flux ionisant $\lambda \sim 912$ Å (dans le référentiel de la galaxie) est absorbé par l’atmosphère des étoiles massives, et (ii) le gaz du milieu interstellaire de la galaxie. Ensuite, le flux émis entre $\lambda \sim 912$ et 1216 Å (dans le référentiel de la galaxie), est atténué par les nuages de gaz du milieu intergalactique, situés le long de la ligne de visée. On parle de cassure de Lyman (*Lyman Break*).

Pour détecter la signature de ces effets dans une galaxie à un redshift z , on dispose trois bandes larges¹⁵ autour de $\lambda_{\text{obs}} \sim 912 \times (1 + z)$ Å. Une première bande mesure le flux aux longueurs d’onde inférieures à $\lambda_{\text{obs}} < 912 \times (1 + z)$ Å. Une seconde bande mesure le flux autour de la cassure, et une troisième bande mesure le flux du continu ultra-violet ($\lambda_{\text{obs}} \sim 1500 \times (1 + z)$ Å). Les mesures attendues dans ces différentes bandes sont illustrées dans la figure 3.17.

Une LBG à un redshift z est identifiée comme telle si divers critères de couleurs et de magnitude sont satisfaits. Grâce à cette technique, des milliers de galaxies à grand redshift ont été détectées depuis le milieu des années 90 (Steidel et al., 1999; Sawicki and Thompson, 2006; Iwata et al., 2007; McLure et al., 2009; Bouwens et al., 2010).

3.3.4.2 Propriétés physiques et Ly α

Les LBGs sont des galaxies massives ($M_{\text{star}} \geq 10^{10} M_{\odot}$, Shapley et al., 2001) dans lesquelles la formation stellaire est importante ($\text{SFR} \geq 10 - 100 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$). Leur fonction de luminosité UV semble évoluer significativement entre $z = 3$ et 6 (Gabasch et al., 2004; Arnouts et al., 2005; Bouwens et al., 2007; McLure et al., 2009; Reddy et al., 2008; McLure et al., 2010) comme le montre la figure 3.18. Les meilleurs ajustements aux données ont été réalisés de la même manière que pour l’évolution de la LF Ly α (Figure 3.10), par minimisation du χ^2 . Entre $z \sim 3$ et 6 , la luminosité caractéristique L^* évolue d’un facteur ~ 3 . La densité caractéristique Φ^* varie d’environ un facteur 10 entre $z \sim 3$ et 6 .

Les LBGs présentent des raies Ly α en absorption, ou bien en émission mais avec de faibles largeurs équivalentes Ly α (Shapley et al., 2003; Reddy et al., 2008). Shapley et al. (2003) ont co-additionné les profils Ly α d’environ 800 LBGs pour construire un spectre composite. Ce spectre ressemble à un profil P-Cygni, i.e. une absorption aux petites longueurs d’onde à celle du centre de raie Ly α , et une émission aux plus grandes longueurs d’onde. Ce type de raie est souvent la signature de gaz en expansion autour des sources émettrices. Shapley et al. (2003) mesurent un décalage entre le redshift systémique et les raies d’absorption interstellaires de $\Delta v_{\text{ism}} = -150$ km.s⁻¹. Le pic d’émission Ly α est situé à $\Delta v_{\text{Ly}\alpha} = +360$ km.s⁻¹, soit $\sim -2 \times \Delta v_{\text{ism}}$. Le décalage Δv_{ism} est la signature d’un vent galactique, de vitesse radiale ~ -150 km.s⁻¹, i.e. *se rapprochant* de l’observateur. Le décalage de la raie Ly α peut s’interpréter une émission provenant du gaz en expansion qui *s’éloigne* de l’observateur.

Concernant les largeurs équivalentes Ly α (EW) des LBGs, seulement la moitié (resp. un quart) des objets de l’échantillon de Shapley et al. (2003) ont EW > 0 Å (resp. > 20 Å). Enfin, le déficit de grandes valeurs de EW dans les galaxies de forte magnitude UV observé pour les LAEs, est également mesuré dans les LBGs (Ando et al., 2006).

¹⁵Le choix des bandes utilisées varie selon le redshift auquel on veut détecter une LBG.

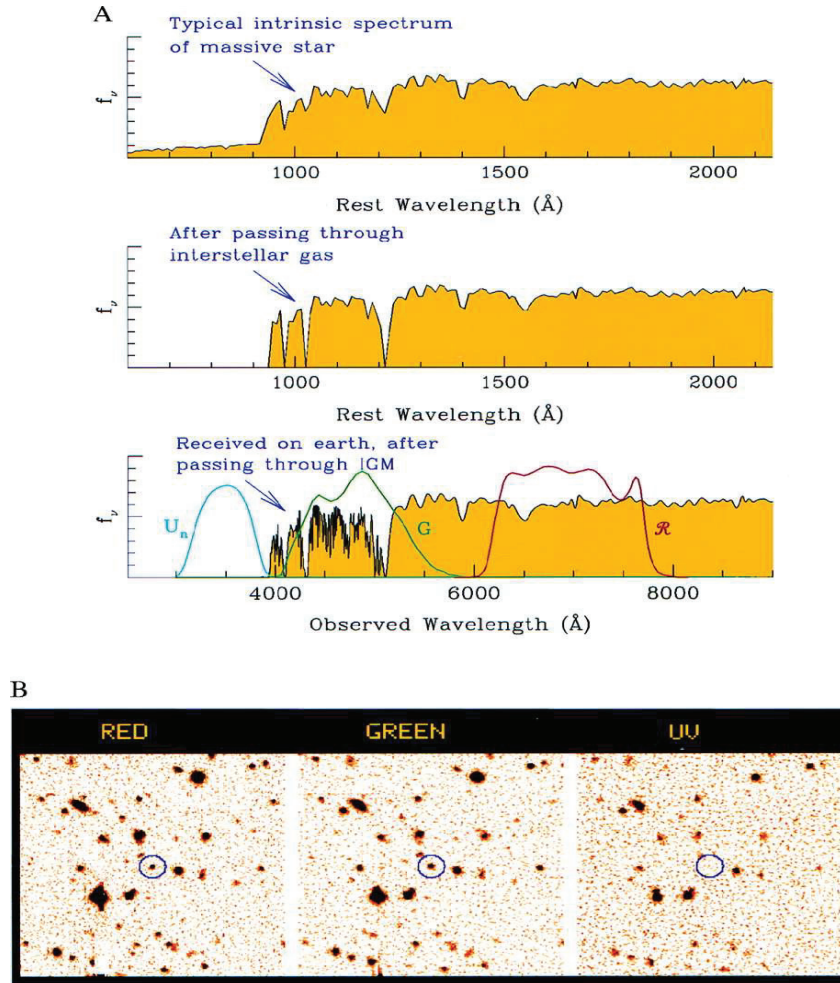


FIG. 3.17: Image illustrant les causes de la discontinuité de Lyman des LBGs. Le flux ionisant $\lambda \sim 912 \text{ \AA}$ (dans le référentiel de la galaxie) est tout d'abord absorbé par l'atmosphère des étoiles massives (vignette du haut), puis par le milieu interstellaire (vignette du milieu). Le flux émis entre $\lambda \sim 912$ et 1216 \AA dans le référentiel de la galaxie est diffusé par le gaz du milieu intergalactique (vignette du bas). Crédits : M. Pettini et K. Adelberger.

Les contraintes observationnelles sur les LAEs sont de plus en plus nombreuses depuis quelques années. Les grands relevés (*Wide Field Narrow Band*) ont généré de larges échantillons, qui ont permis d'affiner les propriétés statistiques des LAEs. Toutefois, le degré d'évolution des fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ et UV est encore assez incertain. Or, une meilleure compréhension est importante pour parvenir à une description plus fine de la place des LAEs dans l'évolution des galaxies dans les deux premiers milliards d'années de l'Univers, et de leur rôle dans l'assemblage de la masse au cours du temps.

Les informations multi-longueurs d'onde étant rarement accessibles, la plupart des caractéristiques des LAEs sont estimées grâce à leur propriétés $\text{Ly}\alpha$. La nature résonnante de la raie $\text{Ly}\alpha$ rend assez complexe l'interprétation de ces données. Les estimations des propriétés physiques des LAEs (masse, SFR, âge des populations stellaires, etc) sont par conséquent encore assez peu contraintes à l'heure actuelle

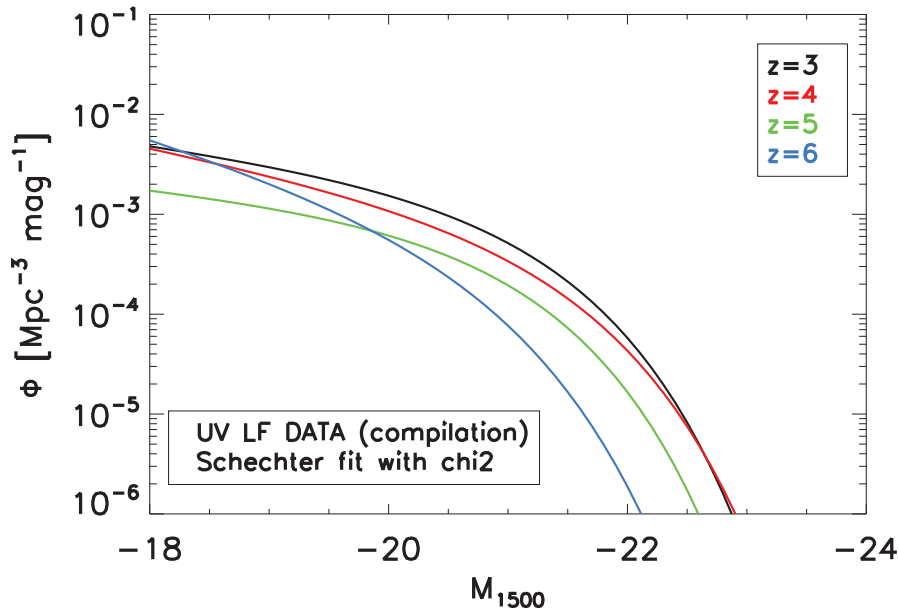


FIG. 3.18: Évolution de la LF UV avec le redshift réalisée à partir des données observées par Gabasch et al. (2004); Arnouts et al. (2005); Bouwens et al. (2007); Sawicki and Thompson (2006); McLure et al. (2009); Reddy et al. (2008); McLure et al. (2010), en suivant la même procédure que pour la figure 3.10. Pour $z=5$, l’aplatissement de la LF aux faibles magnitudes (i.e. à la *faint-end*) provient de l’ajustement par méthode de χ^2 . Les barres d’erreur des données observées dans ce cas ci sont grandes ce qui autorise la courbe ajustée à passer par la limite inférieure de la barre d’erreur.

. En complément des luminosités et des largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$, l’acquisition des profils de raie $\text{Ly}\alpha$ s’avère essentielle pour mieux comprendre le transfert des photons $\text{Ly}\alpha$ dans les LAEs, et mieux décrire les processus physiques mis en jeu au coeur des LAEs. Dans les années à venir, ces informations nous parviendront en grande quantité grâce au spectrographe intégrale de champ MUSE. Pour l’instant, sur la base des données existantes, nous avons de bonnes raisons de penser que la cinématique du gaz joue un rôle important sur le transfert de la raie $\text{Ly}\alpha$. La présence de vents galactiques fournit une contrainte supplémentaire aux modèles, qui doit être prise en considération, étant donné la sensibilité du transfert de la raie $\text{Ly}\alpha$ à la cinématique du gaz.

C’est dans cette perspective que nous avons appliqué un modèle numérique de transfert $\text{Ly}\alpha$ (MCLya, Verhamme et al., 2006; Schaerer et al., 2011) aux galaxies prédites par le modèle de formation hiérarchique des galaxies, GALICS. Avant de décrire notre modélisation des LAEs (chapitre 5), nous présentons et analysons, dans le chapitre suivant, la librairie de modèles de transfert numérique MCLya.

Chapitre 4

Transfert $\text{Ly}\alpha$ à travers une coquille en expansion

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 4.1 | Le code MCLya | 82 |
| 4.1.1 | Emission des photons $\text{Ly}\alpha$ | 83 |
| 4.1.2 | Diffusion des photons $\text{Ly}\alpha$ | 83 |
| 4.1.3 | Redistribution en fréquence des photons | 83 |
| 4.2 | Modèle de coquille en expansion | 85 |
| 4.2.1 | Description | 85 |
| 4.2.2 | Transfert à travers la coquille | 86 |
| 4.2.3 | Ajustement de spectres observés | 89 |
| 4.3 | Librairie de modèles de coquilles | 90 |
| 4.3.1 | Présentation de la librairie | 90 |
| 4.3.2 | Analyse de la librairie | 92 |
| 4.3.3 | Interpolation dans la librairie | 98 |

A. Verhamme, D. Schaerer et A. Maselli ont publié en 2006 le code de transfert radiatif $\text{Ly}\alpha$ MCLya (pour Monte-Carlo Lyman-alpha, [Verhamme et al., 2006](#)) qui permet de suivre les diffusions des photons $\text{Ly}\alpha$ pour diverses configurations géométriques et cinématiques. En 2011, D. Schaerer a rendu public une librairie de modèles construits à partir de MCLya en supposant une géométrie du gaz sous forme de coquille sphérique, homogène, et en expansion. Au cours de ma thèse, j’ai utilisé cette librairie pour décrire les propriétés $\text{Ly}\alpha$ dans notre modèle d’Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ (cf chapitre 5). Dans cette section, nous présenterons tout d’abord le code MCLya¹ puis nous nous intéresserons plus en détail à la librairie publiée dans [Schaerer et al. \(2011\)](#).

¹Ici, nous décrivons la version du code MCLya utilisée par [Verhamme et al. \(2006, 2008\)](#), en prenant en compte les modifications présentées dans [Schaerer et al. \(2011\)](#), qui traite le transfert radiatif sur une grille cartésienne. A. Verhamme et Y. Dubois ont développé une nouvelle version de MCLya adaptable à des grilles AMR. J. Blaizot et moi-même avons participé à l’optimisation et la validation de cette nouvelle version.

4.1 Le code MCLya

Le code numérique MCLya permet d'effectuer le transfert de photons ($Ly\alpha$ et du continu UV) dans le gaz pour différentes géométries, champs de vitesses, densités de gaz et de poussière, températures et degrés d'ionisation du gaz. La méthode Monte-Carlo est utilisée pour le tirage des probabilités d'interaction. Le code a été parallélisé, ce qui permet de lancer des simulations sur plusieurs CPU en même temps (quelques centaines typiquement). MCLya utilise une grille cartésienne régulière pour décrire le gaz et y transférer les photons. Dans [Schaerer et al. \(2011\)](#), la grille contient 128^3 cellules. Chaque photon peut être initialement émis dans n'importe quelle cellule et à n'importe quelle longueur d'onde ($Ly\alpha$ ou continu UV), selon l'expérience à réaliser. Dans la pratique, [Verhamme et al. \(2006\)](#) ont testé plusieurs géométries :

- tranche de gaz homogène,
- sphère homogène en expansion/contraction,
- disque,
- coquille homogène en expansion ;

Le transfert pour ces différentes configurations a été traité en supposant une émission (monochromatique ou continue) provenant de sources situées au centre de la grille ou distribuées uniformément.

Les bases du transfert $Ly\alpha$ sont globalement décrites dans la Section 3.1.2. Notons cependant quelques différences mineures (ou ajouts) entre l'implémentation de la physique dans MCLya et la description théorique faite en section 3.1.2 :

- la dispersion de vitesse du gaz b dans une cellule prend en compte la vitesse due à la turbulence v_{turb} en plus du mouvement thermique décrit par v_{th} :

$$b = \sqrt{v_{\text{th}}^2 + v_{\text{turb}}^2} \quad (4.1)$$

Les valeurs supposées pour le paramètre b ne correspondent donc pas directement à une température donnée. L'*élargissement Doppler* utilisé pour le calcul de la section efficace de diffusion (Eq. 3.13) est alors défini par : $\Delta\nu_D = (b/c)\nu_{Ly\alpha}$.

- pour l'interaction avec la poussière (Eq. 3.23), la valeur du rapport entre l'efficacité d'absorption et celle de diffusion (l'albédo) utilisée est de l'ordre de 0.5.
- MCLya prend en compte les diffusions sur le Deutérium² en plus de l'hydrogène et suppose un rapport d'abondance de $D/H = 3 \times 10^{-5}$.
- l'effet de diffusion anisotrope des photons sur les grains de poussière est pris en compte.
- l'effet de recul lors de la diffusion d'un photon sur un atome d'hydrogène est inclus ([Zheng and Miralda-Escudé, 2002](#)).

Dans les sections suivantes, nous expliquons comment le transfert des photons $Ly\alpha$ est implémenté *numériquement* dans le code MCLya.

²[Schaerer et al. \(2011\)](#) précisent que l'influence du Deutérium est quasi nulle pour des géométries en expansion.

4.1.1 Emission des photons Ly α

La direction d'émission d'un photon est donnée par les angles sphériques ϕ et θ qui sont tirés aléatoirement par chaque photon :

$$\begin{aligned}\theta &= \cos^{-1}(2\xi_1 - 1) \\ \phi &= 2\pi\xi_2\end{aligned}\tag{4.2}$$

où ξ_1 et ξ_2 sont des nombres aléatoires compris entre 0 et 1.

Il convient de définir ici les trois différents référentiels que nous aurons besoin de considérer pour exprimer la fréquence des photons :

- le référentiel de l'observateur, dans lequel la fréquence d'un photon est ν^{obs} ,
- le référentiel d'une cellule, dans lequel la fréquence d'un photon est ν^{cell} ,
- le référentiel d'un atome, dans lequel la fréquence d'un photon est ν^{at} ;

Une cellule a une vitesse \vec{u} dans le référentiel de l'observateur, et un atome a une vitesse \vec{v} dans le référentiel d'une cellule.

Dans le cas d'une source non monochromatique, l'échantillonnage en longueur d'onde est effectué dans le référentiel de l'observateur.

4.1.2 Diffusion des photons Ly α

Pour déterminer si un photon de fréquence ν_{cell} subira une interaction dans la cellule (soit avec un atome, soit avec un grain de poussière), un nombre aléatoire ξ_3 (tiré entre 0 et 1) donnant la probabilité d'interaction P est généré. Cette probabilité d'interaction vaut $P = 1 - e^{-\tau_{\text{int}}}$, où τ_{int} est une *opacité* tirée aléatoirement ($\tau_{\text{int}} = -\ln(1 - \xi_3)$). Les coordonnées de l'interaction sont obtenues en calculant l'opacité *réelle* $\tau_r(s)$, vue par le photon le long de sa direction de propagation s . L'interaction a lieu à la distance s_{int} , pour laquelle $\tau_r(s_{\text{int}}) = \tau_{\text{int}}$.

Il faut ensuite déterminer avec quelle particule le photon interagira. La probabilité que le photon interagisse avec un atome d'hydrogène de la cellule est :

$$P_{\text{H}} = \frac{n_{\text{H}}\sigma_{\text{H}}(\nu_{\text{cell}})}{n_{\text{H}}\sigma_{\text{H}}(\nu_{\text{cell}}) + n_{\text{D}}\sigma_{\text{D}}(\nu_{\text{cell}}) + n_{\text{dust}}\sigma_{\text{dust}}}\tag{4.3}$$

où n_{H} , n_{D} et n_{dust} (resp. σ_{H} , σ_{D} et σ_{dust}) sont les densités (resp. les opacités) d'hydrogène, de deutérium et de poussière dans la cellule. Les interactions avec le deutérium sont très rares (et son effet est négligeable) pour les géométries en expansion (Schaerer et al., 2011), et donc nous négligerons cet élément pour la suite de cette description.

Pour savoir si le photon interagira avec un atome d'hydrogène ou un grain de poussière, un quatrième nombre aléatoire ξ_4 ($\in [0, 1]$) est généré. Si $P_{\text{H}} > \xi_4$, le photon diffuse sur un atome d'hydrogène, sinon il interagit avec la poussière.

La direction de réémission du photon est donnée par l'Eq. 3.21 pour une diffusion avec un atome d'hydrogène, et par la fonction de phase de diffusion anisotrope pour la poussière donnée par Henyey and Greenstein (1940).

4.1.3 Redistribution en fréquence des photons

La fréquence d'absorption dans le référentiel de la cellule ν_i^{cell} est connue car nous connaissons la fréquence à laquelle le photon a été émis (dans le référentiel de l'observateur) et la vitesse de la cellule par rapport à un observateur.

Ici, nous expliquons comment la fréquence d'un photon est calculée dans le référentiel de la cellule *après* diffusion sur un atome d'hydrogène ν_f^{cell} .

La relation entre les fréquences avant et après diffusion dans le référentiel de l'atome sont égales ($\nu = \nu_i^{at} = \nu_f^{at}$) car la diffusion est cohérente (cf section 3.1.2). Dans le référentiel de la cellule, les fréquences avant et après diffusion peuvent s'écrire :

$$\nu_i^{at} = \nu_f^{at} \iff \nu_i^{cell} - \nu_i^{cell} \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{k}_i}{c} = \nu_f^{cell} - \nu_f^{cell} \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{k}_f}{c} \quad (4.4)$$

où \vec{v} est la vitesse de l'atome dans le référentiel de la cellule, et \vec{k}_i et \vec{k}_f ses directions incidente et finale (i.e. avant et après diffusion). La figure 3.1 dans la section 3.1.2 illustre la diffusion d'un photon par un atome.

En faisant l'approximation au *premier ordre* (Hummer, 1962), $\nu_{i,f}^{cell} \sim \nu_{Ly\alpha} = 2.466 \times 10^{15}$ Hz, l'équation 4.4 devient :

$$\nu_i^{cell} - \nu_{Ly\alpha} \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{k}_i}{c} = \nu_f^{cell} - \nu_{Ly\alpha} \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{k}_f}{c} \quad (4.5)$$

Nous pouvons alors écrire ν_f^{cell} comme ceci :

$$\nu_f^{cell} = \nu_i^{cell} - \nu_{Ly\alpha} \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{k}_i}{c} + \nu_{Ly\alpha} \times \frac{\vec{v} \cdot \vec{k}_f}{c} \quad (4.6)$$

Il faut désormais calculer les produits scalaires $\vec{v} \cdot \vec{k}_i$ et $\vec{v} \cdot \vec{k}_f$.

4.1.3.1 Détermination de $\vec{v} \cdot \vec{k}_i$

La composante parallèle de la vitesse de l'atome $v_{//}$ est, par construction, colinéaire à la direction incidente du photon \vec{k}_i . Le produit scalaire $\vec{v} \cdot \vec{k}_i$ s'écrit alors $\vec{v} \cdot \vec{k}_i = v_{//}$. La valeur de $v_{//}$ ne peut pas être tirée aléatoirement selon une distribution Maxwellienne car nous ne connaissons pas, *a priori*, la fréquence d'absorption du photon ν_i^{cell} . Pour une valeur de ν_i^{cell} donnée, tous les atomes de vitesses parallèles $v_{//}$ n'ont pas la même probabilité d'interagir avec le photon incident.

$v_{//}$ est tiré alors aléatoirement selon la distribution $f(v_{//})$ donnée par Zheng and Miralda-Escudé (2002) :

$$f(v_{//}) = \frac{a}{\pi} \frac{e^{-v_{//}^2}}{(x - v_{//}/b)^2 + a^2} H^{-1}(a, x) \quad (4.7)$$

où b la dispersion de vitesse du gaz dans la cellule (Eq. 4.1). x est le paramètre donnant la fréquence du photon incident : $x = (\nu_i^{cell} - \nu_{Ly\alpha})/\Delta\nu_D$, où $\Delta\nu_D = \frac{v_{th}}{c} \nu_{Ly\alpha}$. a est la largeur relative des élargissements naturel et Doppler (Eq. 3.12) et $H^{-1}(a, x)$ l'inverse de la fonction de Hjerting (Eq. 3.14, défini dans la section 3.1.2).

Cette distribution reflète le fait que les photons de fréquence x tendent à interagir dans le coeur de la raie Ly α avec des atomes de vitesse $v_{//} \sim x \times b$. Par contre, pour les photons ayant de grandes valeurs de x , la probabilité d'être diffusé par un atome satisfaisant cette relation est faible car peu d'atomes ont de grandes vitesses $v_{//}$ dans un gaz. En effet, il y a peu de chance qu'un atome ait une grande vitesse $v_{//}$ car la distribution Maxwellienne varie comme $\sim \exp(-v_{//}^2/b^2)$.

4.1.3.2 Détermination de $\vec{v} \cdot \vec{k}_f$

Le vecteur vitesse de l'atome peut se décomposer selon ses composantes vectorielles parallèle et perpendiculaire : $\vec{v} = \vec{v}_{//} + \vec{v}_{\perp}$. Le produit scalaire $\vec{v} \cdot \vec{k}_f$ s'écrit donc de la manière suivante :

$$\vec{v} \cdot \vec{k}_f = \vec{v}_{//} \cdot \vec{k}_f + \vec{v}_{\perp} \cdot \vec{k}_f \quad (4.8)$$

$\vec{v}_{//}$ est simplement $v_{//} \vec{k}_i$ donc le premier terme de l'équation ci-dessus se réduit à $\vec{v}_{//} \cdot \vec{k}_f = v_{//} \vec{k}_i \cdot \vec{k}_f = v_{//} \cos \mu$, où μ est l'angle entre le photon incident et le photon après diffusion (cf figure 3.1). Cet angle est calculé lors de la redistribution angulaire.

Le produit scalaire $\vec{v}_{\perp} \cdot \vec{k}_f$ peut être explicitement écrit sous la forme :

$$\vec{v}_{\perp} \cdot \vec{k}_f = v_{\perp} \cos(\vec{v}_{\perp}, \vec{k}_f) \quad (4.9)$$

D'après la figure 3.1, l'angle entre \vec{v}_{\perp} et \vec{k}_f est $\mu + \pi/2$. Par conséquent,

$$\vec{v}_{\perp} \cdot \vec{k}_f = v_{\perp} \cos(\mu + \pi/2) = v_{\perp} \sin \mu = v_{\perp} \times \sqrt{1 - \mu^2} \quad (4.10)$$

Nous avons déterminé tous les termes nécessaires au calcul de la fréquence de réémission dans le référentiel de la cellule d'un photon après diffusion et nous pouvons réécrire l'équation 4.6 sous la forme :

$$\nu_f^{cell} = \nu_i^{cell} - \nu_{Ly\alpha} \times \frac{v_{//}(1 - \cos \mu)}{c} + \nu_{Ly\alpha} \times \frac{v_{\perp} \sqrt{1 - \mu^2}}{c} \quad (4.11)$$

Pour connaître la fréquence du photon diffusé vue par un observateur extérieur ν_f^{obs} , il suffit de faire la transformation :

$$\nu_f^{obs} = \nu_f^{cell} \times \left(1 - \frac{u}{c}\right) \quad (4.12)$$

où u est la vitesse projetée de la cellule mesurée par un observateur.

Les processus décrits ci-dessus sont répétés $N_{interactions}$ fois, jusqu'à ce que le photon soit absorbé par un grain de poussière, ou jusqu'à ce qu'il s'échappe, c'est-à-dire jusqu'à ce qu'il atteigne le bord de la grille. Dans la pratique, $N_{photons}$ sont lancés en parallèle. Il est ensuite possible d'extraire de la simulation toutes les caractéristiques pertinentes des photons (fréquence initiale et émergente dans le référentiel de l'observateur, lieu d'émission, parcours, nombre de diffusions, etc) selon qu'ils ont été détruits par la poussière, ou qu'ils sont parvenus à s'échapper.

Le code a été testé et validé en comparant les résultats avec les prédictions analytiques de Neufeld (1990) et d'autres codes numériques (voir Verhamme et al., 2006).

4.2 Modèle de coquille en expansion

4.2.1 Description

Ce modèle décrit le transfert de photons Ly α à travers une coquille sphérique de gaz (et de poussière) en expansion. Verhamme et al. (2006) ont présenté et étudié ce modèle. Par la suite, Verhamme et al. (2008) l'ont utilisé pour ajuster des spectres Ly α observés de galaxies à grand redshift. Ils furent capable de reproduire la grande majorité des profils, ce qui nous a en partie décidé à utiliser ce modèle dans le chapitre 5.

Ce modèle suppose qu’une source située au centre de la sphère émet de manière isotrope un spectre continu sur un intervalle centré autour de $\lambda_{Ly\alpha} = 1216 \text{ \AA}$, dans le référentiel de l’observateur situé en dehors de la sphère (la source est au repos pour l’observateur).

Les photons se propagent dans les premières cellules de la grille qui ont une densité de gaz et de poussière nulles jusqu’à atteindre les cellules de la coquille, caractérisée par quatre paramètres :

- une densité de colonne de HI N_H ,
- une opacité de poussière τ_{dust} ,
- la dispersion de vitesse (microscopique) du gaz b ,
- une vitesse d’expansion (macroscopique) V_{exp} (toujours définie telle que $V_{\text{exp}} \geq 0$).

Une représentation de la coquille est montrée sur la figure 4.1. L’observateur est à gauche et la ligne de visée est horizontale. Quelles que soient leurs positions, toutes les cellules de la coquille ont une vitesse $V_{\text{exp}} (\geq 0)$ par rapport à la source centrale (étoile jaune). Par contre, la vitesse d’une cellule de la coquille vue par l’observateur dépend de l’angle θ auquel se situe la cellule.

4.2.2 Transfert à travers la coquille

Les photons peuvent subir zéro, une ou de multiples diffusions sur des atomes avant de s’échapper, ou bien être détruits par un grain de poussière. Tout d’abord, rappelons que la coquille est en expansion à la vitesse V_{exp} et, qu’à l’intérieur, les atomes ont des vitesses microscopiques distribuées selon une Maxwellienne définie par b . Pour une émission centrale monochromatique à λ_0 au repos, un atome de vitesse particulière v (v peut être négatif) dans le référentiel de la cellule verra le photon à la longueur d’onde $\lambda = \lambda_0 \times (1 + (V_{\text{exp}} + v)/c)$.

Dès lors, soit (i) l’atome absorbe le photon dans le coeur de la raie (sa vitesse particulière est de l’ordre de V_{exp} mais de direction opposée) soit (ii) il l’absorbe dans les ailes (sa vitesse est faible ou de même direction que V_{exp}). La longueur d’onde du photon réémis ne sera pas la même pour un observateur extérieur. Pour des valeurs de v bien inférieures à V_{exp} , c’est le cas (ii) qui va dominer. Le cas (i) reste non négligeable mais il est plus complexe à interpréter qualitativement, car la Maxwellienne de dispersion de vitesse b , et la largeur naturelle (Lorentzienne) de la raie $Ly\alpha$ sont en compétition pour calculer la probabilité de diffusion d’un photon. Dans les paragraphes suivants, l’analyse du transfert des photons à travers la coquille jusqu’à l’observateur sera faite en supposant que seul le cas (ii) s’applique, i.e. que $b \ll V_{\text{exp}}$.

L’analyse des diffusions subies par les photons proposée dans Verhamme et al. (2006) montre que plusieurs régimes existent. Si l’on regarde la coquille dans une direction donnée, les photons qui vont finalement s’échapper dans notre direction peuvent provenir de différents endroits. Dans la figure 4.1, un observateur placé à gauche de la coquille va récolter des photons dont la dernière diffusion avant échappement a eu lieu à différents endroits de la coquille. Pour l’observateur extérieur à la sphère, un hémisphère se rapproche de lui (en bleu sur la figure 4.1) et l’autre s’en éloigne (en rouge). Un photon de longueur d’onde donnée dans le référentiel d’une cellule de la coquille sera vu à des décalages différents par l’observateur selon l’hémisphère dont il est émis.

Pour une émission centrale monochromatique à λ_0 au repos (étoile jaune sur la figure 4.1), plusieurs parcours de diffusion avant échappement en direction de l’observateur sont possibles :

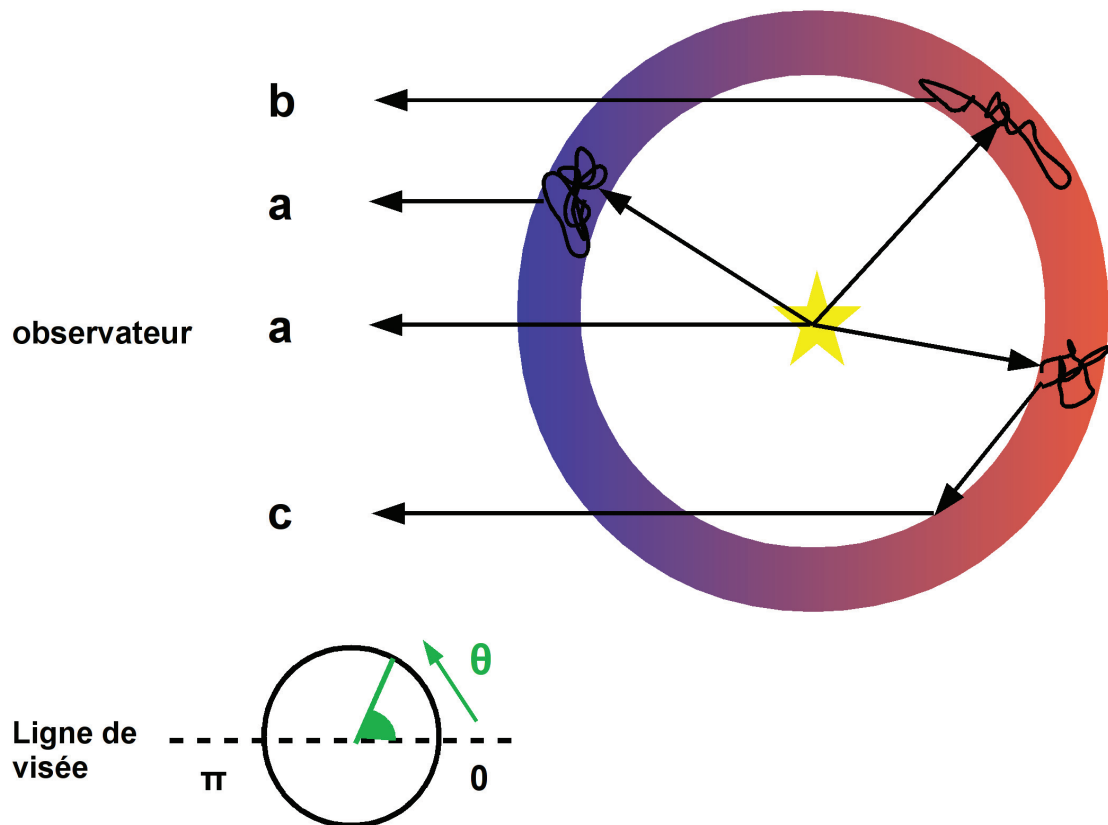


FIG. 4.1: Image décrivant les différents modes possibles de diffusion des photons $\text{Ly}\alpha$ dans la coquille. Dans la pratique, les photons peuvent sortir dans toutes les directions. La coquille étant à symétrie sphérique, il n'y a pas de direction privilégiée. Les lettres a, b, et c correspondent à trois parcours différents que peuvent suivre les photons avant de s'échapper de la coquille, en direction de l'observateur. Les contributions de ces trois parcours de diffusion au spectre émergent sont représentés par les mêmes lettres a, b et c sur la figure 4.2.

- une émission en direction de l’observateur sans diffusion dans l’hémisphère bleu H_B (composante **a** sur la figure 4.1),
- une émission en direction de l’observateur avec diffusion dans l’hémisphère bleu H_B (composante **a** également sur la figure 4.1)),
- un *backscattering* (ou rétrodiffusion) sur l’hémisphère rouge H_R (composante **b** sur la figure 4.1)),
- plusieurs *backscatterings* sur l’hémisphère rouge H_R (composante **c** sur la figure 4.1)).

Nous entendons par *backscattering* un rebond sur un endroit de l’hémisphère H_R . Sur la figure 4.1, la composante **b** subit un seul *backscattering* et la composante **c** deux. Pour un *backscattering*, le photon peut diffuser plusieurs fois localement sans vraiment changer de fréquence car la grande majorité des atomes de la coquille ont des vitesses particulières similaires (pour une dispersion de vitesse b petite).

Nous discutons les différents parcours suivis par les photons plus en détail ci-dessous.

Evasion directe L’observateur voit le photon émis à λ_0 , i.e. à la même longueur d’onde que dans le référentiel de la source (composante **a**).

Diffusion(s) dans l’hémisphère bleu H_B uniquement En supposant que $b \ll V_{\text{exp}}$ (cf ci-dessus), un photon source arrivant sur H_B est diffusé à $\lambda \sim \lambda_0 \times (1 + V_{\text{exp}}/c)$ dans le référentiel de H_B . L’observateur voit H_B se rapprocher de lui à $V_{\text{exp}} \cos \theta$. Prenons le cas (extrême) où $\theta \sim \pi$, i.e. le photon est émis parallèlement à la ligne de visée en direction de l’observateur. Ce dernier détecte alors le photon à $\sim \lambda_0 \times (1 + V_{\text{exp}}/c) \times (1 - V_{\text{exp}}/c) \sim \lambda_0$ tout comme dans le cas de l’évasion directe (composante **a**).

1 backscattering sur H_R En supposant toujours que $b \ll V_{\text{exp}}$, un photon source arrivant sur H_R est diffusé à $\lambda \sim \lambda_0 \times (1 + V_{\text{exp}}/c)$ dans le référentiel de H_R . Ce photon réémis en direction de l’observateur va potentiellement diffuser dans l’autre hémisphère H_B , qui s’éloigne à une vitesse de $2V_{\text{exp}} \cos \theta$ de H_R . Les photons sont donc vus très redshiftés par H_B : $\lambda \sim \lambda_0 \times (1 + V_{\text{exp}}/c) \times (1 + 2V_{\text{exp}} \cos \theta/c) \sim \lambda_0 \times (1 + 3V_{\text{exp}}/c)$. Cela réduit la probabilité de diffusion car les photons, vus par H_B , les plus rouges ont plus de chance de traverser sans interagir.

Intéressons nous désormais à ce que détecte l’observateur situé à gauche de la coquille. L’observateur voit H_R s’éloigner de lui à $+V_{\text{exp}} \cos \theta$. En supposant que $\theta \sim 0$ (i.e. un photon source émis horizontalement à droite et diffusé par H_R dans la direction opposée) et que le photon diffusé par H_R traverse H_B sans interagir, l’observateur détecte le photon à $\sim \lambda_0 \times (1 + V_{\text{exp}}/c) \times (1 + V_{\text{exp}}/c) \sim \lambda_0 \times (1 + 2V_{\text{exp}}/c)$, soit un grand décalage vers le rouge (composante **b**)³.

2 backscatterings ou plus sur H_R Reprenons le cas précédent mais en supposant qu’après un premier *backscattering* sur H_R au point P, le photon n’est pas réémis en direction de l’observateur mais sur un autre point P’ de H_R conduisant à un deuxième *backscattering*. La vitesse

³La largeur de la composante b sur le spectre de la figure 4.2 autour de $x = -2V_{\text{exp}}/b$ est dû (i) aux différents angles θ , (ii) aux diffusions multiples que peut subir localement un photon dans H_R avant d’être réémis en direction de l’observateur et (iii) des diffusions potentielles des photons provenant de H_R dans H_B .

relative entre P et P' est $2V_{\text{exp}} \cos \theta$. Le deuxième *backscattering* redshiftera encore plus le photon. L'observateur verra ce photon d'autant plus décalé vers le rouge (composante **c**). De multiples *backscatterings* décaleront d'autant plus la raie vers le rouge. Cependant, plus le décalage vers le rouge est grand, moins la diffusion est probable et un photon parvient à traverser la coquille sans interagir après quelques *backscatterings* au maximum.

Le spectre présenté sur la figure 4.2 provient de Verhamme et al. (2006) et montre les contributions des différents parcours suivis par les photons à travers une coquille définie par sa vitesse d'expansion V_{exp} , sa densité de colonne de HI N_{H} , sa dispersion de vitesse b et l'opacité de la poussière τ_{dust} . Le spectre est tabulé en x dans le référentiel de l'observateur. Rappelons que $x = 0$ correspond à un photon vu à 1216 \AA . Plus x est négatif, plus le photon est vu redshifté. On voit donc clairement que les photons ayant subi au moins un *backscattering* apparaissent décalés vers le rouge.

4.2.3 Ajustement de spectres observés

Verhamme et al. (2008) ont utilisé ce modèle de coquille pour reproduire les spectres Ly α observés par Tapken et al. (2007) de galaxies entre $z = 3$ et 5. En testant différents jeux de paramètres (V_{exp} , N_{H} , b et τ_{dust}), la quasi-totalité des raies ont pu être ajustées (cf figure 4.3) malgré la diversité des profils et la simplicité du modèle (sphéricité et homogénéité de la coquille, uniformité de la vitesse d'expansion, émission centrale, etc). En plus des quatre paramètres décrivant la coquille, deux autres paramètres ont été utilisés pour décrire l'émission

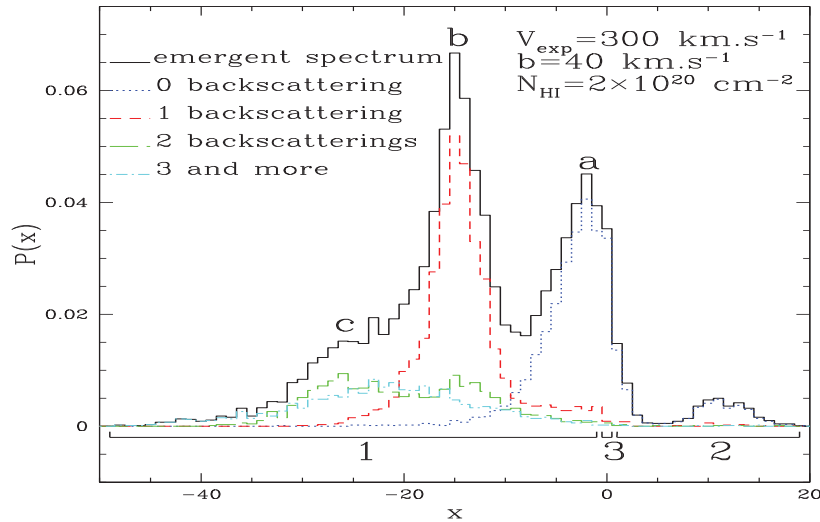


FIG. 4.2: Exemple de spectre Ly α issu de Verhamme et al. (2006) décomposé selon les contributions des différents parcours de diffusion dans la coquille (**a**, **b** ou **c**) qui sont illustrés sur la figure 4.1. **a** : correspond à une émission directe sans diffusion ou avec diffusion dans l'hémisphère qui se déplace en direction de l'observateur. **b** : une rétrodiffusion (*backscattering*). **c** : 2 rétrodiffusions (*backscattering*). Une source centrale monochromatique a été supposée. Le décalage spectral est exprimé par le paramètre x , dont nous rappelons la définition : $x = (\nu^{\text{obs}} - \nu_{\text{Ly}\alpha}) / \Delta\nu_D$, où $\Delta\nu_D = \frac{v_{\text{th}}}{c} \nu_{\text{Ly}\alpha}$ et b est la dispersion de vitesse dans la coquille. Un x négatif correspond à un *redshift* et un x positif à un *blueshift*.

source supposée Gaussienne : la largeur de raie à mi-hauteur, et la largeur équivalente du profil d'émission intrinsèque.

4.3 Librairie de modèles de coquilles

4.3.1 Présentation de la librairie

Schaerer et al. (2011) ont publié une librairie de modèles de transfert $\text{Ly}\alpha$ basée sur cette géométrie de coquille sphérique en expansion.

La librairie contient 7800 modèles correspondant aux 7800 configurations de paramètres de coquille : V_{exp} , N_{H} , b et τ_{dust} . La librairie comporte 12 valeurs tabulées de V_{exp} comprises entre 0 et 700 km.s^{-1} , 13 de N_{H} entre 10^{16} et $10^{21.7} \text{ cm}^{-2}$, 5 de b entre 20 et 160 km.s^{-1} et enfin 10 de τ_{dust} entre 0 et 4. Les valeurs des paramètres utilisés pour construire la librairie sont données dans la table 4.1.

Dans cette section, nous utiliserons les vitesses (V) pour exprimer le décalage spectral :

$$V = c \times \left(\frac{\lambda(\text{\AA})}{1216} - 1 \right) \text{ km.s}^{-1} \quad (4.13)$$

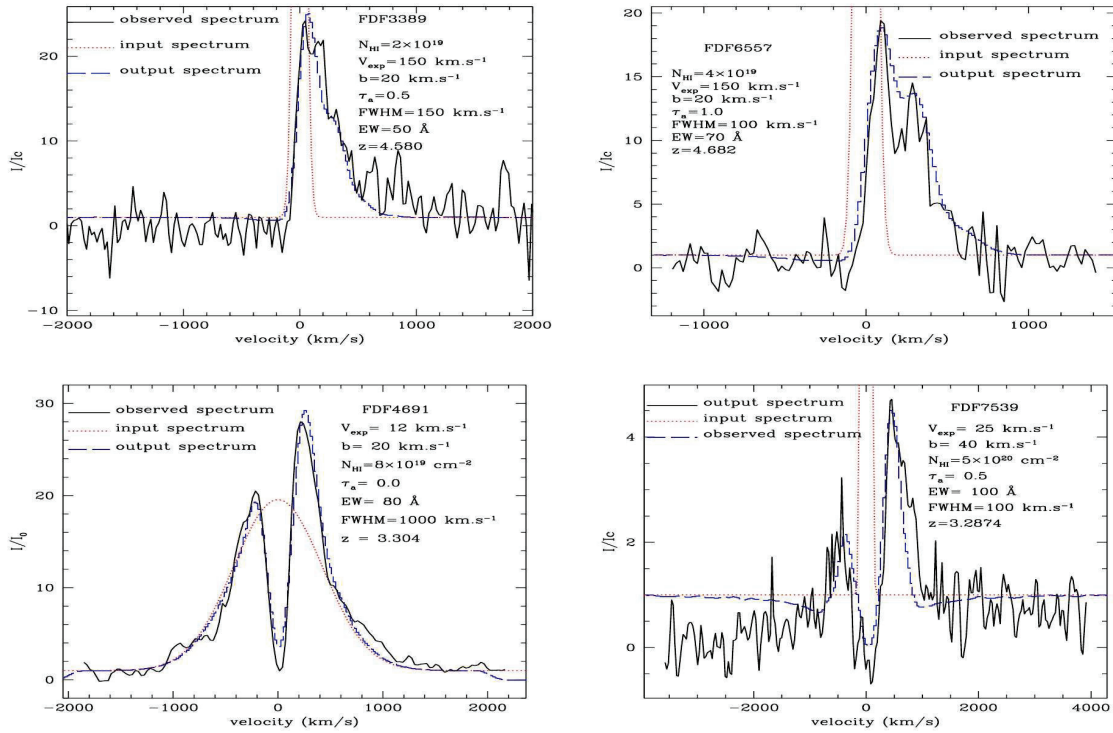


FIG. 4.3: Cette figure montre des spectres $\text{Ly}\alpha$ observés (en noir) par Tapken et al. (2007) qui ont été ajustés avec le modèle de coquille en expansion MCLya (en bleu). Les courbes rouges indiquent les raies intrinsèques prises pour effectuer le transfert $\text{Ly}\alpha$. Nous voyons que des profils de raie de forme très différentes peuvent être ajustés en variant les paramètres de la coquille V_{exp} , N_{H} , b et τ_{dust} (plus deux paramètres supplémentaires décrivant la largeur équivalente, et la largeur à mi-hauteur de l'émission intrinsèque). Crédits : Verhamme et al. (2006).

| | | | | | | | | | | | | | |
|----------------------|----|-------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| V_{exp} | 0 | 20 | 50 | 100 | 150 | 200 | 250 | 300 | 400 | 500 | 600 | 700 | |
| $\log N_{\text{H}}$ | 16 | 18 | 18.5 | 19 | 19.3 | 19.6 | 19.9 | 20.2 | 20.5 | 20.8 | 21.1 | 21.4 | 21.7 |
| b | 10 | | 20 | | 40 | | 80 | | 160 | | | | |
| τ_{dust} | 0 | 0.001 | 0.1 | 0.2 | 0.5 | 1 | 1.5 | 2 | 3 | 4 | | | |

TAB. 4.1: Paramètres de la librairie MCLya (Schaerer et al., 2011). Les vitesses V_{exp} et b sont exprimées en km.s^{-1} et la densité de colonne N_{H} en cm^{-2} .

Un photon vu à $V = 0$ par l’observateur est un photon de longueur d’onde $\lambda = 1216 \text{ \AA}$, alors qu’un photon vu à $V > 0$ (resp. $V < 0$) est décalé vers le rouge (resp. vers le bleu) par rapport au centre de raie Ly α .

Une source située au centre de la sphère émet de manière isotrope un spectre continu sur un intervalle exprimé en vitesse $I_V = [-6000; 6000] \text{ km.s}^{-1}$. Par la suite, nous appellerons photons Ly α tous les photons observés dans cet intervalle I_V .

Dans la librairie construite par D. Schaerer, 1000 photons par intervalle de vitesse $dV = 20 \text{ km.s}^{-1}$ (soit 601000 photons en tout) sont initialement émis pour **chacun** des modèles.

Etant donné que les photons sont émis de manière isotrope au centre et que la coquille est homogène et à symétrie sphérique, aucune direction n’est privilégiée pour un observateur. Ainsi, la fraction d’évasion globale f_{esc} est le rapport entre nombre de photons s’échappant de la coquille intégré sur toutes les directions et le nombre total de photons émis au centre.

Pour prédire les propriétés Ly α des galaxies dans la modélisation des Émetteurs Ly α (chapitre 5), nous avons besoin d’extraire de la librairie deux informations principales : la fraction d’évasion et le spectre Ly α . Dans ce modèle, nous supposons que la raie Ly α intrinsèque (avant transfert) a un profil Gaussien $\Phi(v_{\text{in}})$, où v_{in} exprime le décalage spectral des photons (cf Éq. 4.13) *avant transfert* dans la coquille. La librairie MCLya fournit la fraction d’évasion d’émission $f_{\text{esc}}(v_{\text{in}})$ par intervalle de v_{in} pour un spectre plat. Pour un profil intrinsèque Gaussien $\Phi(v_{\text{in}})$, la fraction d’évasion totale se calcule comme ceci :

$$f_{\text{esc}} = \frac{\int f_{\text{esc}}(v_{\text{in}})\Phi(v_{\text{in}})dv_{\text{in}}}{\int \Phi(v_{\text{in}})dv_{\text{in}}} \quad (4.14)$$

Pour reconstruire les spectres après transfert, il faut tout d’abord ajouter au spectre d’input un continu UV $C(v_{\text{in}})$. La librairie MCLya donne, pour chaque intervalle de vitesse d’émission avant transfert v_{in} , la distribution de vitesse v_{out} . Le spectre émergent $\Phi_{v_{\text{in}}}(v_{\text{out}})$ est la somme de ces distributions sur toutes les vitesses d’émission v_{in} :

$$S(v_{\text{out}}) = \int [C(v_{\text{in}}) + \Phi(v_{\text{in}})] \times f_{\text{esc}}(v_{\text{in}}) \times \Phi_{v_{\text{in}}}(v_{\text{out}})dv_{\text{in}} \quad (4.15)$$

Les largeurs équivalentes après transfert sont calculées à partir du spectre émergent $S(v_{\text{out}})$ selon la formule :

$$\text{EW}_{\text{Ly}\alpha} = \int \frac{S(v_{\text{out}}) - C_{\text{ext}}(v_{\text{out}})}{C_{\text{ext}}(v_{\text{out}})}dv_{\text{out}} \quad (4.16)$$

où $C_{\text{ext}}(v_{\text{out}})$ est le flux du continu après extinction par la poussière. Dans la pratique, nous utilisons la valeur moyenne de $S(v_{\text{out}})$ aux bords de l’intervalle de fréquence I_V pour estimer $C_{\text{ext}}(v_{\text{out}})$ où l’extinction par la poussière est égale à un modèle d’écran $e^{-\tau_{\text{dust}}}$ (cf 2.2.3.2 dans le chapitre 2).

4.3.2 Analyse de la librairie

4.3.2.1 Variations de f_{esc}

Dans cette section, nous étudions la variation⁴ de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} en fonction des paramètres V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} . La librairie de [Schaerer et al. \(2011\)](#) contient également le paramètre b , décrivant la dispersion de vitesse dans la coquille (vitesse thermique et turbulence). Dans le modèle $\text{Ly}\alpha$ présenté dans le chapitre 5, nous avons choisi de fixer ce paramètre b à 20 km.s^{-1} pour plusieurs raisons. Premièrement, une estimation réaliste de la vitesse microscopique du gaz est au delà des possibilités de la modélisation semi-analytique. Deuxièmement, la turbulence du le gaz est une grandeur mal contrainte. Enfin, b est le paramètre qui a le moins d'impact sur sur les propriétés $\text{Ly}\alpha$. Nous montrons son faible impact sur les profils de raie $\text{Ly}\alpha$ dans la section suivante (cf section 4.3.2.2).

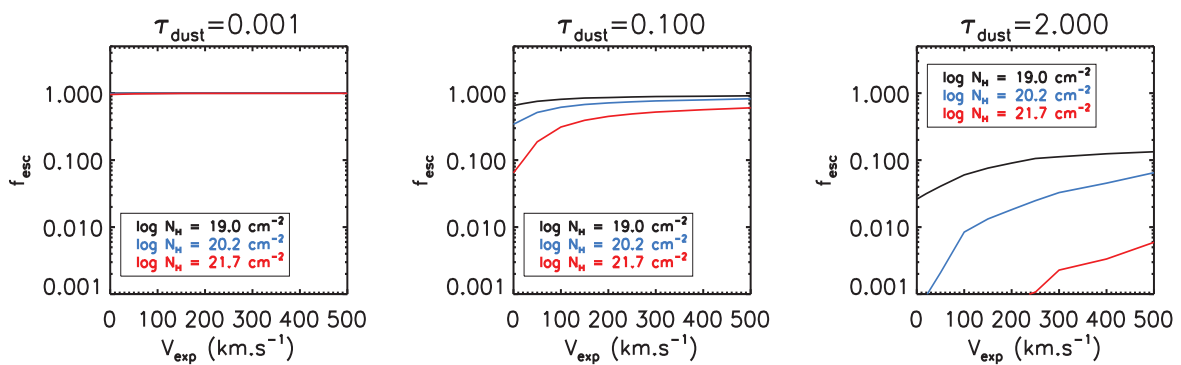


FIG. 4.4: Les trois courbes illustrent la variation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} en fonction de la vitesse d'expansion de la coquille V_{exp} . Chacune des trois vignettes correspond à une valeur donnée de l'opacité de la poussière τ_{dust} . Enfin, sur chaque figure, la variation de f_{esc} , pour trois valeurs de la densité de colonne N_{H} , est illustrée par des couleurs différentes (voir légende).

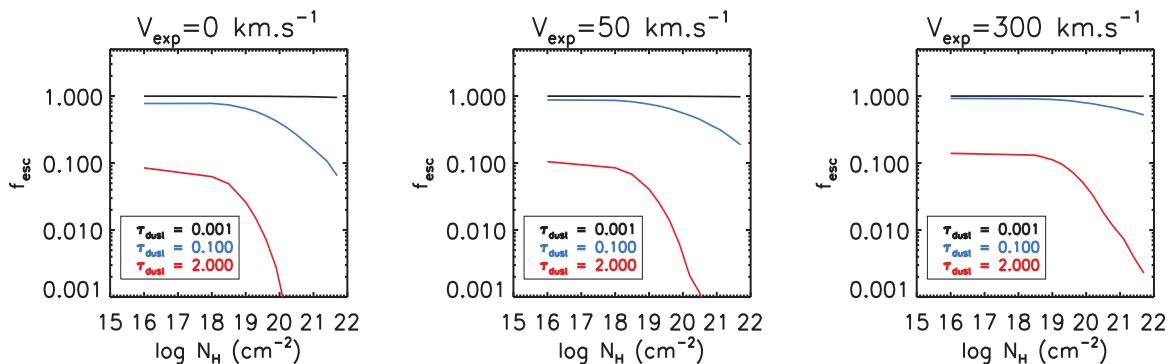


FIG. 4.5: Les trois courbes illustrent la variation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} en fonction de la densité de colonne de la coquille N_{H} . Chacune des trois vignette correspond à une valeur donnée de la vitesse d'expansion V_{exp} . Enfin, sur chaque figure, la variation de f_{esc} , pour trois valeurs de l'opacité de la poussière τ_{dust} , est illustrée par des couleurs différentes (voir légende).

⁴Les fractions d'évasion $\text{Ly}\alpha$ ont été calculées en supposant une raie intrinsèque de forme Gaussienne de largeur à mi-hauteur (FWHM) typique de 150 km.s^{-1} .

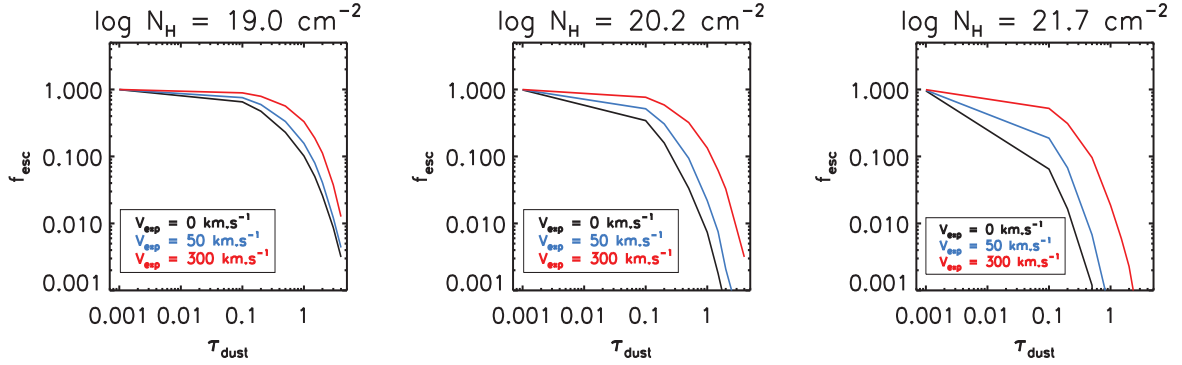


FIG. 4.6: Les trois courbes illustrent la variation de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} en fonction de l'opacité de la poussière de la coquille τ_{dust} . Chacune des trois vignettes correspond à une valeur donnée de la densité de colonne N_{H} . Enfin, sur chaque figure, la variation de f_{esc} , pour trois valeurs de la vitesse d'expansion V_{exp} , est illustrée par des couleurs différentes (voir légende).

La figure 4.4 montre la dépendance de f_{esc} en V_{exp} pour différentes valeurs de N_{H} et τ_{dust} . À très faible τ_{dust} , f_{esc} vaut ~ 1 quelque soit la vitesse de la coquille ou la densité de gaz. Pour des τ_{dust} plus grands, f_{esc} augmente avec V_{exp} car les photons sources sont vus plus redshiftés par la coquille ce qui diminue leur probabilité de diffusion.

La variation de f_{esc} en fonction de N_{H} est illustrée par la figure 4.5. f_{esc} diminue pour des N_{H} croissantes si τ_{dust} est non négligeable ($\tau_{\text{dust}} > 0.001$). Dès lors, à quantité de poussière donnée, plus la densité de colonne augmente, plus la fraction d'évasion diminue à cause de la résonance accrue dans le gaz qui allonge le parcours des photons dans le gaz et rend plus probable leur destruction par une grande poussière.

Enfin, la figure 4.6 montre l'influence de la poussière sur f_{esc} . Evidemment, la fraction d'évasion diminue lorsque τ_{dust} augmente. L'augmentation de N_{H} accentue cet effet grâce à la résonance alors que de plus grandes vitesses de coquille facilite l'échappement des photons via l'effet Doppler.

Les trois paramètres V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} influent tous sur la variation de la fraction d'évasion même si la quantité de poussière en est le principal facteur. La valeur de f_{esc} résulte de la combinaison de ces trois paramètres. La variation de f_{esc} dans l'espace des trois paramètres est difficilement représentable en 3D. Sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9, nous montrons comment f_{esc} varie dans des sous-espaces à 2D pour différentes valeurs du 3e paramètre. Le code couleur illustre le changement de la valeur de f_{esc} dans ces sous-espaces 2D ($f_{\text{esc}} \sim 0$ en noir et $f_{\text{esc}} \sim 1$ en rouge). Cette représentation alternative à celle des figures 4.4, 4.5 et 4.6 permet d'illustrer plus finement l'évolution de f_{esc} en fonction de deux paramètres.

Même si l'opacité de la poussière τ_{dust} a le plus fort impact (cf figure 4.9), chacun des trois paramètres V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} influe sur la fraction d'évasion. En effet, dans le cas où τ_{dust} est faible (< 1), la vitesse V_{exp} a un effet net sur f_{esc} (cf figures 4.7 et 4.8). De même, à un τ_{dust} fixé, l'augmentation de la densité de colonne diminue fortement f_{esc} (cf figure 4.7).

En conclusion, nous pouvons dire que la fraction d'évasion est fortement couplée à chacun des paramètres dans le modèle de coquille en expansion. L'augmentation de τ_{dust} accentue l'extinction et fait donc diminuer fortement f_{esc} . Pour des valeurs croissantes de N_{H} , cette extinction est

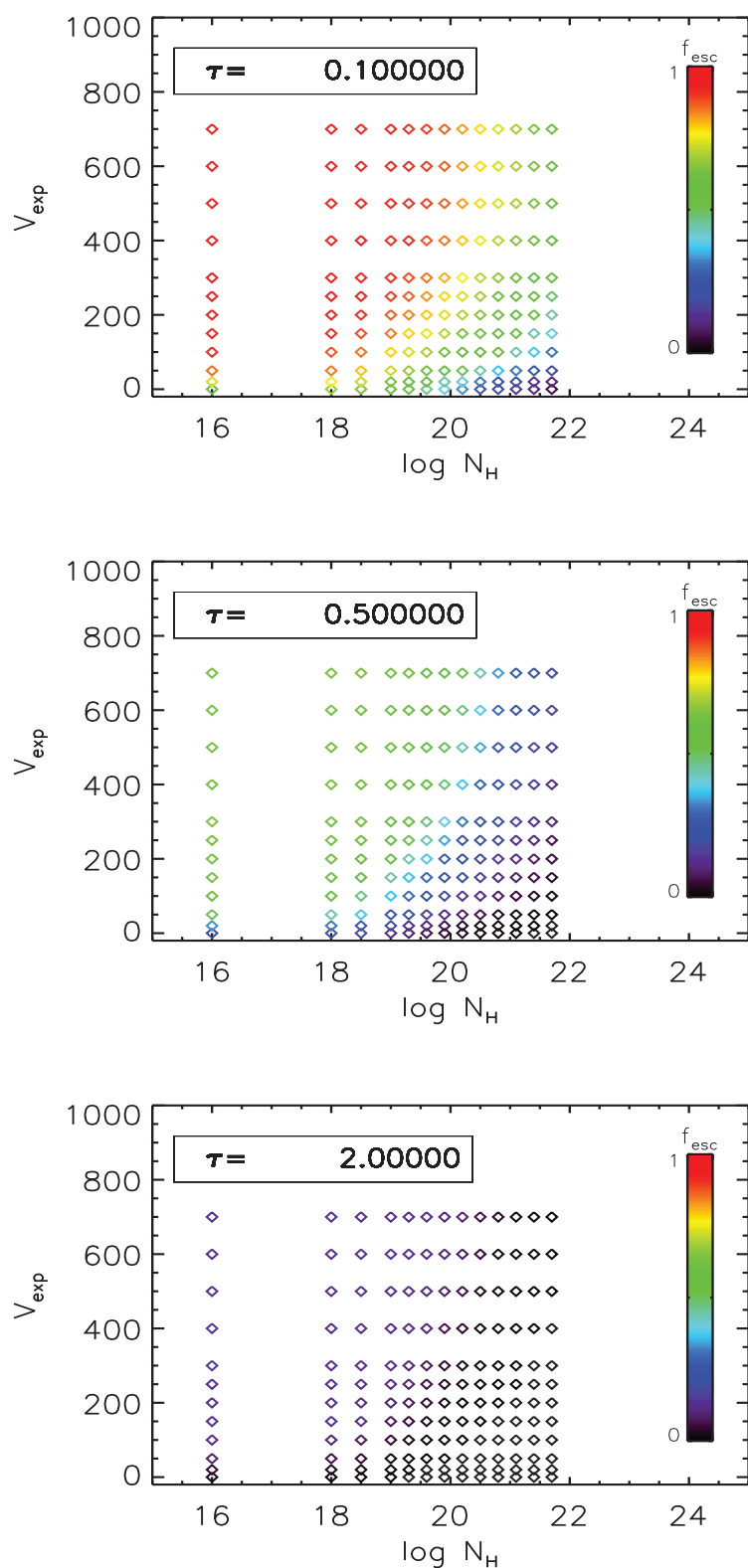


FIG. 4.7: Illustration la variation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} dans le sous-espace $V_{\text{exp}}\text{-}N_{\text{H}}$. Le code couleur indique l'évolution de f_{esc} ($f_{\text{esc}} \sim 0$ en noir et $f_{\text{esc}} \sim 1$ en rouge). Les trois figures correspondent à trois différentes valeurs données du troisième paramètre : τ_{dust} .

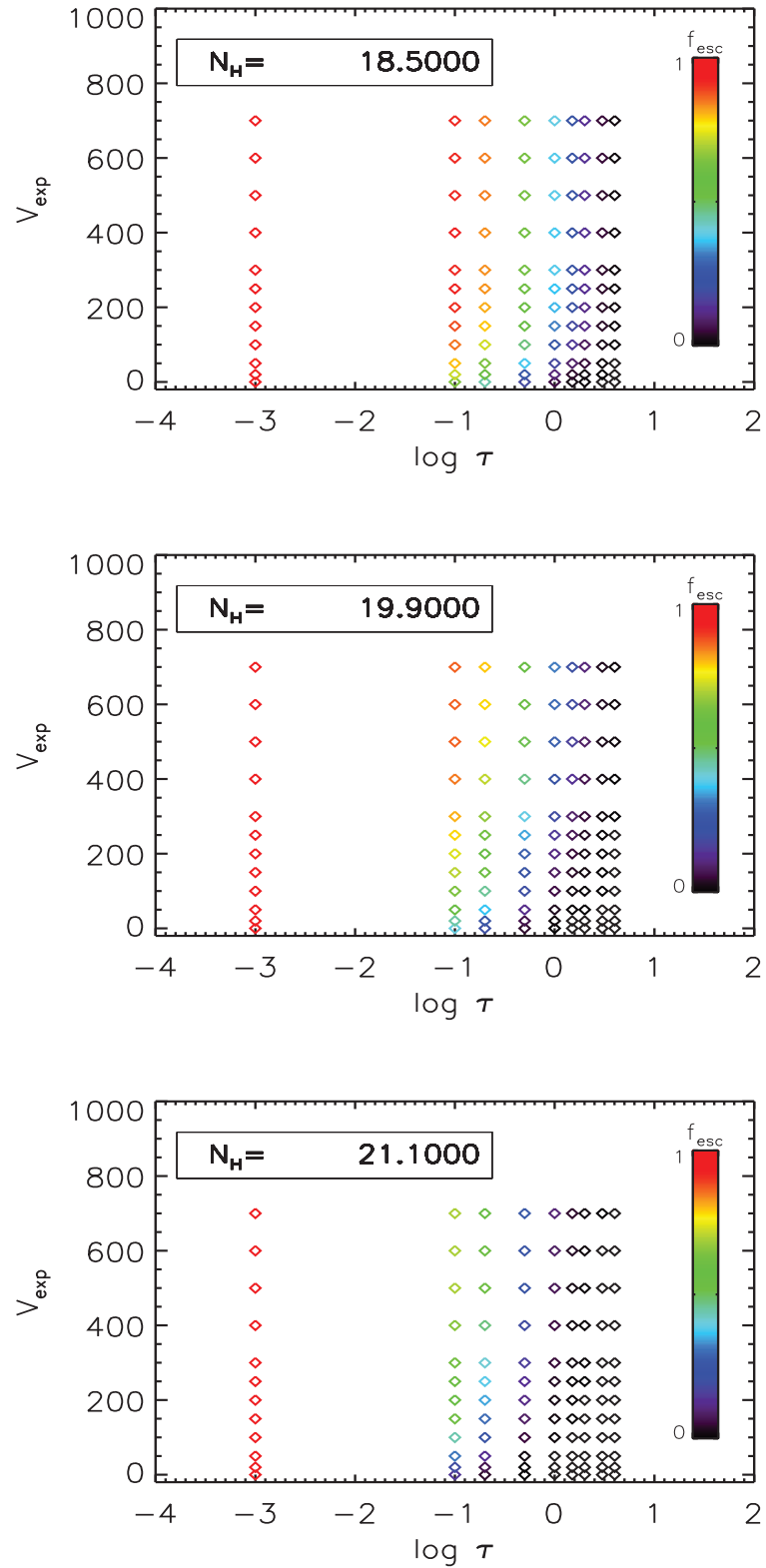


FIG. 4.8: Illustration la variation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} dans le sous-espace $V_{\text{exp}}-\tau_{\text{dust}}$. Le code couleur indique l'évolution de f_{esc} ($f_{\text{esc}} \sim 0$ en noir et $f_{\text{esc}} \sim 1$ en rouge). Les trois figures correspondent à trois différentes valeurs données du troisième paramètre : N_H .

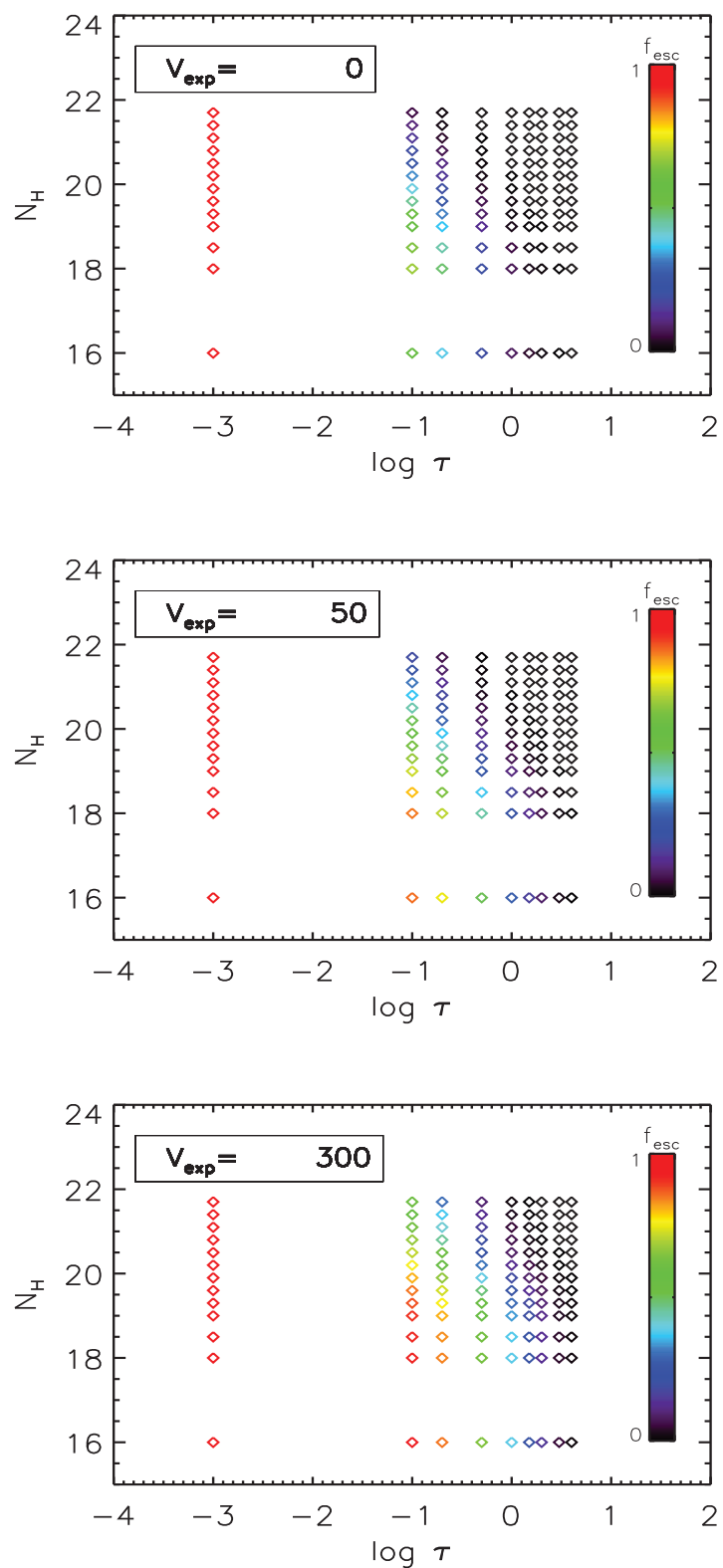


FIG. 4.9: Illustration la variation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} dans le sous-espace $N_{\text{H}}-\tau_{\text{dust}}$. Le code couleur indique l'évolution de f_{esc} ($f_{\text{esc}} \sim 0$ en noir et $f_{\text{esc}} \sim 1$ en rouge). Les trois figures correspondent à trois différentes valeurs données du troisième paramètre : V_{exp} .

amplifiée du fait de la résonance. L'évasion des photons est facilitée lorsque de grandes valeurs de V_{exp} sont prises, grâce au décalage Doppler.

4.3.2.2 Variations des profils $\text{Ly}\alpha$

Selon les différents jeux de paramètres ($V_{\text{exp}}, N_{\text{H}}, b, \tau_{\text{dust}}$), les profils de raie $\text{Ly}\alpha$ peuvent être divers et variés.

Nous donnons quelques exemples de la variation des spectres pour différentes valeurs de $V_{\text{exp}}, N_{\text{H}}, b$ et τ_{dust} sur la figure 4.10. Les raies intrinsèques ont été construites en supposant une largeur à mi-hauteur $FWHM = 150 \text{ km.s}^{-1}$ et une largeur équivalente $EW = 80 \text{ \AA}$.

Pour $V_{\text{exp}} = 0 \text{ km.s}^{-1}$, le spectre est symétrique avec une absorption dans le coeur de la raie. En augmentant la vitesse d'expansion, le profil devient de type P-Cygni avec une asymétrie du coté rouge de plus en plus forte et un pic de plus en plus décalé, du fait du (ou des) backscatterings. A partir de $V_{\text{exp}} = 400 \text{ km.s}^{-1}$, un second pic au coeur de la raie apparaît. Il correspond aux photons parvenant à s'échapper directement sans interagir, grâce au large décalage Doppler.

Pour les faibles densités de colonne N_{H} , la probabilité de diffusion dans la coquille est faible et les photons peuvent s'échapper presque directement de telle sorte que le spectre pique à $V=0 \text{ km.s}^{-1}$. En augmentant N_{H} , les effets de diffusion et d'extinction deviennent plus forts et

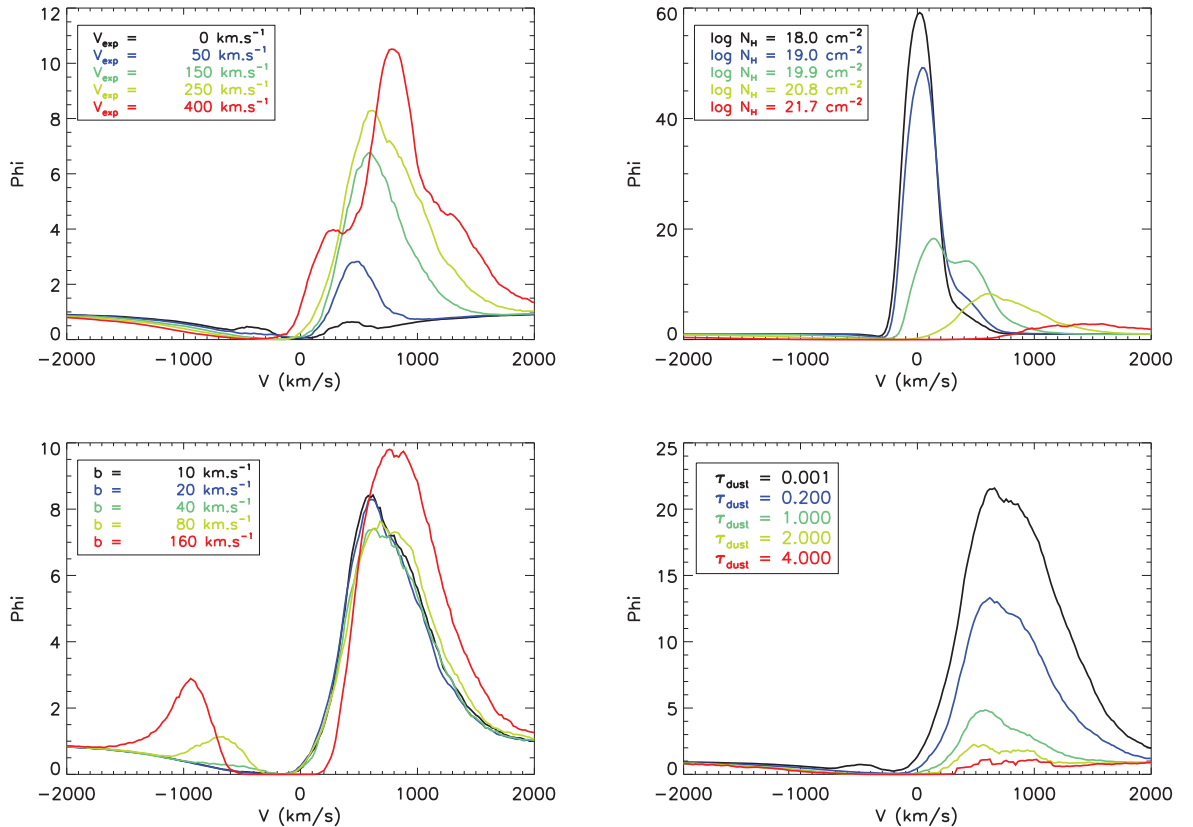


FIG. 4.10: Influence de chaque paramètre de la coquille sur les spectres $\text{Ly}\alpha$. Lorsque l'on fait varier un paramètre, les valeurs de référence prises pour les autres sont : $V_{\text{exp}} = 250 \text{ km.s}^{-1}$, $\log N_{\text{H}} = 20.8 \text{ cm}^{-2}$, $b = 20 \text{ km.s}^{-1}$ et $\tau_{\text{dust}} = 0.5$. Les paramètres utilisés pour construire le profil d'input sont : $FWHM = 150 \text{ km.s}^{-1}$ et $EW = 80 \text{ \AA}$.

l'amplitude diminue. A partir de $N_{\text{H}} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, le backscattering domine et la raie est décalée vers le rouge.

L'effet de b sur les spectres est faible, excepté pour $b = 160 \text{ km.s}^{-1}$. Cela provient du fait que les photons doivent diffuser un plus grand nombre de fois dans un milieu où la dispersion de vitesse est grande. La fréquence d'un photon émis au centre de la raie $\text{Ly}\alpha$ est décalée lorsqu'il diffuse sur des atomes qui ont une certaine vitesse. Lorsque le photon acquiert un décalage de fréquence suffisant pour ne plus être vu dans le centre de raie d'aucun atome, il peut s'échapper. Pour une dispersion de vitesse b élevée, le photon devra diffuser plus longtemps pour atteindre un décalage assez grand pour ne plus être vu dans le centre de raie d'aucun atome. Il peut alors s'échapper. Toutefois, une valeur de $b = 160 \text{ km.s}^{-1}$ correspond à une température de $\sim 5 \times 10^5 \text{ K}$ (en supposant que la turbulence est de l'ordre de 10 km.s^{-1}). Cette température semble trop élevée pour considérer que le gaz dans la coquille est neutre. Pour les valeurs inférieures à $b = 160 \text{ km.s}^{-1}$, les spectres sont presque identiques.

Nous voyons que la variation de l'opacité de la poussière τ_{dust} influe sur l'amplitude des spectres émergents. Plus τ_{dust} est grand, plus le nombre de photons détruits est important. Cet effet est amplifié lorsque la densité de colonne de gaz est élevée. Dans ce cas les photons subissent un plus grand nombre de diffusions, et le chemin qu'ils parcourent est accentué, ce qui rend plus probable qu'ils soient détruits par un grain de poussière. Par ailleurs, les raies sont plus larges pour les petits τ_{dust} . Lorsque la quantité de poussière diminue, les photons qui diffusent un très grand nombre de fois ont peu de chance d'être détruits. Les photons qui diffusent un grand nombre de fois, acquièrent un plus grand décalage de fréquence, ce qui entraîne un élargissement de la raie.

4.3.3 Interpolation dans la librairie

La prédiction de la fraction d'évasion et du profil $\text{Ly}\alpha$ pour chacune des galaxies issues du modèle GALICS nécessite une interpolation à trois dimensions dans cette librairie (b étant fixé). Nous avons opté pour une interpolation soit linéaire, soit logarithmique pour chacun des paramètres. Pour déterminer laquelle des deux est la plus pertinente pour chaque paramètre, le test suivant a été effectué.

La librairie comporte 12 valeurs de V_{exp} , 13 valeurs de N_{H} et 10 valeurs de τ_{dust} . La librairie a été *dégradée* en retirant une valeur sur deux pour chaque paramètre P . La fraction d'évasion $f_{\text{esc,interp}}$ à la valeur *omise*, P_i , a été calculée par interpolation (linéaire et logarithmique) entre les deux points adjacents, P_{i-1} et P_{i+1} . Comparer les valeurs de $f_{\text{esc,interp}}$ interpolées avec la fraction d'évasion réelle au point P_i sur la librairie non-dégradée $f_{\text{esc,reelle}}$, permet de savoir quelle interpolation (linéaire et logarithmique) convient le mieux au paramètre P . Cette comparaison a été faite en calculant l'erreur relative :

$$\frac{f_{\text{esc,interp}} - f_{\text{esc,reelle}}}{f_{\text{esc,reelle}}} \quad (4.17)$$

Cependant, la fraction d'évasion au point P_i dépend également de la valeur des deux autres paramètres. Par conséquent, le test décrit ci-dessus a été fait pour différentes valeurs des deux autres paramètres. Les figures 4.11, 4.12 et 4.13 montrent l'erreur relative entre une interpolation linéaire (ou logarithmique), et la valeur exacte de f_{esc} .

Pour expliquer comment ces figures se lisent, décrivons par exemple de manière détaillée la figure 4.11. La librairie a été dégradée en retirant les valeurs de V_{exp} suivantes : 20, 100, 200 et 400 km.s^{-1} . Pour chacune de ces valeurs, la fraction d'évasion f_{esc} est calculée en interpolant, de manière linéaire et logarithmique, entre les V_{exp} adjacents de la librairie. L'erreur

relative entre $f_{\text{esc,interp}}$ et $f_{\text{esc,reelle}}$ est représentée par des losanges pour l'interpolation linéaire, et des astérisques pour l'interpolation logarithmique. Par ailleurs, la qualité de l'interpolation va dépendre du régime dans lequel nous sommes, c'est-à-dire quelles valeurs de N_{H} et τ_{dust} nous supposons. Pour un N_{H} donné, nous avons calculé l'évolution de l'erreur relative pour différents τ_{dust} (les valeurs de τ_{dust} sont indiquées au bas de chacune des figures). Cet exercice a été fait pour trois valeurs de N_{H} , ce qui correspond aux trois vignettes de la figure 4.11.

La même analyse a été réalisée pour les paramètres N_{H} et τ_{dust} , illustrée par les figures 4.12 et 4.13 respectivement.

En comparant l'écart entre les résultats de l'interpolation et la droite horizontale en pointillés (qui correspond à une erreur relative nulle), il est possible de quantifier l'erreur faite par chaque interpolation pour différentes valeurs de paramètres.

Notons que les figures montrées ici doivent être interprétées uniquement de manière qualitative car, dans la pratique, l'interpolation que nous faisons est (i) une interpolation 3D alors qu'ici, pour chaque point de chaque figure, nous fixons deux paramètres, et interpolons sur le troisième, et (ii) ce test est fait dans la librairie *dégradée* alors que nous utilisons la librairie *non-dégradée* dans la pratique, pour laquelle les effets d'erreur d'interpolation sont moindres.

Vitesse d'expansion V_{exp} (figure 4.11) Nous trouvons que l'erreur est faible aux petites valeurs de N_{H} et τ_{dust} pour tous les V_{exp} , quelle que soit la méthode d'interpolation. Lorsque V_{exp} est grand, l'erreur est également faible pour tous les N_{H} et τ_{dust} . Ces deux régimes correspondent à de grandes valeurs de f_{esc} . Pour des valeurs intermédiaires de V_{exp} ($\sim 100 \text{ km.s}^{-1}$), l'interpolation linéaire produit une erreur moins grande que l'interpolation logarithmique.

Densité de colonne N_{H} (figure 4.12) Les deux types d'interpolation en N_{H} sont très précises, excepté pour les valeurs de τ_{dust} très élevées, et pour les valeurs de V_{exp} plus faibles. Ces cas correspondent à des petites valeurs de f_{esc} ($f_{\text{esc}} < 0.001$), l'extinction par la poussière est forte. Dans le modèle $\text{Ly}\alpha$ (Chap. 5), les galaxies qui ont des coquilles de grandes densité de colonne et de grande opacité de la poussière, auront donc des luminosités $\text{Ly}\alpha$ très faibles ($10^{40} \text{ erg.s}^{-1}$). Étant donné que nous n'étudierons que les galaxies de luminosité supérieures à cette valeur, une erreur d'un facteur 2 sur f_{esc} n'aura pas d'impact sur les résultats. Enfin, nous voyons que l'interpolation logarithmique semble plus précise.

Opacité de la poussière τ_{dust} (figure 4.13) Pour tous les N_{H} et V_{exp} , l'erreur croît pour les plus grandes valeurs de τ_{dust} , donc les petites fractions d'évasion $\text{Ly}\alpha$ sont plus fortement soumises à des erreurs. Toutefois, la fraction d'évasion est très faible ($f_{\text{esc}} < 0.001$) pour ce type de configuration. Comme dans le cas de N_{H} , l'interpolation logarithmique semble minimiser les erreurs.

En résumé, l'analyse de ces trois figures montrent que l'interpolation linéaire (losanges) est à privilégier pour V_{exp} alors que l'interpolation logarithmique (astérisques) est un meilleur choix pour N_{H} et τ_{dust} . Enfin, rappelons que cette analyse est réalisée sur une librairie *dégradée*, dans le but d'estimer quelle interpolation est pertinente pour chaque paramètre. Dans la pratique, nous avons utilisé la librairie *non-dégradée*, pour laquelle les effets d'erreur d'interpolation sont moindres.

Dans ce chapitre, nous avons présenté le code MCLya, en décrivant la manière dont est calculé le transfert des photons $\text{Ly}\alpha$. Nous avons ensuite discuté le modèle

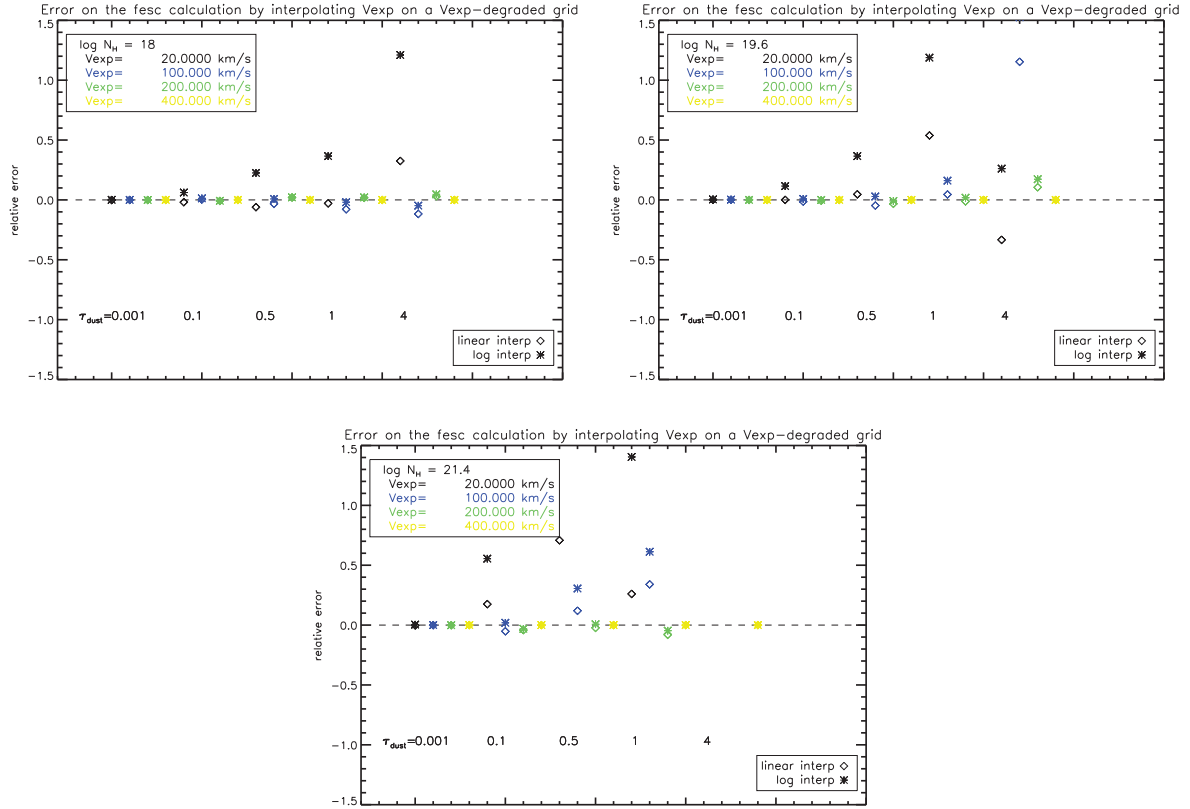


FIG. 4.11: Estimation de l'erreur faite sur f_{esc} par interpolation linéaire et logarithmique sur une librairie dégradée en V_{exp} par rapport à $f_{\text{esc, réelle}}$. Les valeurs de V_{exp} omises auxquelles les interpolations sont effectuées sont données dans la légende. Les trois figures correspondent à trois différents N_{H} . Sur chaque graphe, l'erreur pour les différents V_{exp} est illustrée par des couleurs. L'exercice a été répété pour plusieurs valeurs de τ_{dust} , indiquées au bas de chaque figure.

de coquille de gaz (et de poussière) sphérique, homogène et en expansion, qui est décrite par plusieurs paramètres. Avec cette approche, les photons $\text{Ly}\alpha$, émis au centre dans la direction opposée à l'observateur, peuvent notamment rétrodiffusés (*backscattering*) en direction de l'observateur. Pour des vitesses d'expansion suffisantes, ces photons parviennent à traverser l'autre hémisphère de la coquille (grâce à un fort décalage Doppler). Ces photons sont vus fortement décalés vers le rouge par un observateur. Ce mécanisme est donc capable de produire des profils de raie $\text{Ly}\alpha$ asymétriques, typiques de ceux mesurés dans les Émetteurs $\text{Ly}\alpha$. La librairie de modèles MCLya, qui contient plusieurs milliers d'expériences de transfert, pour diverses configurations de la coquille, a été analysée pour décider quel type d'interpolation doit être utilisée pour calculer la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$, à partir de cette librairie. Dans le chapitre suivant, nous exploiterons cette librairie de modèles pour décrire les propriétés $\text{Ly}\alpha$ dans notre modèle d'Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ à grand redshift.

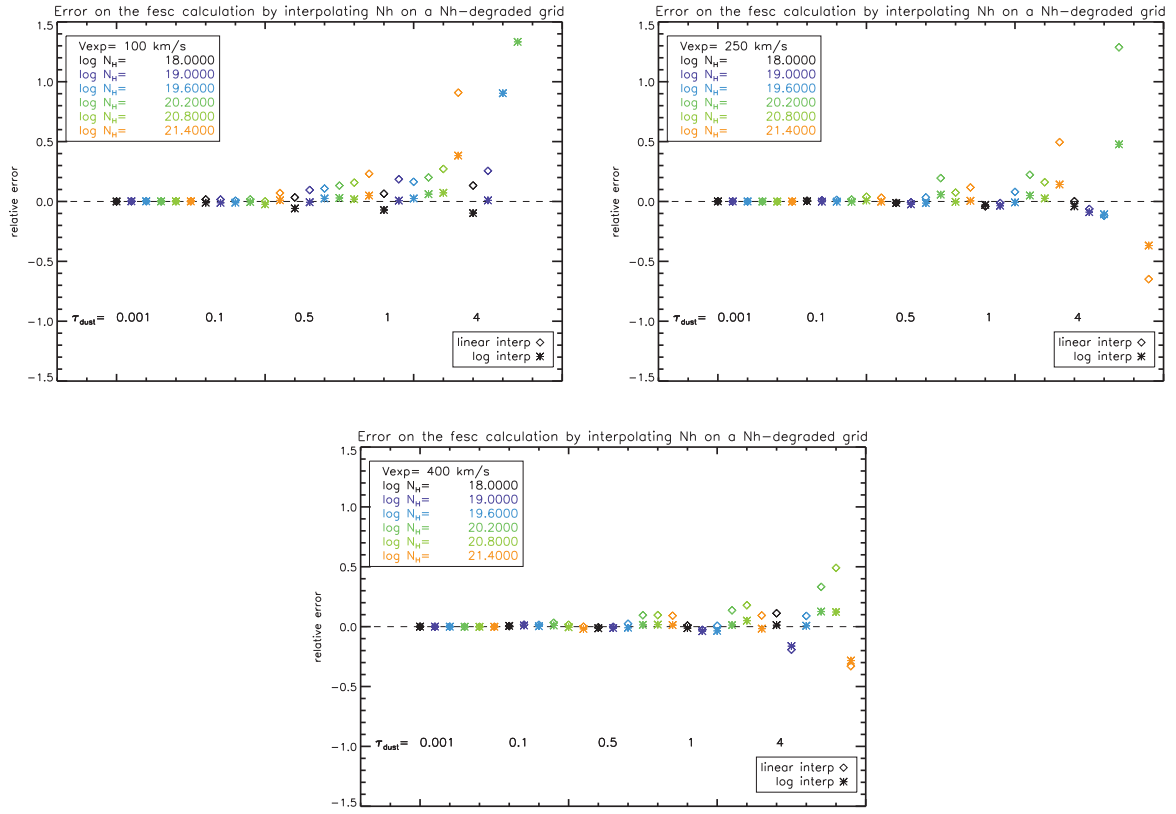


FIG. 4.12: Estimation de l'erreur faite sur f_{esc} par interpolation linéaire et logarithmique sur une grille dégradée en N_{H} par rapport à $f_{\text{esc, réelle}}$. Les valeurs de N_{H} omises auxquelles les interpolations sont effectuées sont données dans la légende. Les trois figures correspondent à trois différents V_{exp} . Sur chaque graphe, l'erreur pour les différents N_{H} est illustrée par des couleurs. L'exercice a été répété pour plusieurs valeurs de τ_{dust} , indiquées au bas de chaque figure.

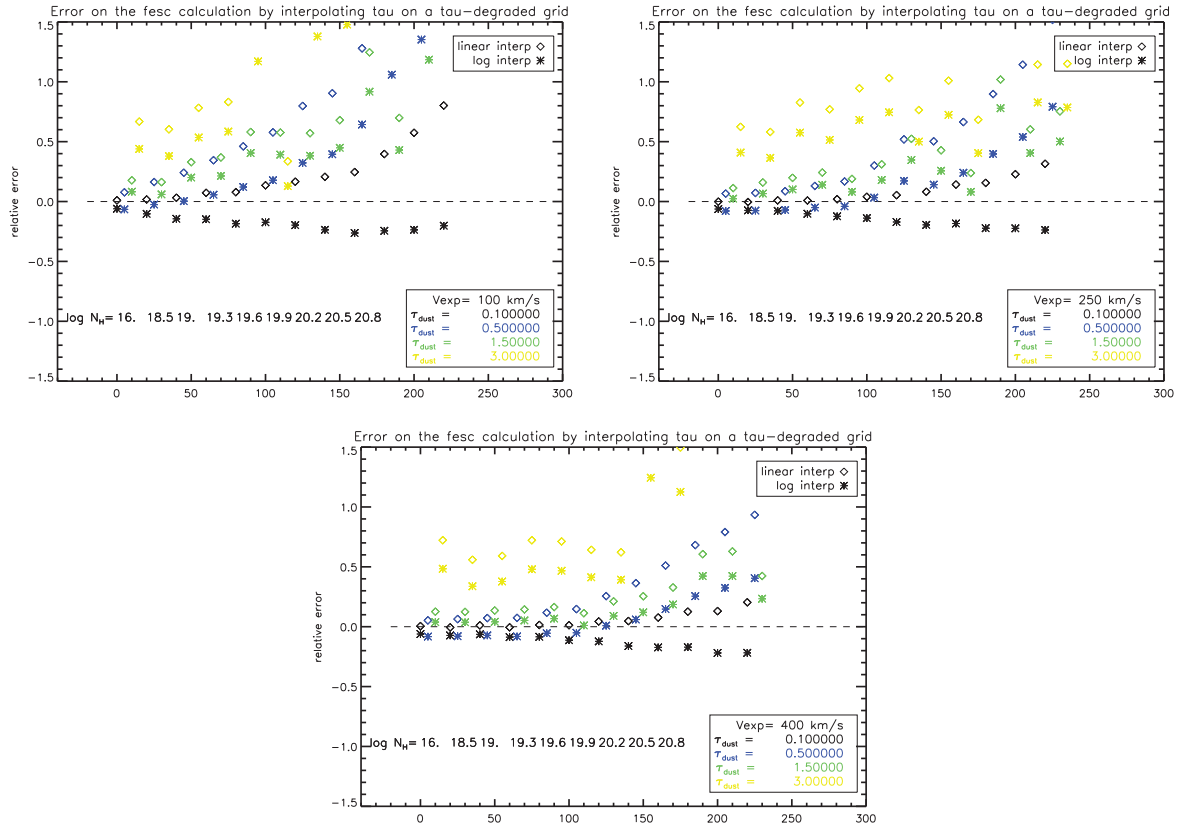


FIG. 4.13: Estimation de l'erreur faite sur f_{esc} par interpolation linéaire et logarithmique sur une librairie dégradée en τ_{dust} par rapport à $f_{\text{esc, réelle}}$. Les valeurs de τ_{dust} omises auxquelles les interpolations sont effectuées sont données dans la légende. Les trois figures correspondent à trois différents V_{exp} . Sur chaque graphe, l'erreur pour les différents τ_{dust} est illustrée par des couleurs. L'exercice a été répété pour plusieurs valeurs de N_{H} , indiquées au bas de chaque figure.

Chapitre 5

Modélisation des Émetteurs Ly α

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 5.1 | Modèle Lyα | 105 |
| 5.1.1 | Emission Ly α | 105 |
| 5.1.2 | Modèle de coquille | 106 |
| 5.2 | Résultats du modèle | 107 |
| 5.2.1 | Paramètres de la coquille | 107 |
| 5.2.2 | Fraction d'évasion des photons Ly α | 109 |
| 5.2.3 | Largeurs équivalentes Ly α | 109 |
| 5.2.4 | Fonctions de luminosité Ly α comparées aux données | 112 |
| 5.2.5 | Fonctions de luminosité Ly α avec d'autres modèles de transfert | 114 |
| 5.2.6 | Effets de sélection | 116 |
| 5.2.7 | Spectres Ly α des LAEs dans le modèle | 119 |
| 5.2.8 | Influence du milieu intergalactique | 122 |
| 5.2.9 | Masses stellaires des LAEs | 122 |
| 5.2.10 | Propriétés UV des LAEs | 124 |
| 5.3 | Lien entre les paramètres et la fraction d'évasion Lyα | 130 |

Le but de notre modèle est d'étudier les propriétés des Émetteurs Ly α (LAEs) à grand redshift dans le contexte cosmologique. Ces galaxies sont détectées grâce à leur émission Ly α , produite dans le milieu interstellaire par recombinaison de l'hydrogène dans les régions photoionisées par les étoiles chaudes et massives (cf section 3.2.2.5). Comme nous l'avons discuté dans la section 3.3.2, des contraintes observationnelles sur les LAEs ont été obtenues au cours des dernières années, grâce à la détection de grands échantillons. Toutefois, le degré d'évolution des fonctions de luminosité Ly α et UV des LAEs entre $z \sim 3$ et 7 est encore incertain (cf section 3.3.3). Les estimations des propriétés physiques de ces objets indiquent qu'ils ont en moyenne des masses stellaires modérées, inférieures à ces des galaxies sélectionnées en UV (LBG). Cela suggère une variation de la fraction d'évasion Ly α en fonction des propriétés physiques des galaxies et, notamment en fonction de leurs magnitudes UV, i.e. de leurs taux de formation stellaire. La nature résonnante de la raie Ly α rend particulièrement complexe l'interprétation des fractions d'évasion et des largeurs équivalentes Ly α , du fait de l'amplification de l'extinction

par la poussière de la raie $\text{Ly}\alpha$ en présence d'hydrogène neutre (section 3.1.2). Des mesures spectroscopiques suggèrent que des vents galactiques peuvent faciliter le transfert des photons $\text{Ly}\alpha$. Enfin, les vents galactiques, et/ou l'absorption par le milieu intergalactique sont communément invoqués pour interpréter les profils de raie $\text{Ly}\alpha$. Avec notre modèle, nous étudions ces différents aspects, en prenant en compte les effets de transfert résonnant de la raie $\text{Ly}\alpha$ et de la cinématique du gaz dans le milieu interstellaire (MIS). Ces deux mécanismes n'avaient jusqu'alors pas été incorporés dans les modèles *cosmologiques*¹ de LAEs. Nous avons utilisé le modèle GALICS pour décrire la formation et l'évolution des galaxies dans un volume cosmologique, et la librairie MCLya pour effectuer le transfert radiatif de la raie $\text{Ly}\alpha$ dans le gaz.

GALICS fournit les propriétés physiques (masse stellaire, contenu en gaz, métallicité, SFR...) et spectro-photométriques (luminosités intrinsèques UV et $\text{Ly}\alpha$) d'un grand nombre de galaxies à grand redshift. La librairie MCLya donne quant à elle les propriétés $\text{Ly}\alpha$ (fraction d'évasion et profil) de milliers de modèles de transfert à travers une coquille sphérique en expansion décrivant le MIS dans notre modèle. Nous avons implémenté en post-traitement de GALICS un modèle simple de coquille pour chaque galaxie. Ce modèle propose des prescriptions pour décrire les paramètres de la coquille dans MCLya, i.e. la vitesse d'expansion V_{exp} , la densité de colonne de HI N_{H} , et l'opacité de la poussière τ_{dust} , à partir des propriétés physiques de chaque galaxie.

Nous résumons ci-dessous les résultats obtenus, et présentés dans Garel et al. (2011, soumis, voir annexe) :

- Nous trouvons que la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ (f_{esc}) est de l'ordre de l'unité pour les galaxies de faible masse alors que sa valeur dans les objets plus massifs suit une distribution plus uniforme. Cela implique que la luminosité $\text{Ly}\alpha$ pourrait être utilisée directement comme un traceur du taux de formation stellaire dans les galaxies peu lumineuses (en $\text{Ly}\alpha$).
- La détermination de f_{esc} pour chaque galaxie nous permet de construire les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ après transfert dans le gaz. L'accord avec les données observationnelles est satisfaisant et nous prédisons une forte densité de LAEs de faible luminosité $\text{Ly}\alpha$ à tous les redshifts entre $z \sim 3$ et 7. Nous discutons de manière détaillée la comparaison entre les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ prédites par le modèle et mesurées observationnellement, ainsi que celles obtenues avec des approches plus simples visant à estimer la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$. Nous abordons également l'importance des critères de sélections dans les relevés de LAEs et étudions leur impact sur les fonctions de luminosité et notamment leur évolution avec le redshift.
- Les grandes largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$, souvent mesurées dans les LAEs, sont rares dans le modèle ce qui semble suggérer que certains processus physiques sont peut-être manquants dans notre modélisation. Le modèle reproduit cependant la majorité des largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ détectées observationnellement à des valeurs plus faibles.
- Les spectres $\text{Ly}\alpha$ des LAEs du modèle présentent à la fois un décalage et une asymétrie du profil vers le rouge due au transfert dans la coquille en expansion. Cela entraîne que l'absorption de la raie $\text{Ly}\alpha$ par le milieu intergalactique est négligeable.
- Les fonctions de luminosité UV des galaxies sélectionnées en UV ainsi que celles des LAEs sont correctement reproduites ce qui indique que la population de LAEs modélisée corres-

¹Par *cosmologiques*, nous entendons les modèles étudiant statistiquement les LAEs dans des volumes cosmologiques.

pond bien à une sous classe de galaxies de plus faible magnitude UV que les galaxies à discontinuité de Lyman. Cette conclusion est renforcée par le fait que les LAEs modélisés sont en moyenne modérément massifs, en accord avec les estimations observationnelles.

- Nous trouvons que l’extinction accrue de la raie Ly α par rapport au continu (du fait de la nature résonnante de Ly α) explique le déficit de grandes largeurs équivalentes Ly α dans les galaxies de forte magnitude UV (du type galaxies à discontinuité de Lyman). Cet effet est conjointement expliqué par le fait que ces objets contiennent en moyenne des populations stellaires plus vieilles produisant intrinsèquement des rapports “photons ionisants” sur “continu” plus faibles que les galaxies plus jeunes.

Dans ce chapitre, nous présentons tout d’abord le modèle que nous avons développé et utilisé. Nous discutons ensuite les résultats listés ci-dessus de manière détaillée en insistant sur la comparaison aux observations. Une dernière partie sera consacrée à une analyse des propriétés physiques de la coquille prédites par le modèle, i.e. la vitesse d’expansion V_{exp} , la densité de colonne de HI N_{H} , et l’opacité de la poussière τ_{dust} , ainsi que leur influence respective sur la fraction d’évasion Ly α f_{esc} . Nous proposerons enfin une formule analytique reliant f_{esc} à l’opacité de la poussière τ_{dust} qui est valide sur toute la gamme de redshift dans notre modèle.

5.1 Modèle Ly α

La modélisation des propriétés Ly α nécessite en premier lieu de prédire l’émission *intrinsèque* générée par une galaxie. Ensuite, la fraction d’évasion des photons Ly α doit être calculée pour déduire la luminosité Ly α émergente, après transfert, de la galaxie. La fraction d’évasion Ly α est obtenue grâce à la librairie MCLya (Schaerer et al., 2011) qui est présentée dans le chapitre précédent. Dans ce modèle, la raie Ly α est transférée à travers une coquille de gaz et de poussière en expansion. Nous avons adopté une modélisation simple pour décrire les paramètres de la coquille pour chaque galaxie.

5.1.1 Emission Ly α

La luminosité Ly α intrinsèque $L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$ d’une galaxie est produite par recombinaison des régions HII dont les mécanismes sont expliqués en détail dans la section 3.2.2. $L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$ est donnée par l’équation 3.38 que nous rappelons ici :

$$L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} = \frac{2}{3}Q(H) \times (1 - f_{\text{esc}}^{\text{ion}})h\nu_{\text{Ly}\alpha}, \quad (5.1)$$

où $Q(H)$ est le taux de production des photons ionisants. Cette quantité est obtenue en intégrant la SED avant extinction (STARDUST, Devriendt et al., 1999) de la galaxie de 0 à 912 Å. $f_{\text{esc}}^{\text{ion}}$ est la fraction de photons ionisants qui s’échappent de la galaxie sans photoioniser le gaz. La valeur de $f_{\text{esc}}^{\text{ion}}$ est mal contrainte mais plusieurs études suggèrent qu’elle est très faible (Inoue et al., 2006; Fernández-Soto et al., 2003; Gnedin et al., 2008). Nous supposons $f_{\text{esc}}^{\text{ion}} = 0$.

Les régions HII, sources de l’émission Ly α , sont supposées tracer le mouvement des étoiles qui sont en rotation dans la galaxie pour un observateur extérieur. Nous suivons Santos et al. (2004); Dijkstra et al. (2007) et décrivons l’émission Ly α intrinsèque par un profil Gaussien de dispersion de vitesse $\sigma_{\text{Ly}\alpha}$ donnée par la vitesse circulaire de la galaxie v_{rot} .

$$\Phi(\lambda) = \frac{c}{\sqrt{\pi}v_{\text{rot}}\lambda_{\alpha}} e^{-\left(\frac{c(1-\lambda/\lambda_{\alpha})}{v_{\text{rot}}}\right)^2}, \quad (5.2)$$

où $\lambda_\alpha = 1216 \text{ \AA}$ est la longueur d'onde $\text{Ly}\alpha$ au centre de raie.

La largeur équivalente intrinsèque de la raie $\text{Ly}\alpha$ $EW_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$ est définie par :

$$EW_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} = \frac{L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}}{L_{\text{cont},1216}^{\text{intr}}}, \quad (5.3)$$

où $L_{\text{cont},1216}^{\text{intr}}$ est la luminosité non éteinte de la galaxie, mesurée dans le continu autour de 1216 \AA (entre 1200 et 1230 \AA) en erg/s/\AA . $L_{\text{cont},1216}^{\text{intr}}$ est dérivée de la SED de la galaxie (section 2.2.3.1).

La poussière contenue dans le MIS détruit une partie des photons $\text{Ly}\alpha$ dont seulement une fraction f_{esc} va s'échapper de la galaxie. La luminosité $\text{Ly}\alpha$ émergente de la galaxie $L_{\text{Ly}\alpha}$ (après transfert dans le MIS) s'écrit alors :

$$L_{\text{Ly}\alpha} = L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} \times f_{\text{esc}}, \quad (5.4)$$

où f_{esc} est la fraction de photons $\text{Ly}\alpha$ s'échappant de la galaxie.

5.1.2 Modèle de coquille

Nous voulons estimer la fraction de photons $\text{Ly}\alpha$ s'échappant du MIS des galaxies grâce à la librairie MCLya. Pour relier l'approche GALICS qui modélise l'évolution des galaxies et leurs propriétés, et MCLya qui fournit fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} pour différentes configurations de coquilles, nous avons implémenté un modèle simple de gaz en expansion sphérique en post-traitement de GALICS. Les paramètres MCLya de la coquille (V_{exp} , N_{H} et τ_{dust}) sont estimés individuellement pour chaque galaxie en utilisant des arguments simples reliant ces paramètres aux propriétés physiques de la galaxie.

Nous suivons Bertone et al. (2005) pour déterminer la vitesse d'expansion V_{exp} :

$$V_{\text{exp}} = 623 \left(\frac{\text{SFR}}{100M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}} \right)^{0.145} \text{ km.s}^{-1} \quad (5.5)$$

V_{exp} est une fonction du SFR, ce qui est cohérent avec l'idée que ce sont les explosions de supernovae qui mettent le gaz en expansion. Cette formule est inspirée des travaux de Shu et al. (2005) qui dérivent la vitesse globale du gaz moyennée sur la galaxie (plusieurs explosions de SN distribuées à travers le disque).

La densité de colonne de HI N_{H} vue par les photons émis au centre dépend de la masse de gaz dans le MIS, M_{gaz} , et du rayon moyen de la coquille, R_c . Toujours dans la perspective de relier les paramètres de la coquille aux propriétés de la galaxie, nous supposons que le rayon est de l'ordre du rayon caractéristique du disque R_d (voir section 2.2.3).

$$N_{\text{H}} = \frac{M_{\text{gaz}}}{4\pi\mu m_{\text{H}}R_c^2} \text{ atomes par cm}^2 \quad (5.6)$$

où m_{H} est la masse atomique de l'hydrogène et μ est la masse réduite pour un gaz neutre ($\mu = 1.22$).

L'opacité de la poussière τ_{dust} , vue par les photons $\text{Ly}\alpha$, est définie par l'équation 2.24 pour $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ que nous rappelons ici :

$$\tau_{\text{dust}}(\lambda) = \left(\frac{A_\lambda}{A_V} \right)_{Z_\odot} \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right)^s \left(\frac{N_{\text{H}}}{2.1 \times 10^{21}} \right) f(z) \quad (5.7)$$

τ_{dust} dépend de la densité de colonne de gaz et de la métallicité du MIS. Elle est calculée de la même manière pour le continu UV (non résonant) et la raie Ly α . Le continu UV (non résonant) est simplement éteint par un modèle d'écran (*screen*) (Eq. 2.26) alors que l'extinction de la raie Ly α (résonnante) est obtenue grâce à la librairie MCLya.

Ayant dérivé les paramètres V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} pour chaque galaxie, nous pouvons procéder à l'interpolation 3D dans la librairie MCLya pour dériver la fraction d'évasion Ly α . Comme expliqué dans la Section 4.3, une interpolation linéaire est supposée pour V_{exp} et une interpolation logarithmique pour N_{H} et τ_{dust} .

5.2 Résultats du modèle

Dans cette section, nous présentons les différents résultats du modèle d'Émetteurs Ly α (LAE) décrit dans la section précédente. Tout d'abord, nous discutons les paramètres de coquille prédits par le modèle, puis les fractions d'évasion Ly α . Les résultats sont ensuite comparés à différentes observations (fonctions de luminosité, largeurs équivalentes Ly α , masses stellaires, profils de raie, transmission dans le milieu intergalactique et propriétés UV) et d'autres approches, plus simples, du transfert radiatif Ly α .

5.2.1 Paramètres de la coquille

Les paramètres prédits par le modèle pour décrire la coquille sont calculés selon les prescriptions présentées dans la section précédente en fonction des propriétés des galaxies. La figure 5.1 montre les distributions des trois paramètres (V_{exp} , N_{H} et τ_{dust}) pour $z=3.1$, 4.5 et 5.7 sous forme d'histogrammes à deux dimensions pour mettre en avant les relations entre ces paramètres.

Premièrement, la densité de colonne d'hydrogène N_{H} est corrélée positivement à l'opacité de la poussière τ_{dust} . Cela provient du choix de la prescription prise pour calculer τ_{dust} ($\propto N_{\text{H}}$, Éq. 2.24). La légère dispersion dans cette relation est due à la faible dépendance de τ_{dust} en Z , la métallicité du gaz (Éq. 2.24). N_{H} varie de 10^{17} à 10^{23} atomes par cm^2 avec une valeur médiane située autour de 10^{20} atomes par cm^2 . Les valeurs prises par τ_{dust} sont distribuées entre environ 10^{-6} et quelques dizaines, avec un pic autour de 10^{-2} .

La vitesse d'expansion de la coquille V_{exp} , qui est une fonction du taux de formation stellaire (SFR, cf Éq. 5.5), varie de quelques dizaines à environ 700 km.s^{-1} . La plupart des coquilles ont des vitesses de l'ordre 200 km.s^{-1} . V_{exp} est plus élevée en moyenne pour les galaxies ayant de forte densité de colonne d'hydrogène N_{H} . A grand redshift, le SFR est positivement corrélé à la masse stellaire des galaxies (cf section 2.4.2). Les grandes densités de colonne de gaz, N_{H} , correspondent donc, en moyenne, à des galaxies massives.

La relation entre τ_{dust} et V_{exp} provient de l'étroite corrélation entre N_{H} et τ_{dust} .

En comparant les vignettes du haut, du milieu et du bas de la figure 5.1, nous voyons que les relations entre les paramètres sont les mêmes à tous les redshifts. L'évolution des galaxies au cours du temps, en terme de SFR, de masse et d'enrichissement en métaux, fait qu'il y a moins de galaxies qui ont de grandes valeurs de V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} à $z\sim 6$, par rapport à $z\sim 3$.

Enfin, notons que les corrélations existantes entre les paramètres prédits par le modèle, font que nous n'exploitons finalement qu'un sous-espace réduit de la librairie MCLya de Schaerer et al. (2011). Les galaxies peu massives ont de faibles valeurs pour chacun des paramètres V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} , et les galaxies massives ont des valeurs élevées pour ces paramètres.

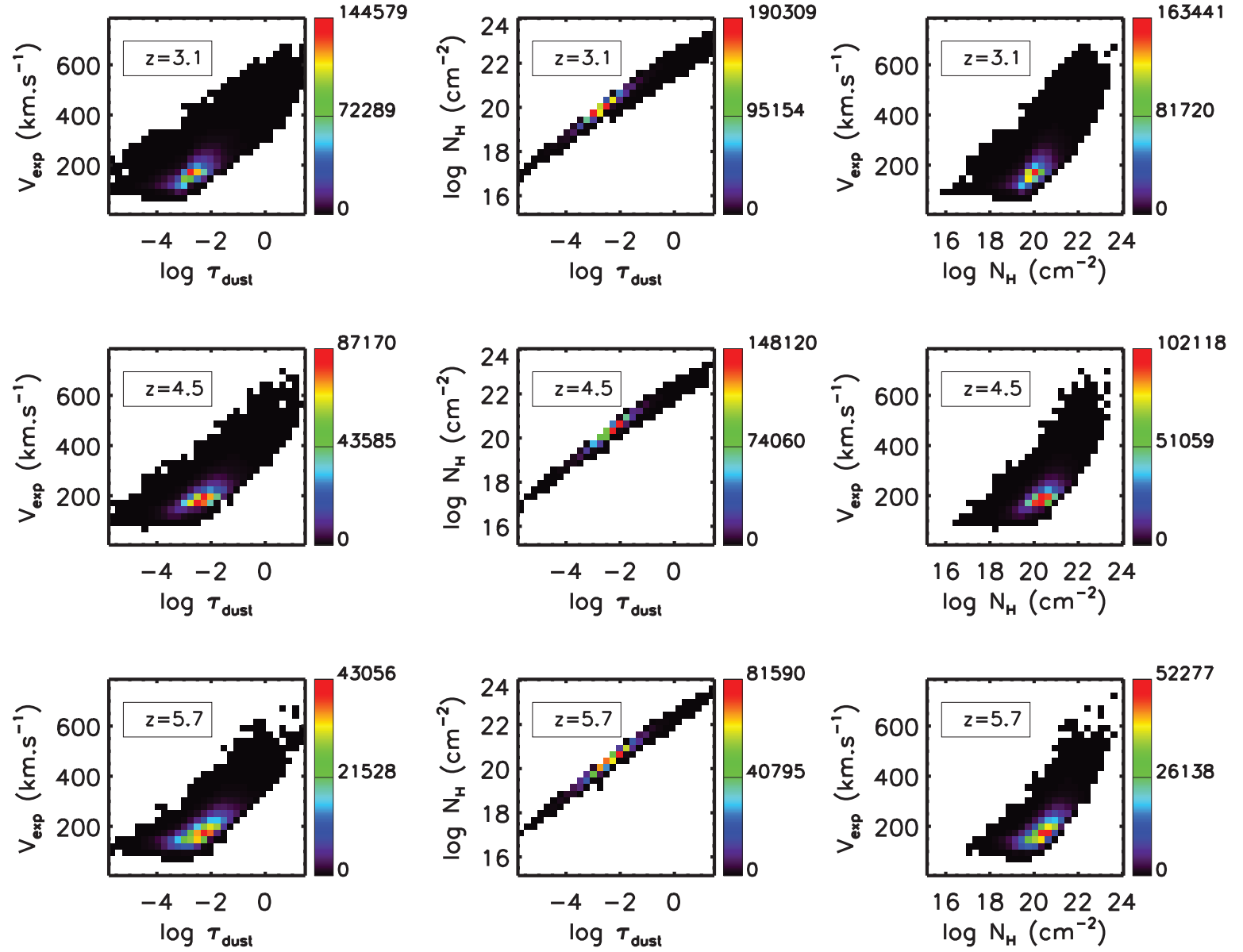


FIG. 5.1: Histogrammes à deux dimensions montrant les relations entre les trois paramètres de la coquille V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} dans le modèle pour les redshifts $z=3.1$, 4.5 et 5.7. Le code couleur indique le nombre de galaxies par pixel.

5.2.2 Fraction d'évasion des photons Ly α

Le calcul de la fraction d'évasion Ly α f_{esc} individuellement pour chaque galaxie grâce à la librairie MCLya permet d'étudier la corrélation entre le taux de formation stellaire (SFR) des galaxies et f_{esc} . La figure 5.2 montre la distribution de f_{esc} pour trois intervalles de SFR, i.e. $\text{SFR} < 1M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$, $1 < \text{SFR} < 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ et $\text{SFR} > 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$.

À tous les redshifts, la fraction d'évasion Ly α est de l'ordre de l'unité dans les galaxies de faible SFR (i.e. peu massives). Pour $< 1M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$, la fraction d'évasion Ly α est comprise entre 5 et 100 %. Ceci est dû au fait que ces objets contiennent moins de gaz et de poussière ce qui facilite l'évasion des photons Ly α .

La fraction d'évasion Ly α est en revanche uniformément distribuée pour les objets avec $\text{SFR} > 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$. Les galaxies formant beaucoup d'étoiles (i.e. les galaxies massives) peuvent être plus ou moins gazeuses et métalliques, en fonction de l'évolution des populations stellaires ou de leur histoire de fusion. En conséquence, leur fraction d'évasion Ly α peut être très différente selon les valeurs prises par leurs paramètres de coquille : V_{exp} , N_{H} et τ_{dust} . Pour ces objets, la distribution de $(\log)f_{\text{esc}}$ est donc plus uniforme. Notons qu'à $z=6.6$, la distribution de f_{esc} pour $\text{SFR} > 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ paraît bruitée car peu de galaxies ont de tels taux de formation stellaire.

Les galaxies formant des étoiles à des taux compris entre 1 et $20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ sont dans un régime intermédiaire. Le modèle prédit donc deux régimes distincts pour la fraction d'évasion Ly α selon le SFR de la galaxie. Pour les galaxies formant peu d'étoiles, une grande fraction des photons Ly α parviennent à s'échapper de telle sorte que la luminosité après transfert $L_{\text{Ly}\alpha}$ est environ égale à la luminosité intrinsèque $L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$. Le modèle prédit donc que le SFR peut être relativement bien contraint en moyenne si l'on utilise une loi de conversion $\text{SFR} \propto L_{\text{Ly}\alpha}$ (Éq. 3.41 dans le chapitre 3) pour des galaxies formant peu d'étoiles.

5.2.3 Largeurs équivalentes Ly α

Après transfert dans le gaz, les largeurs équivalentes Ly α (EW) sont réduites car les photons Ly α (résonnants) sont plus éteints par la poussière que le continu UV. Pour comparer les distributions de EW prédites (après transfert) et observées, nous appliquons les mêmes limites de sélection en luminosité et largeur équivalente Ly α que ceux utilisés par les observateurs (et qui sont répertoriés dans la table 3.2). À tous les redshifts, le modèle prévoit une distribution de EW entre ~ -50 et 200 \AA (pointillés bleus sur la figure 5.3). Les EWs observées dans les LAEs à grand redshift, représentées par les symboles sur la figure 5.3, ont des valeurs plus largement distribuées que celles prédites par le modèle. En effet, pour $\sim 30 \%$ des LAEs observées à grand redshift, les EW mesurées sont supérieures ou égales à 100 \AA , contre quelques pourcents dans le modèle. Le pic des distributions observées est situé dans les intervalles $[0 - 50]$ ou $[50 - 100] \text{ \AA}$ selon le redshift (et selon les limites de sélection). Les prédictions du modèle quant à la position de ces pics sont en assez bon accord avec les observations, ce qui indique qu'une fraction significative des EW sont reproduites. Notons que la plupart des EW prédites ont des valeurs oscillant autour de $50 (\pm 15) \text{ \AA}$. Par conséquent, la fraction relative d'objets dans les intervalles² $[0 - 50]$ ou $[50 - 100] \text{ \AA}$ pourrait varier sensiblement en modifiant arbitrairement les EW prédites de quelques \AA .

Nous avons voulu estimer l'incertitude statistique dans la détermination des distributions de largeur équivalente Ly α . En supposant que l'erreur est gaussienne, les distributions brutes (i.e. sans sélection en EW) ont été convoluées avec une fonction gaussienne de dispersion σ .

²Les intervalles de EW de taille de 50 \AA sont utilisés par la majorité des observateurs pour présenter les distributions de EW.

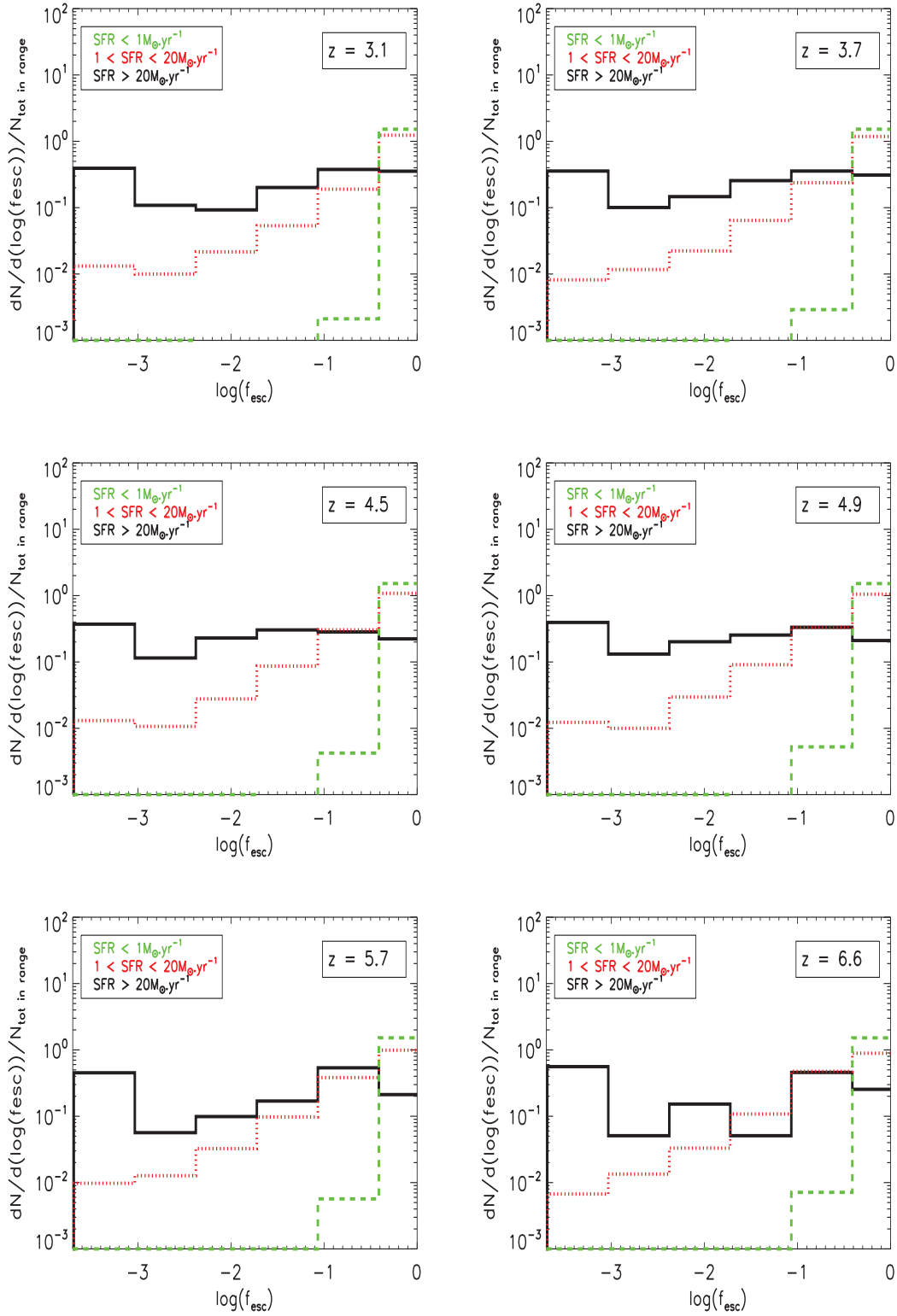


FIG. 5.2: Distribution de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} à $z = 3, 3.7, 4.5, 4.9, 5.7$ et 6.6 . La courbe noire continue correspond à $\text{SFR} > 20 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$, la courbe rouge en pointillés à $1 < \text{SFR} < 20 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ et la courbe verte en tirets à $\text{SFR} < 1 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

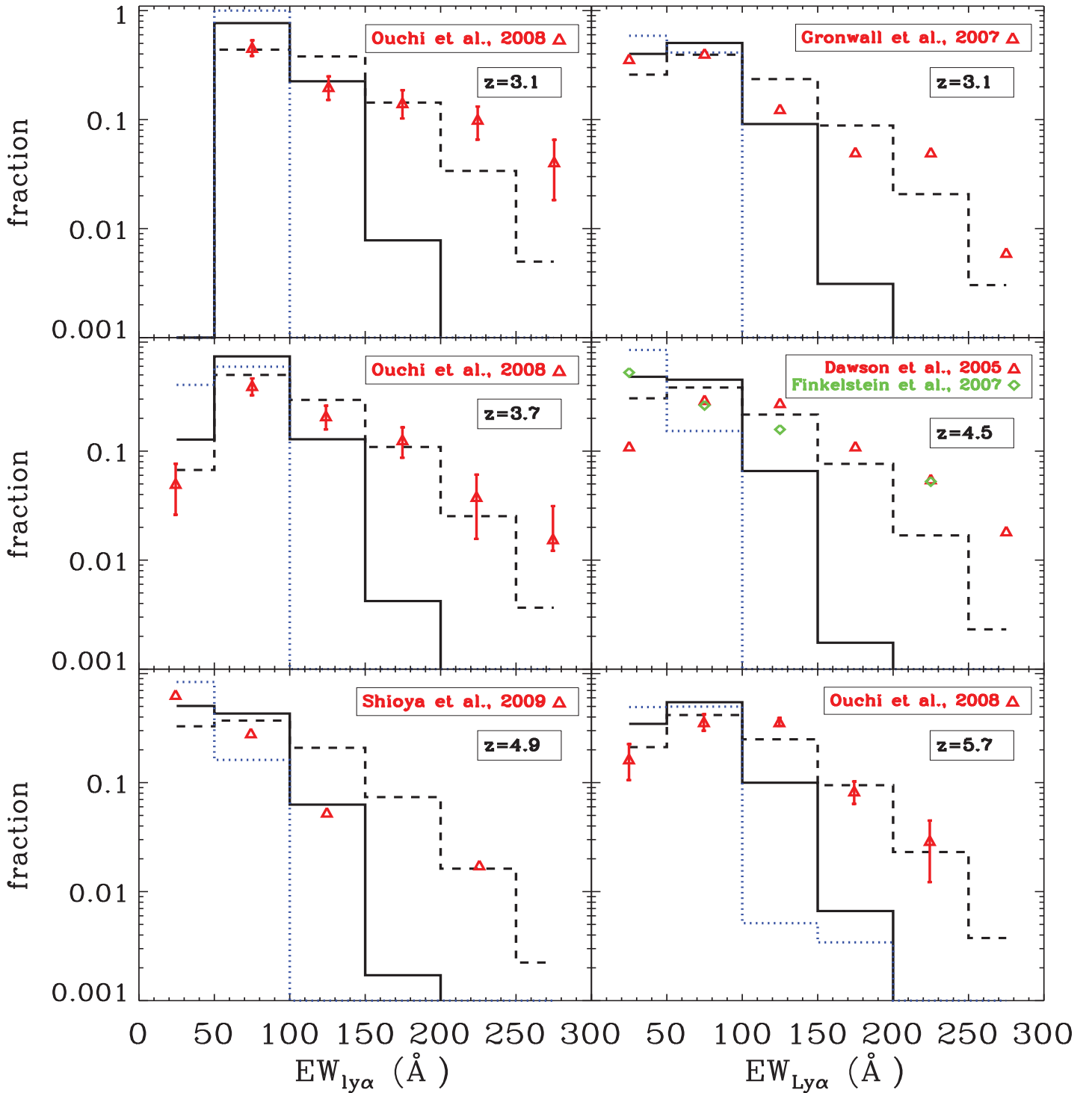


FIG. 5.3: Distributions des largeurs équivalentes Ly α à $z=3.1, 3.7, 4.5, 4.9$ et 5.7 . Les courbes en pointillés bleus correspondent aux prédictions du modèle. Les histogrammes en trait plein et tirets noirs sont les distributions convoluées avec des fonctions gaussiennes de dispersion $\sigma = 50$ et 100 Å respectivement. Les symboles sont des données observationnelles. Les limites de sélection en luminosité et largeur équivalente Ly α utilisés dans chaque observation ont été appliqués pour contruire les distributions du modèle.

La coupure en EW est appliquée aux distributions après convolution. Sur la figure 5.3, les histogrammes en trait plein et tirets noirs correspondent respectivement aux distributions de EW convoluées avec des Gaussiennes de dispersion $\sigma = 50$ et 100 \AA . Ces convolutions ont pour effet d'élargir les distributions ce qui améliore l'accord avec les données.

Pour $\sigma = 100 \text{ \AA}$, le désaccord entre les distributions prédites et la plupart des données observationnelles s'atténue fortement hormis pour les largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ supérieures à 250 \AA . Convoluer nos distributions avec des valeurs de σ supérieures à 100 \AA permettrait d'augmenter la fraction des objets détectés avec ces très larges EW $\text{Ly}\alpha$ mais aurait tendance à trop étaler les distributions. Ces dernières seraient alors en désaccord avec les observations dans les bins de plus faibles EW.

La distribution de Shioya et al. (2009) à $z=4.9$ ne peut être reproduite quelle que soit la valeur de σ , mais il est à noter que la forme de leur distribution diffère de celles obtenues avec les autres relevés.

Même s'il n'est pas exclu que des incertitudes de mesure aient un impact sur les distributions des largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$, la valeur de $\sigma = 100 \text{ \AA}$ paraît irréaliste. Il est donc probable que des ingrédients non inclus dans notre modèle soient à l'origine des grandes valeurs de EW.

Premièrement, le choix d'une IMF standard et l'absence d'épisodes de formation stellaires instantanés impliquent que peu de grandes EW ($\sim 150 - 250 \text{ \AA}$) sont intrinsèquement générées dans les galaxies (figure 3.11 et, Charlot and Fall, 1993). Parallèlement, la prise en compte de modèles de populations stellaires de très faibles métallicités (ou métallicité nulle, objets dits de population III) permettrait de produire des EW pouvant atteindre 1500 \AA (Schaerer, 2003).

Des EW de valeurs supérieures à la limite théorique pour une IMF standard ($\sim 240 \text{ \AA}$, cf section 3.3.3) peuvent potentiellement être dues à des effets de transfert dans le gaz. En supposant un milieu interstellaire multiphase dans lequel des nuages denses d'hydrogène neutre contenant la poussière sont distribués dans un milieu plus diffus, Neufeld (1991) montre que les photons $\text{Ly}\alpha$ (résonnants) peuvent s'échapper plus facilement que ceux du continu UV (non résonnants). Dans ce scénario, les photons $\text{Ly}\alpha$ produits dans la phase diffuse interagissent avec les atomes à la surface des nuages denses du fait de la grande section efficace $\text{Ly}\alpha$. Ils rebondissent sur ces nuages sans jamais les pénétrer et ne sont donc pas détruits par la poussière située à l'intérieur. Les photons $\text{Ly}\alpha$ se propagent uniquement dans la phase diffuse dépourvue de poussière jusqu'à ce qu'ils s'échappent. A l'inverse, les photons du continu UV ont peu de chance d'être diffusés par les atomes d'hydrogène et ont tendance à traverser les nuages denses. Ils peuvent donc être détruits par les grains de poussière qu'ils contiennent. Ce mécanisme implique que la largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ après transfert est amplifiée par rapport à celle produite intrinsèquement. Un tel effet n'a cependant jamais été clairement identifié du point de vue observationnel.

En conclusion, des modifications dans le modèle pourraient aider à obtenir de plus grandes largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$. Cependant, la forte abondance des EW élevées ($150-250 \text{ \AA}$), ainsi que l'existence des EW supérieures à 250 \AA est encore un sujet à débat étant donné que l'incertitude dans la mesure de ces quantités est importante (Dawson et al., 2007).

5.2.4 Fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ comparées aux données

Sur la figure 5.4, les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ (LF) prédites par le modèle sont comparées aux observations à $z=3.1, 3.7, 4.5, 4.9, 5.7$ et 6.6 sans appliquer de sélection en luminosité ou largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$. A tous ces redshifts, les LFs issues du modèle sont concordantes avec les données.

z=3.1. A $z=3.1$, les données sont assez dispersées et notre modèle s'accorde mieux avec la limite haute (en terme de normalisation) de la LF observée constituée des données de [Blanc et al. \(2010\)](#); [van Breukelen et al. \(2005\)](#); [Kudritzki et al. \(2000\)](#) qu'avec celles de [Ouchi et al. \(2008\)](#). Le jeu de données de [Ouchi et al. \(2008\)](#) (carrés verts sur la figure 5.4) prédisent environ deux à quatre fois moins de LAEs que notre modèle selon la luminosité $\text{Ly}\alpha$. Leurs observations ont été menées en bande étroite sur cinq champs de 0.2 deg^2 , soit 1 deg^2 , et comprennent 356 objets ce qui constitue le plus grand échantillon de LAEs à ce redshift. La limite de sélection en EW $\text{Ly}\alpha$ (rest-frame) utilisé par [Ouchi et al. \(2008\)](#) est très élevé (64 \AA) et donc, des LAEs de faible EW $\text{Ly}\alpha$ ont pu échapper à la détection dans leur relevé. Dans la section 5.2.6, nous discutons l'impact de ces coupures en EW $\text{Ly}\alpha$ sur la détection de LAEs qui, dans le cadre de notre modèle, fournissent une explication à l'écart de nos prédictions avec les résultats de [Ouchi et al. \(2008\)](#), à la dispersion des données et à la non-évolution apparente de la LF $\text{Ly}\alpha$ avec le redshift.

La grande fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ prédite par le modèle pour les galaxies de faible SFR (figure 5.2) implique une forte densité de LAEs aux faibles luminosités $\text{Ly}\alpha$, en accord avec les détections longue fente de [Rauch et al. \(2008\)](#) à $\sim 10^{41} \text{ erg.s}^{-1}$. Sur les panels du haut de la figure 5.4 où leurs données sont représentées par des cercles oranges, la densité à la plus faible luminosité est sous-estimée (point le plus à gauche), car non corrigée pour la complétude. Par ailleurs, la fente de $2''$ de large utilisée par [Rauch et al. \(2008\)](#) peut engendrer des pertes de flux maximales de l'ordre de 5 d'après ces auteurs. La correction pour ces pertes tendrait à décaler des objets vers les bins de plus forte luminosité $\text{Ly}\alpha$. L'échantillon de [Rauch et al. \(2008\)](#) ne comporte que 27 objets. Leur échantillon semble ne pas être contaminé par des intrus.

6 de leurs objets ont des profils clairement identifiables comme étant des LAEs (car asymétriques vers le rouge). En se basant sur les densités connues d'émetteurs OII et OII à bas redshift, ils estiment que la fraction maximale de ces intrus parmi les candidats restants est 15 et 7 % respectivement ce qui ne changerait que modérément la densité d'objets qu'ils dérivent. Enfin, le volume sondé étant petit ($\sim 10^3 \text{ Mpc}^3$), l'effet de la variance cosmique peut être important.

Les observations spectroscopiques de [Cassata et al. \(2011\)](#) sont en contradiction avec celles de [Rauch et al. \(2008\)](#). Elles ne souffrent d'aucun critère de sélection en EW $\text{Ly}\alpha$ et les intrus de plus bas redshift ont été retirés de l'échantillon. La plupart de leurs LAEs à $z < 3.2$ sont issues du relevé fortuit ultra-profond qui couvre un petit champ³ (3.3 arcmin^2). Les fentes ont une épaisseur de $\sim 1''$ qui peuvent causer des pertes de flux $\text{Ly}\alpha$ plus ou moins importantes selon la position de l'objet dans la fente. Ces auteurs ont appliqué une correction *statistique* pour ces pertes de flux $\text{Ly}\alpha$ via des simulations Monte-Carlo étant donné que les positions individuelles des objets dans les fentes ne sont pas connues. Les incertitudes majeures quant à la LF de [Cassata et al. \(2011\)](#) estimée à $z \sim 3$ semblent donc être (i) la variance cosmique étant donné le petit champ de vue entre $z \sim 2$ et 3.2 et (ii) le fait que leur LF à $z \sim 3$ contient des LAEs entre $z \sim 2$ et 3.2 dont la majorité se situe à $z < 2.5$. Bien qu'elle paraisse évoluer peu entre $z=3$ et 6 , la LF $\text{Ly}\alpha$ semble décroître (en nombre et/ou en luminosité) entre $z=3$ et les plus bas redshifts ([Deharveng et al., 2008](#); [Hayes et al., 2010](#)). Par conséquent, la construction de la LF à $z=3$ avec une majorité d'objets situés à plus bas redshift peut être sous-estimée en terme de densité.

L'écart entre les résultats de [Rauch et al. \(2008\)](#) et [Cassata et al. \(2011\)](#) montrent que l'estimation de la densité de LAEs aux faibles luminosités $\text{Ly}\alpha$ est mal contrainte à l'heure actuelle, et que des observations supplémentaires sont nécessaires.

³Le volume entre $z \sim 2$ et 3.2 pour un champ de 3.3 arcmin^2 est de l'ordre de 10^4 Mpc^3 , bien inférieur au volume de 10^6 Mpc^3 sondé par le relevé de [Ouchi et al. \(2008\)](#) à $z = 3.1 \pm 0.3$ à partir duquel les effets de variance cosmique deviennent faibles d'après ces auteurs.

z=3.7, 4.5 et 4.9. A $z=3.7, 4.5$ et 4.9 , les données semblent plus consistantes les unes avec les autres d'une part, et avec les LF's prédites par le modèle d'autre part.

z=5.7. Les plus grands échantillons à $z=5.7$ sont ceux de [Shimasaku et al. \(2006\)](#), [Ouchi et al. \(2008\)](#) et [Hu et al. \(2010\)](#), correspondant aux croix noires, carrés verts et losanges rouges sur la figure 5.4. [Shimasaku et al. \(2006\)](#); [Ouchi et al. \(2008\)](#); [Hu et al. \(2010\)](#) ont détecté 89, 401 et 87 LAEs à $z= 5.7 \pm 0.05$ dans des champs de $\sim 0.2, 1$ et 1.2 deg^2 respectivement (avec des limites de détection légèrement différentes). [Shimasaku et al. \(2006\)](#) et [Ouchi et al. \(2008\)](#) ont effectué un suivi spectroscopique sur 39 et 29 candidats respectivement dont seulement 28 et 17 furent confirmés spectroscopiquement. Malgré ces taux de confirmation modérés, ils utilisent leur échantillon photométrique dans sa totalité pour construire leur LF. A l'inverse, [Hu et al. \(2010\)](#) ont entrepris le suivi spectroscopique de tout leur échantillon photométrique. La vérification de l'identification de la raie $Ly\alpha$ en spectroscopie a conduit [Hu et al. \(2010\)](#) à rejeter environ 50 % des candidats photométriques. Ils ne considèrent que les objets confirmés par spectroscopie pour la LF. Ils trouvent une LF de normalisation réduite d'un facteur ~ 2 par rapport à celles de [Shimasaku et al. \(2006\)](#); [Ouchi et al. \(2008\)](#).

La LF prédite par le modèle à $z=5.7$ est légèrement en dessous des données de [Shimasaku et al. \(2006\)](#) et [Ouchi et al. \(2008\)](#) à $L_{Ly\alpha} \sim 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$ mais en excellent accord avec celles de [Hu et al. \(2010\)](#). De surcroît, il y a un bon accord entre le modèle et la détection récente de LAEs peu lumineux ($\lesssim 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$) par [Dressler et al. \(2011\)](#) à $z=5.7$ suggérant, tout comme [Rauch et al. \(2008\)](#) à $z\sim 3$, une forte densité de ces objets et donc une pente raide de la LF aux faibles luminosités. Notons cependant que les objets détectés par [Dressler et al. \(2011\)](#) doivent être considérés comme des *candidats* LAEs étant donné que les intrus à bas redshift ne peuvent pas être totalement retirés de l'échantillon.

z=6.6. A $z=6.6$, [Hu et al. \(2010\)](#) confirment spectroscopiquement une trentaine de LAEs soit environ la moitié de leur échantillon photométrique. La LF prédite par le modèle est en accord avec leurs données et prévoit deux à trois fois moins d'objets que la LF obtenue par [Ouchi et al. \(2010\)](#) qui se basent uniquement sur un échantillon photométrique.

Notre modèle prédit des LF's construites avec toutes les galaxies sans sélection d'aucune sorte qui sont en bon accord avec les données à $z=3.1, 3.7, 4.5, 4.9, 5.7$ et 6.6 , notamment avec celles issues de relevés pour lesquels la sélection en largeur équivalente $Ly\alpha$ est peu contraignante ou inexistante. A tous les redshifts, la pente de la LF des faibles aux fortes luminosités évolue fortement. Nous prédisons une forte densité de LAEs à $L_{Ly\alpha} \lesssim 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$ en accord avec les résultats de [Rauch et al. \(2008\)](#) à $z\sim 3$ et [Dressler et al. \(2011\)](#) à $z=5.7$ mais en contradiction avec les données obtenus par le VVDS ([Cassata et al., 2011](#)).

5.2.5 Fonctions de luminosité $Ly\alpha$ avec d'autres modèles de transfert

La figure 5.5 compare notre modèle à des approches plus simples, inspirées de la littérature, pour déterminer la fraction d'évasion $Ly\alpha$ f_{esc} : les modèles $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 0.30$, d'écran (*screen*) : $f_{\text{esc}} = e^{-\tau_{\text{dust}}}$, de tranche de gaz (*slab*) : $f_{\text{esc}} = (1 - e^{-\tau_{\text{dust}}})/\tau_{\text{dust}}$ et sans extinction (= intrinsèque) : $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 1$ représentés par les courbes rouge, verte, bleue et violette respectivement.

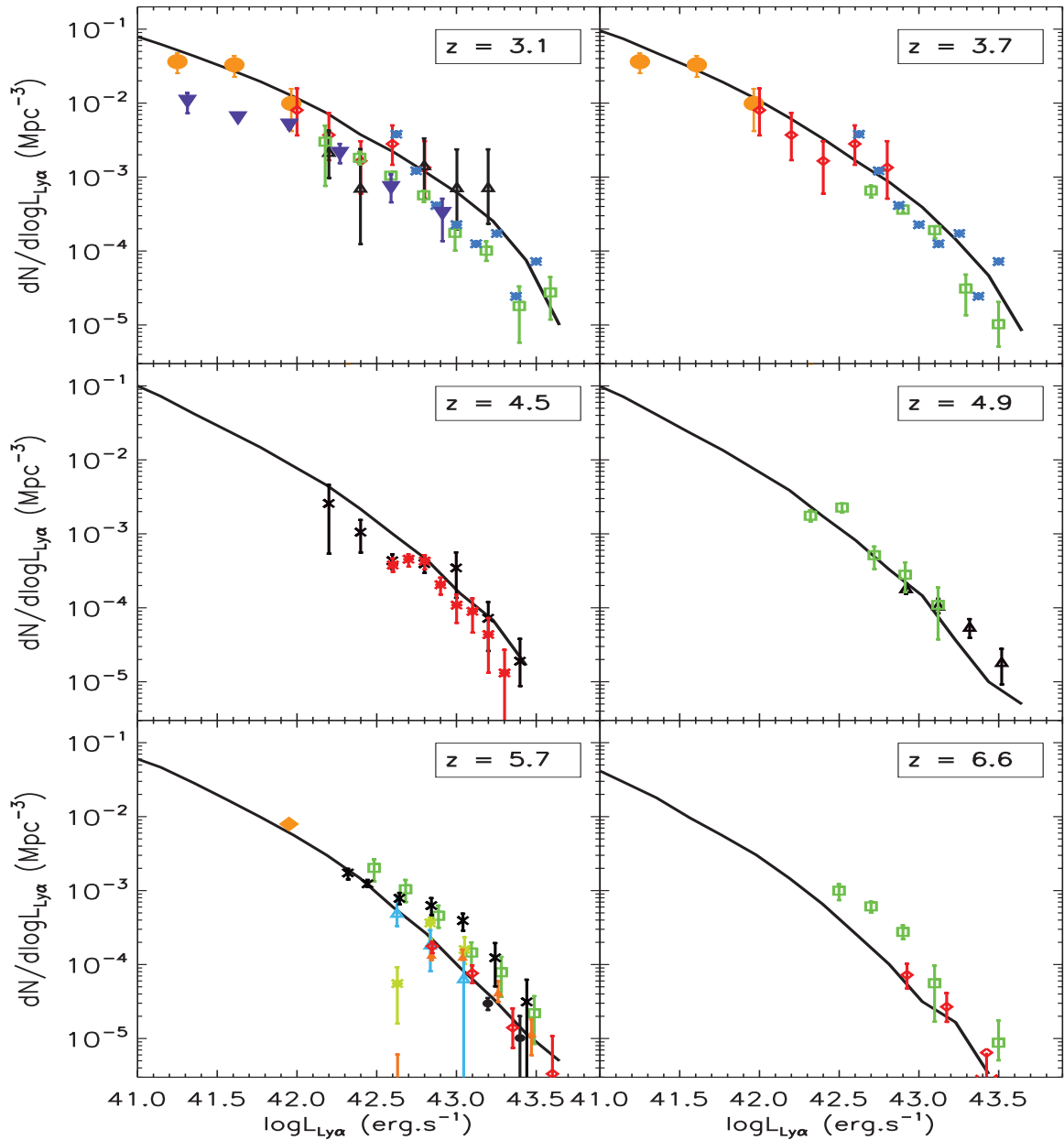


FIG. 5.4: Fonctions de luminosité Ly α prédites par notre modèle (courbes noires) à $z=3.1$, 3.7 , 4.5 , 4.9 , 5.7 et 6.6 . Les symboles correspondent aux données observationnelles : $z \sim 3$ (en haut à gauche) : van Breukelen et al. (2005) (losanges rouges, $2.3 < z < 4.6$), Kudritzki et al. (2000) (triangles noirs), Ouchi et al. (2008) (carrés verts), Blanc et al. (2010) (astérisques bleues, $2.8 < z < 3.8$), Rauch et al. (2008) (cercles oranges, $2.67 < z < 3.75$), Cassata et al. (2011) (triangles inversés violets, $1.95 < z < 3.2$). $z \sim 3.7$ (en haut à droite) : van Breukelen et al. (2005) (losanges rouges, $2.3 < z < 4.6$), Ouchi et al. (2008) (carrés verts), Blanc et al. (2010) (astérisques bleues, $2.8 < z < 3.8$), Rauch et al. (2008) (cercles oranges, $2.67 < z < 3.75$). $z \sim 4.5$ (au milieu à gauche) : Dawson et al. (2007) (croix noirs), Wang et al. (2009) (astérisques rouges). $z \sim 4.9$ (au milieu à droite) : Shioya et al. (2009) (triangles noirs), Ouchi et al. (2003) (carrés verts). $z \sim 5.7$ (en bas à gauche) : Ouchi et al. (2008) (carrés verts), Shimasaku et al. (2006) (croix noirs), Murayama et al. (2007) (triangles oranges), Hu et al. (2010) (losanges rouges), Ajiki et al. (2003) (astérisques jaunes), Ajiki et al. (2006) (triangles bleus), Dressler et al. (2011) (carrés oranges). $z \sim 6.6$ (en bas à droite) : Ouchi et al. (2010) (carrés verts), Hu et al. (2010) (losanges rouges).

Le modèle $f_{\text{esc}} = \text{constante}$ (Le Delliou et al., 2005; Nagamine et al., 2010) est simplement un ajustement aux données revenant à traduire la LF intrinsèque horizontalement. Avec une fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ de 30% pour toutes les galaxies à tous les redshifts, l'accord avec les observations est correct. Il prédit une faible abondance d'objets aux faibles luminosité, à la différence de notre modèle.

Les modèles d'écran (*screen*), de tranche de gaz (*slab*) et sans extinction prédisent des luminosités trop élevées pour les LAEs. Kobayashi et al. (2007, 2010) utilisent les modèles *screen* et *slab* et parviennent également à la conclusion que ce type d'approche ne permet pas de reproduire les LFs $\text{Ly}\alpha$. Pour ajuster les LFs observées, ils introduisent un paramètre libre f_0 à leur modélisation de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$: $f_{\text{esc}} = f_0 \times e^{-\tau_{\text{dust}}}$ et $f_{\text{esc}} = f_0 \times (1 - e^{-\tau_{\text{dust}}}) / \tau_{\text{dust}}$ où f_0 prend en compte les effets de résonance de la raie $\text{Ly}\alpha$, de géométrie du MIS et l'extinction du MIG. Ils obtiennent un ajustement correct aux données pour $f_0 \sim 0.30$.

Enfin, le cas $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 1$, qui consiste à supposer que tous les photons $\text{Ly}\alpha$ produits par les galaxies s'échappent, sur-prédit les luminosités $\text{Ly}\alpha$ des LAEs.

En résumé, le modèle $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 0.30$ permet d'ajuster correctement les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ entre $z=3.1$ et 6.6 et prévoit une pente peu raide aux faibles luminosités. Les modèles dits *screen* et *slab* prédisent des luminosités plus élevées que notre modèle (et que la plupart des données) aux luminosités $\text{Ly}\alpha$ supérieures à $10^{42} \text{erg.s}^{-1}$. Aux faibles luminosités, les prédictions convergent avec celles de notre modèle car la quantité de poussière est très faible, engendrant des fractions d'évasion $\text{Ly}\alpha$ de l'ordre de 1.

À l'inverse de notre modèle, les différentes approches plus simples discutées ici supposent que la luminosité $\text{Ly}\alpha$ est proportionnelle à la luminosité dans le continu UV. Cette hypothèse est en contradiction avec les observations de galaxies à discontinuité de Lyman, qui n'ont pas, en moyenne, une forte émission $\text{Ly}\alpha$ (Shapley et al., 2003).

5.2.6 Effets de sélection

Dans cette section, nous discutons l'impact qu'ont les limites de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$ sur les fonctions de luminosité (LF) $\text{Ly}\alpha$ dans le modèle. Dans une première partie, nous nous intéressons à la LF à $z \sim 3$, le redshift pour lequel les $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$ sont le plus variable selon les relevés. L'influence de la sélection en $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$ en fonction du redshift z sur l'évolution de la LF $\text{Ly}\alpha$ avec z est étudiée dans une seconde partie.

5.2.6.1 Impact des effets de sélection sur la détection de LAEs à $z \sim 3$

À $z = 3.1$, les observations en *Wide Field Narrow Band* de Ouchi et al. (2008) et Gronwall et al. (2007) donnent des fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ (LF) similaires malgré des limites de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$ (*rest-frame*) très différentes. Ouchi et al. (2008) détectent 356 candidats LAEs de luminosité $\text{Ly}\alpha$ supérieure à $10^{42} \text{erg.s}^{-1}$ dans $7 \times 10^5 \text{Mpc}^3$ avec $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 64 \text{\AA}$. Gronwall et al. (2007) obtinrent un échantillon de 162 LAEs de luminosité $\text{Ly}\alpha$ supérieure à $1.2 \times 10^{42} \text{erg.s}^{-1}$ dans $1.1 \times 10^5 \text{Mpc}^3$ avec $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 20 \text{\AA}$. Les LFs qu'ils dérivent sont cohérentes entre elles. Elles sont représentées par des carrés verts (Ouchi et al., 2008) et des losanges rouges (Gronwall et al., 2007) sur la figure 5.6. Il est possible que la majorité des LAEs aient des largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ (EW) suffisamment grandes pour que des sélections en EW de l'ordre de 60\AA n'aient pas d'impact sur la détection de LAEs.

Cependant, la distribution de EW obtenues par Gronwall et al. (2007) semble indiquer le contraire. D'après cette distribution, environ 40 % des LAEs ont des largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ inférieures à 60\AA .

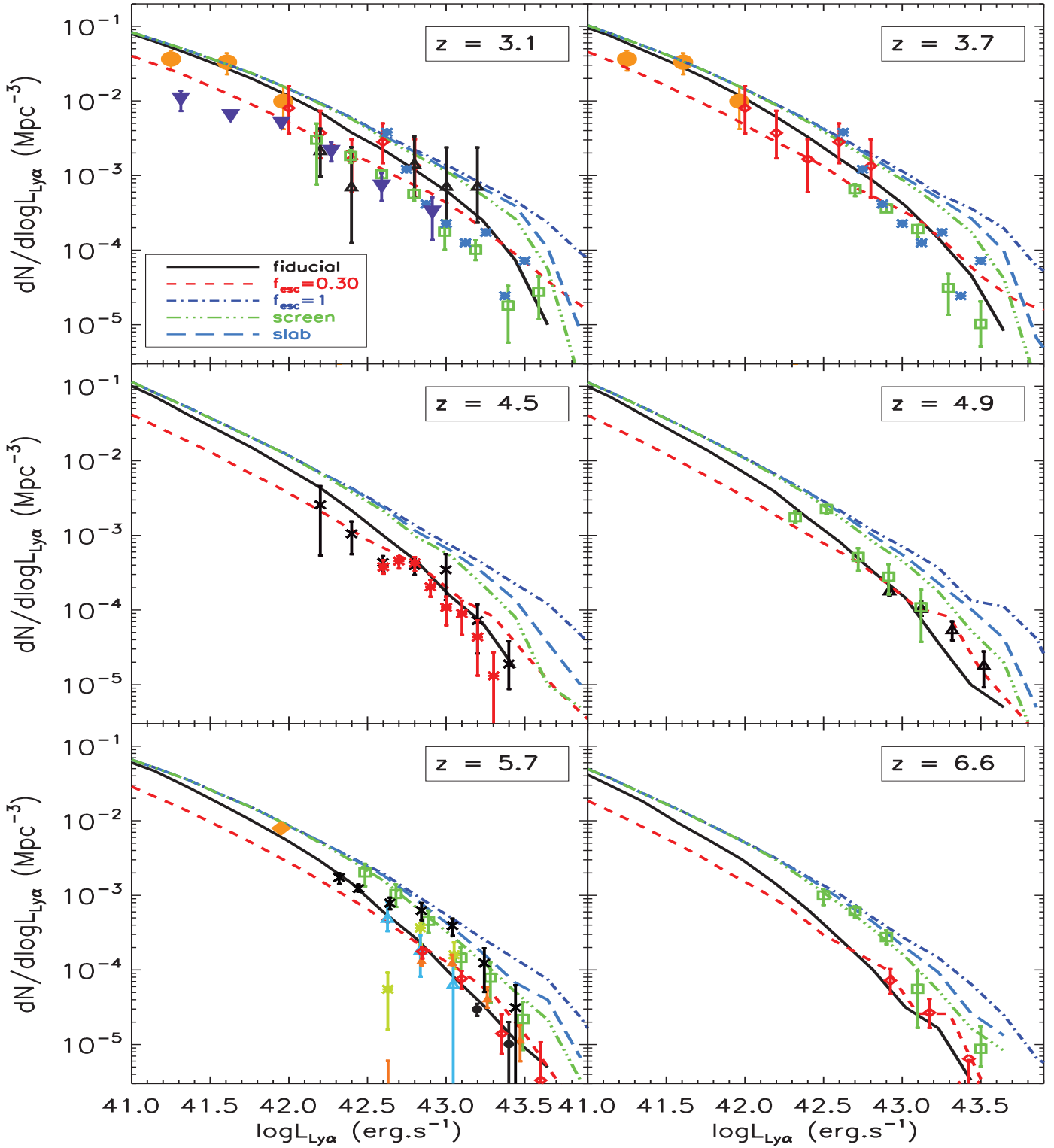


FIG. 5.5: Fonctions de luminosité Ly α prédites par notre modèle (courbes noires) à $z=3.1$, 3.7 , 4.5 , 4.9 , 5.7 et 6.6 . Nous comparons nos prédictions avec des modélisations simples de la fraction d'évasion Ly α : $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 0.30$ (tirets courts rouges), *screen* (point-point-tirets verts), *slab* (tirets long bleus) et $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 1$ (point-tirets violets). Les données représentées par des symboles sont les mêmes que sur la figure 5.4.

Cela peut suggérer que deux fois plus de LAEs auraient pu être détectés par [Ouchi et al. \(2008\)](#) s'ils avaient utilisé une limite de détection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ plus basse. Dans ce cas, l'accord apparent de la fonction de luminosité de [Gronwall et al. \(2007\)](#) avec celle de [Ouchi et al. \(2008\)](#) serait un *accident*, peut-être dû à des effets de variance cosmique étant donné le volume sept fois plus petit sondé par [Gronwall et al. \(2007\)](#).

Pour tester l'influence de coupures en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$, nous avons ajouté sur la figure 5.6 les LF de notre modèle construites sans critère de sélection (courbe pleine), avec $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 20 \text{ \AA}$ (pointillés), $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 50 \text{ \AA}$ (tirets) et $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 64 \text{ \AA}$ (tiret-point). Même si le modèle ne parvient pas à reproduire les distributions de largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ au delà de 150 \AA , il est en accord correct avec les distributions observées aux plus faibles valeurs (cf figure 5.3).

La sélection de LAEs de largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ supérieures à 20 \AA réduit peu le nombre d'objets par rapport à l'échantillon complet et ne reproduit pas les points de [Gronwall et al. \(2007\)](#). Avec la sélection utilisée par [Ouchi et al. \(2008\)](#), $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 64 \text{ \AA}$, la LF du modèle sous-estime la densité d'objets observés. Le pic de la distribution de largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ se situe autour de 60 \AA dans notre modèle à $z=3.1$. Une sélection à $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 64 \text{ \AA}$ retire donc un nombre très important dans notre modèle.

En revanche, pour $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}} = 50 \text{ \AA}$, nous obtenons un très bon accord avec leurs données. Notre modèle suggère donc que des critères de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ trop drastiques peuvent réduire considérablement le nombre de détection de LAEs. La LF construite uniquement avec les galaxies ayant $\text{EW} > 50 \text{ \AA}$ réduit d'un facteur 3 la densité de LAEs aux fortes luminosités $\text{Ly}\alpha$ et seulement d'un facteur 1.5 aux plus faibles. L'impact des effets de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ semble donc un peu plus important aux fortes luminosités $\text{Ly}\alpha$, correspondant aux LAEs sondés par les relevés *Wide Field Narrow Band* actuels.

L'étude présentée dans cette partie montre que la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ à $z=3$ dérivée grâce au plus grand relevé actuel ([Ouchi et al., 2008](#), dans lequel la variance cosmique est censée être la plus faible) sous-estime peut-être la densité de LAEs à cause d'une sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ trop élevée. Cependant, cette sous-estimation est peut-être contre-balançée par le fait qu'ils utilisent leur échantillon photométrique pour construire la fonction de luminosité. D'après la discussion proposée dans la section 5.2.4, cet échantillon peut contenir un nombre non négligeable d'intrus sélectionnés, à tort, comme des LAEs, conduisant à une surestimation de la densité d'objets.

5.2.6.2 Impact des effets de sélection sur l'évolution de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$

Les échantillons de LAEs présentés par [Ouchi et al. \(2008\)](#) à $z=3.1$, 3.7 et 5.7 suggèrent une faible évolution de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ entre $z\sim 3$ et 6 (voir section 3.3.3). Les sélections en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ pour ces trois redshifts sont respectivement 64 , 44 et 27 \AA (rest-frame). Dans notre modèle, la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ varie avec le redshift comme cela est illustrée sur la figure 5.7 (à gauche). Étant donné la dispersion dans les différentes données observationnelles, l'accord entre notre modèle et ces données reste correct entre $z\sim 3$ et 6 (voir section 5.2.4). En se basant sur la discussion de la partie précédente, nous étudions l'évolution de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ entre $z=3.1$ et 5.7 avec notre modèle en incorporant des sélections en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$ typiques pour chaque redshift (voir table 3.2). Avec cette approche, nous obtenons une non-évolution apparente de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ entre $z\sim 3$ et 6 (figure 5.7 à droite). Cela indique que, du moins dans notre modèle, les effets de

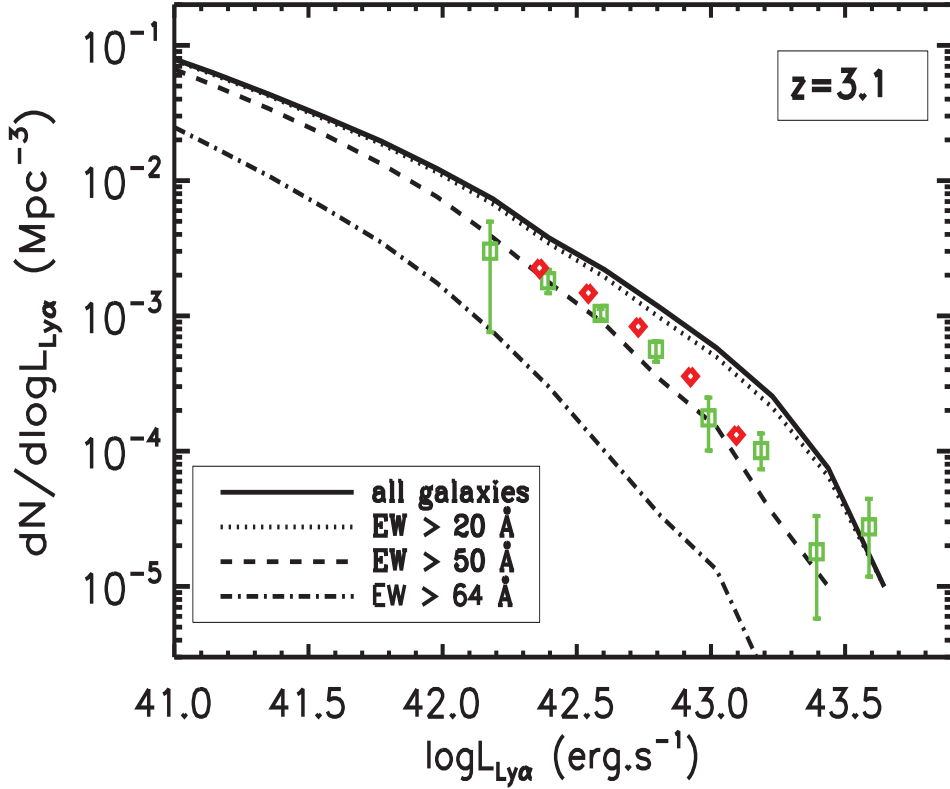


FIG. 5.6: Fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ à $z=3.1$ sans aucune sélection (courbe pleine), avec $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha,\text{lim}}=20 \text{ \AA}$ (pointillés), $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha,\text{lim}}=50 \text{ \AA}$ (tirets) et $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha,\text{lim}}=64 \text{ \AA}$ (point-tiret). Les carrés verts et les losanges rouges correspondent aux données observées par Ouchi et al. (2008); Gronwall et al. (2007) respectivement.

sélection causés par les limites de largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ ont une influence sur l'évolution de la fonction de luminosité en fonction du redshift. A tous les redshifts, des coupures inférieures à 30 \AA ne modifient que très peu la LF construite avec l'échantillon total (sans sélection). En conclusion, même si les grands relevés en bande étroite couvrent des champs assez grands pour diminuer la variance cosmique, il est possible que les effets de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ aient un impact sur le nombre de détection de LAEs et soient responsables, du moins en partie, de la faible évolution apparente de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$.

5.2.7 Spectres $\text{Ly}\alpha$ des LAEs dans le modèle

Les profils de raie $\text{Ly}\alpha$ (asymétriques) observés sont une caractéristique particulière des LAEs. Nous présentons dans cette section les spectres co-additionnés des LAEs du modèle.

La librairie MCLya prédit un profil de raie pour chaque combinaison de $(V_{\text{exp}}, N_{\text{H}}, \tau_{\text{dust}})$. Pour chaque galaxie du modèle, nous procédons à la même interpolation dans la librairie que pour la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$. Ici, nous montrons des spectres *rest-frame* co-additionnés des galaxies du modèle à $z=3.1$ et 5.7 sur la figure 5.8. Ces spectres sont normalisés au continu et donnés en fonction de la vitesse V . Nous rappelons que V varie comme la longueur d'onde (Eq. 4.13) donc les vitesses positives correspondent à des photons décalés vers le rouge par rapport

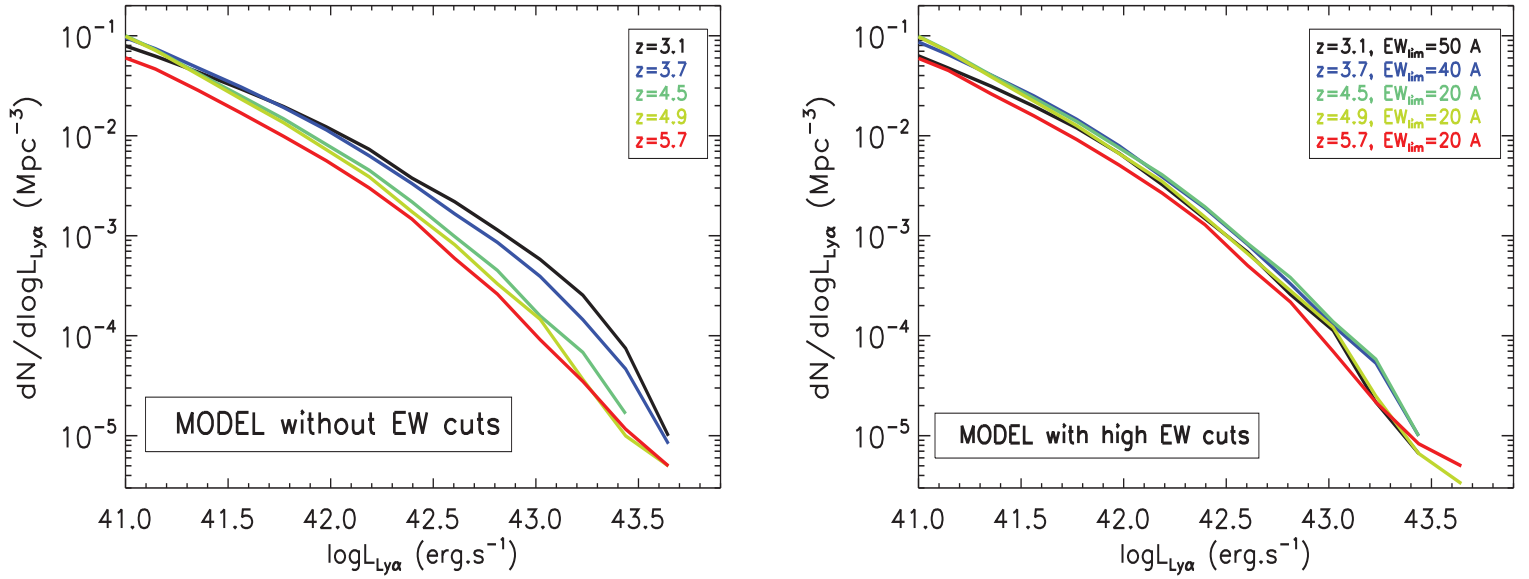


FIG. 5.7: Evolution de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ avec le redshift sans limite de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ (à gauche) et avec des limites de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ (à droite).

au centre de raie $\text{Ly}\alpha$ donné par $V = 0$. Inversement, les vitesses négatives correspondent à des photons décalés vers le bleu. Les profils en noir sur les deux figures sont la co-addition de tous les spectres $\text{Ly}\alpha$ des galaxies de luminosités $\text{Ly}\alpha$ supérieures à $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{41} \text{erg.s}^{-1}$. Ce profil a un pic décalé de $\sim +500 \text{km.s}^{-1}$ et présente une forte asymétrie vers le rouge s'étendant jusqu'à environ 2000km.s^{-1} . Ce spectre moyen a une forme assez similaire à ceux souvent observé dans les Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ (cf figure 3.15, Ouchi et al., 2008; Hu et al., 2010).

Les spectres en rouge et en bleu sur les figures 5.8 sont la co-addition des raies $\text{Ly}\alpha$ des galaxies de moyenne et forte luminosité ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42}$ et $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{43} \text{erg.s}^{-1}$ respectivement). Ces spectres sont plus larges, plus décalés vers le rouge et ont une forme P-Cygni. En effet, une absorption du côté bleu à $\sim -300 \text{km.s}^{-1}$ est clairement identifiable. Les spectres $\text{Ly}\alpha$ co-additionnés des galaxies du modèle sont assez similaires à tous les redshifts, aux faibles comme aux fortes luminosités $\text{Ly}\alpha$. Ceci est consistant avec les spectres observés qui présentent presque toutes des profils asymétriques quel que soit le redshift.

Les profils de raie asymétriques avec et sans absorption du côté bleu sont donc les spectres les plus courants dans le modèle pour tous les redshifts. Des spectres dominés par l'absorption existent également dans notre modèle mais ne concernent que peu d'objets, i.e. les galaxies avec de très grandes densités de colonne de HI N_{H} et opacités de poussière τ_{dust} . Ces galaxies forment beaucoup d'étoiles donc elles ont de grandes luminosités $\text{Ly}\alpha$ intrinsèques. Cependant, leur fraction d'évasion est très faible à cause des grandes valeurs prises par N_{H} et τ_{dust} . Ce sont par conséquent des LAEs peu lumineux avec des largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ proches de 0\AA voire négatives. Un spectre typique de ces objets est illustré par la figure 5.9.

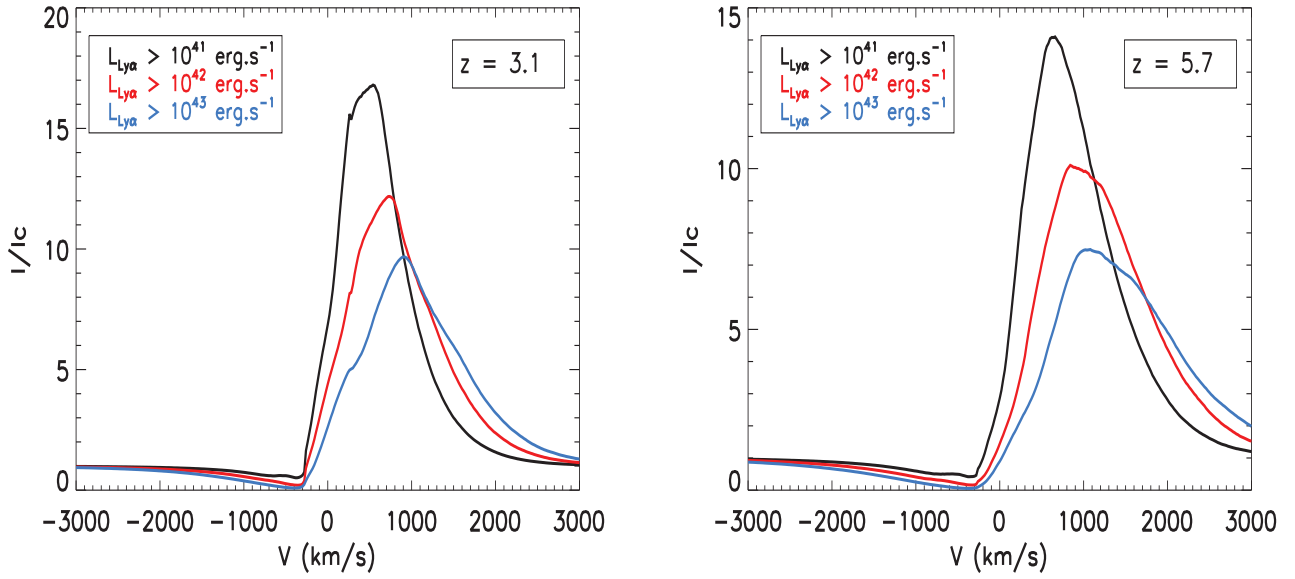


FIG. 5.8: Spectres Ly α co-additionés pour les galaxies du modèle à $z=3.1$ (à gauche) et 5.7 (à droite) de luminosité supérieure à $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{41} \text{ erg.s}^{-1}$ (en noir), $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$ (en rouge) et $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$ (en bleu). Les spectres sont normalisés au continu I_c .

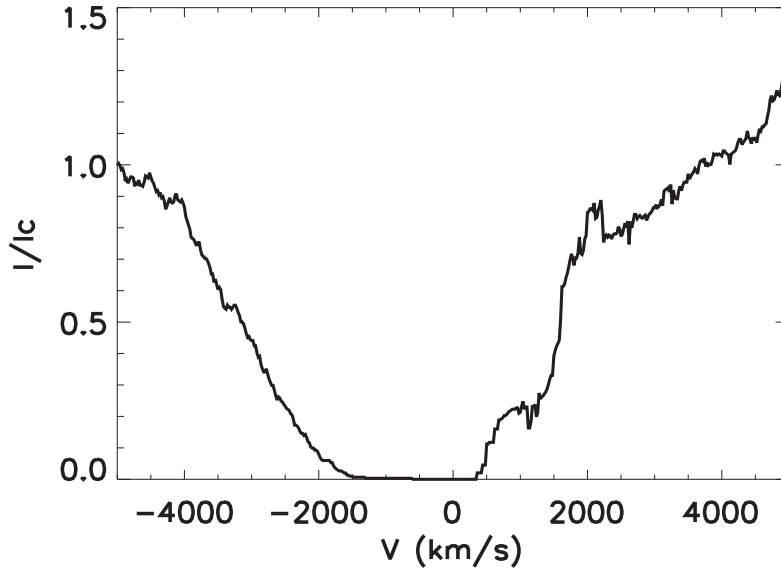


FIG. 5.9: Spectre Ly α dominé par l'absorption typique de galaxies massives, de forte densité de colonne de HI et contenant beaucoup de poussière. Ce spectre est normalisé au continu I_c .

5.2.8 Influence du milieu intergalactique

Comme nous l'avons discuté dans la section 3.3.3, le milieu intergalactique (MIG) peut être responsable d'une diminution de la luminosité $\text{Ly}\alpha$ provenant des galaxies à grand redshift que nous observons. Les nuages d'hydrogène neutre présents sur la ligne de visée peuvent diffuser les photons $\text{Ly}\alpha$ dans une autre direction que celle de l'observateur. Les photons provenant des LAEs qui ont le plus de chance d'interagir avec le MIG sont ceux qui sont vus à 1216 Å dans le référentiel du nuage intergalactique. L'expansion cosmique induit un décalage Doppler vers le rouge entre la longueur d'onde émise par la source et celle vue par le nuage intergalactique. Par conséquent, les photons de la partie bleue du spectre $\text{Ly}\alpha$ après transfert dans le milieu interstellaire (MIS) sont plus à même d'interagir avec le MIG.

Une modélisation simple de la transmission de la raie $\text{Ly}\alpha$ à travers le MIG a été implémentée en utilisant la prescription de Madau (1995) qui définit la profondeur optique de l'hydrogène du MIG sur la ligne de visée τ_{MIG} comme :

$$\tau_{\text{MIG}}^{\text{Ly}\alpha} = 0.0036 \left(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\alpha}} \right)^{3.46}, \quad (5.8)$$

où $\lambda_{\text{obs}} = (1+z) \times \lambda$ est la longueur d'onde des photons $\text{Ly}\alpha$ émergents du MIS dans le référentiel de l'observateur.

Nous avons appliqué une transmission $T_{\text{MIG}}^{\text{Ly}\alpha} = e^{-\tau_{\text{MIG}}^{\text{Ly}\alpha}}$ à la partie bleue du spectre $\text{Ly}\alpha$ émergent de chaque galaxie du modèle. Après transfert dans la coquille, les spectres des galaxies du modèle sont pour la plupart décalés vers le rouge. Ils contiennent très peu de flux aux longueurs d'onde inférieures à 1216 Å. Par conséquent, la luminosité $\text{Ly}\alpha$ des galaxies à tous les redshifts n'est presque pas modifiée par la transmission dans le MIG telle que nous l'avons modélisé. L'impact sur les luminosités $\text{Ly}\alpha$ des galaxies du modèle est tellement faible que les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ avec et sans transmission dans le MIG sont indifférenciables et ce, à tous les redshifts considérés ici ($3 < z < 7$).

5.2.9 Masses stellaires des LAEs

Sur la figure 5.10, nous présentons les distributions des masses stellaires des LAEs pour différents intervalles de luminosités $\text{Ly}\alpha$ à $z=3.1$, 4.5 et 5.7 construites à partir du modèle (colonne de gauche de la figure 5.10). Pour comparaison, les fonctions de masses des LAEs sont également données dans le cas où la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ est calculée avec l'approche simple $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 0.30$ (colonne de droite de la figure 5.10). Notre estimation de l'effet de résolution de la simulation de matière noire sur les masses stellaires (i.e. masse en-dessous de laquelle l'échantillon n'est pas complet) est de $10^8 M_{\odot}$ et est représentée par une ligne verticale en pointillés sur la figure 5.10. Dans le modèle $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 0.30$, les LAEs les plus brillantes (en terme de luminosité $\text{Ly}\alpha$) sont les plus massives et inversement, les LAEs de faible masse ont une faible luminosité $\text{Ly}\alpha$. Ceci vient du fait, qu'avec cette approche, la luminosité $\text{Ly}\alpha$ émergente est directement proportionnelle à la luminosité $\text{Ly}\alpha$ intrinsèque, elle même linéairement reliée au SFR (Eq. 3.41) donc à la masse stellaire.

A l'inverse, dans notre modèle, les LAEs de plus forte luminosité $\text{Ly}\alpha$ ($\gtrsim 10^{43} \text{erg.s}^{-1}$, courbes rouges) ne correspondent pas aux objets les plus massifs. Les galaxies les plus massives, bien qu'ayant les plus grandes luminosités $\text{Ly}\alpha$ intrinsèques, contiennent beaucoup de gaz et de poussière ce qui réduit considérablement la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$. Ces objets ont donc plutôt des luminosités $\text{Ly}\alpha$ faibles ($\lesssim 10^{42} \text{erg.s}^{-1}$, courbes bleues) ou modérées ($\sim 10^{42-43} \text{erg.s}^{-1}$, courbes vertes). Les faibles largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ souvent mesurées dans les galaxies à discontinuité de Lyman (LBG, Shapley et al., 2003), qui sont des objets massifs, sont expliquées via cette

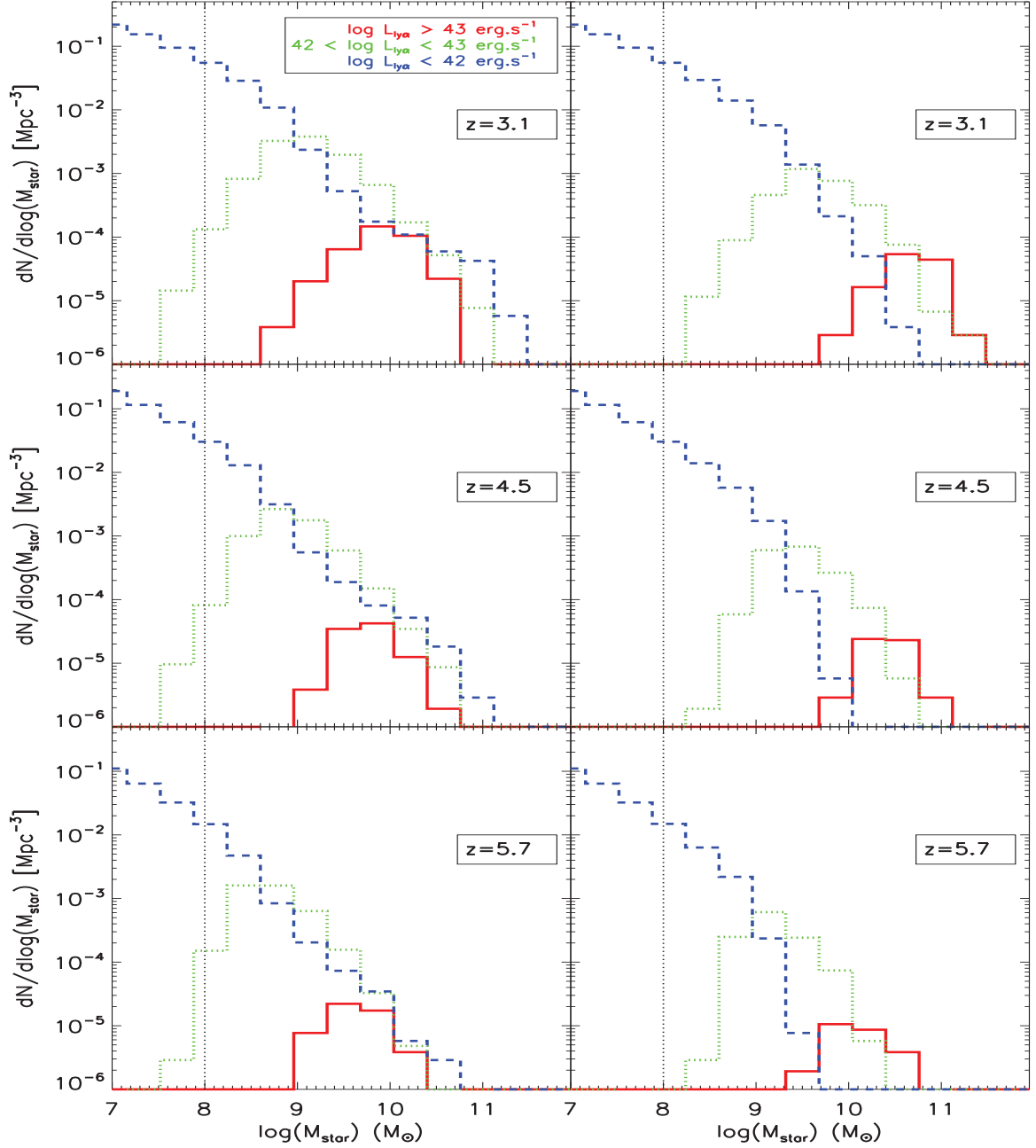


FIG. 5.10: Distribution des masses stellaires des LAEs prédites par notre modèle (colonne de gauche), et par le modèle $f_{\text{esc}} = \text{constante} = 0.30$ (colonne de droite) pour $z \sim 3, 4.5$ et 6 . Les LAEs sont divisées en trois groupes selon leur luminosité Ly α après transfert dans le MIS : courbe rouge en trait plein : $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{43} \text{erg.s}^{-1}$, courbe verte en pointillés : $10^{42} < L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{43} \text{erg.s}^{-1}$ et courbe bleue en tirets : $L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{42} \text{erg.s}^{-1}$. La ligne verticale en pointillés représente notre estimation de l'effet de résolution en masse de la simulation de matière noire sur les masses stellaires. En dessous de $\sim 10^8 M_{\odot}$, l'échantillon de galaxies prédit par le modèle n'est pas complet.

interprétation dans le cadre de notre modèle. Dit autrement, cela suppose les LBGs sont souvent *manquées* dans des relevés $\text{Ly}\alpha$ en bande étroite à cause des critères de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$.

Les prédictions du modèle sont en bon accord avec les diverses estimations observationnelles suivantes :

- A $z=3.1$, [Gawiser et al. \(2006\)](#) dérivent une masse stellaire moyenne de $5.10^8 M_{\odot}$ dans des LAEs typiques de luminosité $\text{Ly}\alpha \sim 10^{42-43} \text{ erg.s}^{-1}$.
- Les LAEs massives ($10^{10-11} M_{\odot}$) observées par [Ono et al. \(2010\)](#) à $z=3-4$ ont des luminosités $\text{Ly}\alpha$ comprises entre $\sim 10^{42}$ et $10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$.
- [Finkelstein et al. \(2007\)](#) ont observé des LAEs de luminosité $\text{Ly}\alpha$ supérieure à $10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$ avec des masses stellaires entre 2.10^7 et $2.10^9 M_{\odot}$
- [Pirzkal et al. \(2007\)](#) ont mesuré des masses stellaires allant de 10^7 à $2.10^9 M_{\odot}$ dans des LAEs avec $L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 2.10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$
- A $z=5.7$, [Lai et al. \(2007\)](#) estiment la masse stellaire de trois LAEs (dont les luminosités $\text{Ly}\alpha$ ne sont pas communiquées) et trouvent des valeurs comprises entre 10^8 et $10^9 M_{\odot}$. Dans notre modèle, cet intervalle de masse est couvert par toutes les gammes de luminosité $\text{Ly}\alpha$ mais correspond particulièrement aux objets de forte luminosité, i.e. $\gtrsim 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$.

Globalement, les masses stellaires des LAEs dérivées du modèle sont en accord correct avec les estimations observationnelles entre $z\sim 3$ et 6. Nous recouvrons le fait que les LAEs communément détectées ($L_{\text{Ly}\alpha} \gtrsim 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$) ont des masses stellaires modérées ($\sim 10^{7-10} M_{\odot}$) comparées aux galaxies à discontinuité de Lyman (LBG, $\sim 10^{10-11} M_{\odot}$). Notre modèle, dans lequel la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ est une fonction complexe de la masse stellaire, est un des seuls à être en accord à la fois avec les LAEs et avec les LBGs.

5.2.10 Propriétés UV des LAEs

5.2.10.1 Fonctions de luminosité UV des LAEs

Les fonctions de luminosité UV (à $\sim 1500 \text{ \AA}$, dans le référentiel propre de la galaxie) des LAEs entre $z=3$ et 6 diffèrent de celles des galaxies sélectionnées en UV. En effet, seule une fraction de ces objets émettent une raie $\text{Ly}\alpha$ détectable par les relevés en bande étroite centrée sur la raie $\text{Ly}\alpha$. Par conséquent, la fonction de luminosité (LF) UV des LAEs a une normalisation plus basse et une pente différente. La forme de la LF dépend fortement des critères de sélection des LAEs du relevé, i.e. les luminosités et largeurs équivalentes seuils $L_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$ et $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha, \text{lim}}$. Par conséquent, nous comparons les prédictions du modèle pour chaque observation individuellement, en appliquant les mêmes critères qui furent utilisés pour chacun des relevés. Il est intéressant de voir que nous trouvons un bon accord global avec les données entre $z\sim 3$ et 6. Dans deux cas cependant, nos prédictions diffèrent sensiblement des LFs observées.

Le premier est la comparaison avec [Ouchi et al. \(2008\)](#) à $z=3.1$ pour laquelle nous devons réduire la coupure en largeur équivalente de $\sim 15 \text{ \AA}$ pour obtenir un bon ajustement à toutes les magnitudes. La différence de $\sim 15 \text{ \AA}$ dans la sélection en EW paraît malgré tout acceptable, étant donné l'incertitude sur les mesures de largeurs équivalentes (et notamment aux valeurs proches de la limite de sélection). Notons que cette coupure à 50 \AA est la même que celle dont nous

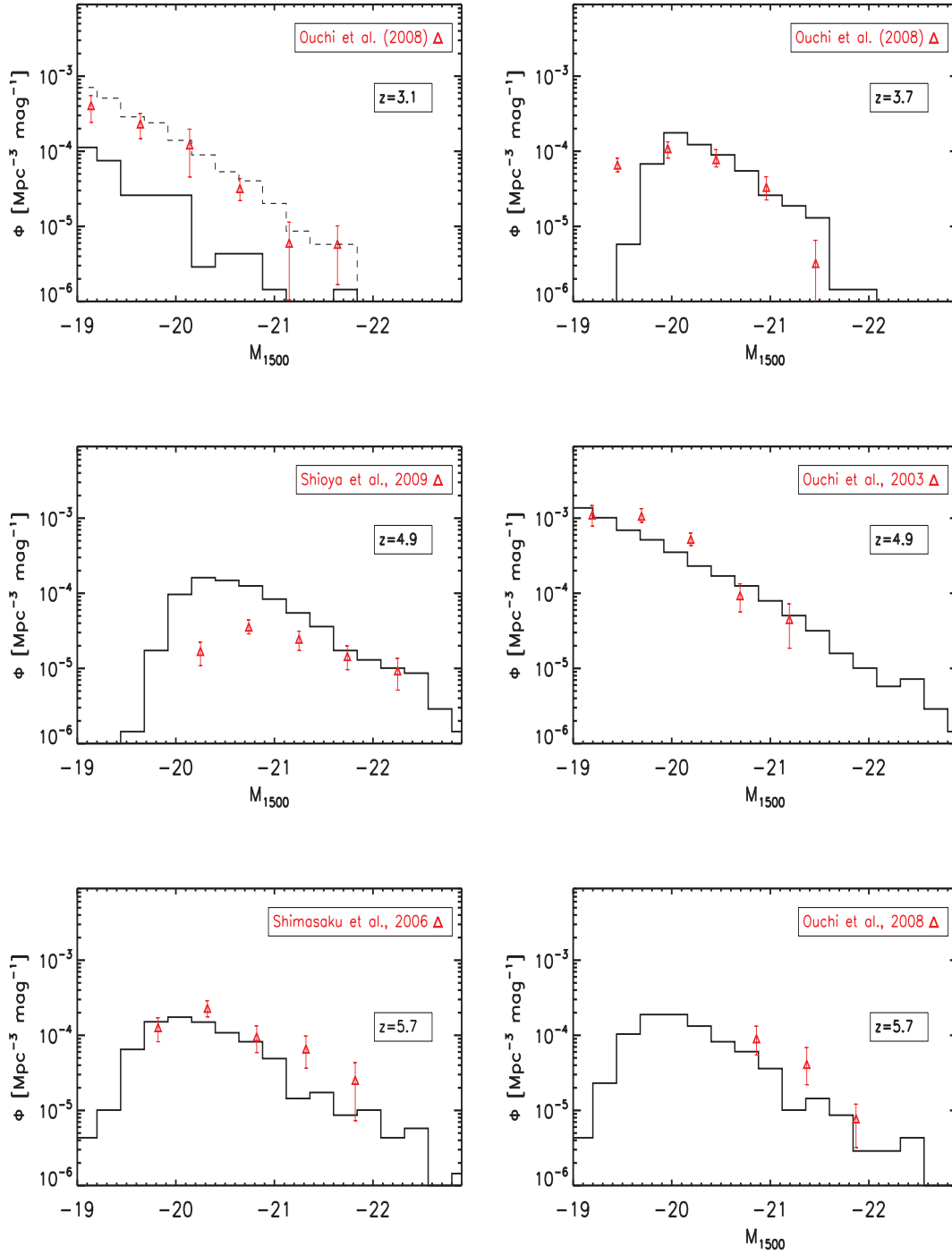


FIG. 5.11: Fonctions de luminosité (LF) UV, ou de magnitude absolue M_{1500} , des LAEs, à 1500 Å (dans le référentiel propre de la galaxie), prédites par le modèle entre $z=3.1$ et 5.7 . Pour chaque figure, la LF du modèle est comparée à un jeu de données en appliquant les mêmes critères de sélection en luminosité et largeur équivalente Ly α que les observateurs. Les valeurs des critères de sélection utilisés par Ouchi et al. (2003); Shimasaku et al. (2006); Ouchi et al. (2008); Shioya et al. (2009) sont données dans la table 3.2. Sur la vignette en haut à gauche, la courbe pleine correspond à la LF UV du modèle utilisant la même sélection en largeur équivalente Ly α que Ouchi et al. (2008) (64 Å). Les tirets donnent la LF UV du modèle avec une limite de sélection de 50 Å.

avons besoin pour reproduire la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ de ces auteurs. Cela signifie que pour un même jeu de données, nous parvenons à retrouver conjointement les bonnes propriétés $\text{Ly}\alpha$ et UV.

Le second désaccord est avec la LF à $z=4.9$ de [Shioya et al. \(2009\)](#) qui a une pente très faible d'après leurs observations ce qui est d'ailleurs en désaccord avec les autres LFs observées notamment celle de [Ouchi et al. \(2003\)](#) au même redshift, et que le modèle parvient à reproduire.

Il est à noter qu'à $z=5.7$, certains points observationnels de [Ouchi et al. \(2008\)](#) et [Shimasaku et al. \(2006\)](#) sont légèrement au-dessus de la LF du modèle. L'écart en terme de densité numérique de LAEs peut être expliqué de la même manière que la différence entre les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ prédites et observées par ces auteurs s à $z=5.7$. Ayant utilisé la totalité de leur échantillon photométrique pour construire les LF $\text{Ly}\alpha$ et UV, [Ouchi et al. \(2008\)](#) et [Shimasaku et al. \(2006\)](#) ont peut-être inclus des objets qui ne sont pas des LAEs, augmentant ainsi la densité numérique de LAEs par bin de magnitude.

Globalement, l'assez bon accord entre les LF UV des LAE du modèle et les diverses données observées montre que nous reproduisons correctement les propriétés UV des LAEs. Nous notons que les LFs UV varient fortement en fonction des limites de sélection $\text{Ly}\alpha$.

Nous pouvons également effectué l'exercice inverse, c'est-à-dire, étudier les propriétés $\text{Ly}\alpha$ des galaxies sélectionnées en UV.

5.2.10.2 Propriétés $\text{Ly}\alpha$ des galaxies sélectionnées en UV

Parmi un large échantillon de LBGs à $z\sim 3$, [Shapley et al. \(2003\)](#) trouvent que 25 % (resp. 50 %) des objets ont une largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ supérieure à 20 Å (resp. supérieure à 0 Å, i.e. une raie en émission). Ce résultat conforte l'idée selon laquelle les galaxies massives que sont les LBGs sont souvent manquées dans les relevés d'Émetteurs $\text{Ly}\alpha$.

Pour confronter le modèle à cette mesure observationnelle, nous reproduisons (approximativement) la sélection en magnitude apparente de [Shapley et al. \(2003\)](#), en supposant une limite en magnitude absolue M_{1500} correspondante. Pour $M_{1500} < -21.5$, nous trouvons que 74 % (resp. 40 %) des LAEs du modèles ont une largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ $\text{EW} > 0$ Å (resp. 20 Å). Ces valeurs sont supérieures à celles de [Shapley et al. \(2003\)](#). La différence peut provenir (i) de l'erreur faite en convertissant approximativement une magnitude apparente en magnitude absolue, ou (ii) de la non-détection potentielle de certaines raies $\text{Ly}\alpha$ de très faible EW par [Shapley et al. \(2003\)](#). Toutefois, nous retrouvons assez bien le fait qu'il y a environ deux fois plus de LBG avec $\text{EW} > 0$ Å, qu'avec $\text{EW} > 20$ Å. En variant légèrement M_{1500} et/ou le redshift considéré, nous trouvons un facteur compris entre 1.5 et 3.

5.2.10.3 Relation magnitude UV- $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha}$

Dans notre modèle, le déficit de grandes largeurs équivalentes EWs $\text{Ly}\alpha$ dans les galaxies de forte magnitude UV ($M_{1500} \lesssim -20$, cf figure 5.2.10.3), qui est observé à plusieurs redshifts dans les LAEs et les LBGs (cf section 3.3.3, [Ando et al., 2006](#); [Shimasaku et al., 2006](#); [Stanway et al., 2007](#); [Ouchi et al., 2008](#); [Stark et al., 2010](#)), est reproduit. Nous trouvons deux causes distinctes à cet effet : l'âge des populations stellaires et le contenu gazeux des galaxies de forte magnitude UV.

Effet d'âge des populations stellaires La figure 5.13 montre que les galaxies de forte magnitude UV, même avant extinction par le MIS, produisent intrinsèquement de faibles EWs $\text{Ly}\alpha$. Ces systèmes sont des objets massifs, évolués et composés de populations stellaires vieilles

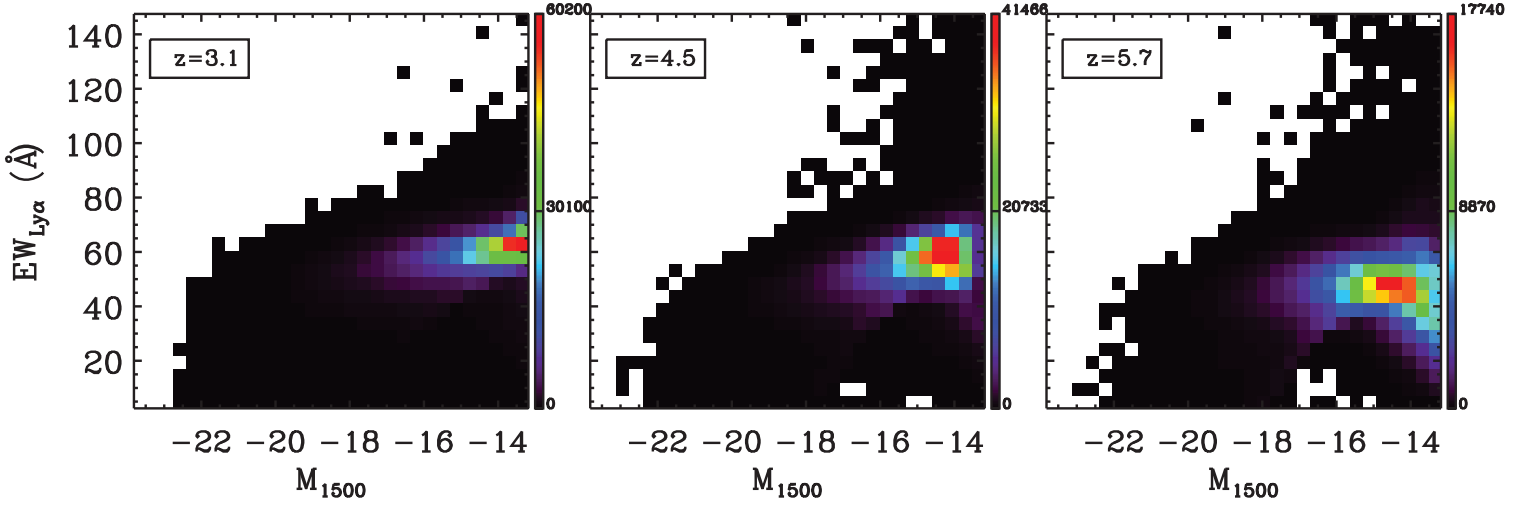


FIG. 5.12: Relation entre la largeur équivalente Ly α émergente des galaxies et leur magnitude UV absolue *rest-frame* estimée à 1500 Å après extinction pour $z \sim 3, 4.5$ et 6 (figure de gauche, du milieu et de droite respectivement).

comme l'indique la figure 5.14 qui présente la relation entre la magnitude UV des galaxies et l'âge moyen de leurs population stellaires pondéré par la masse de chacune de ces populations pour $z=3.1$ (la relation est similaire aux autres redshifts). D'après cette figure, les objets de magnitude $M_{1500} \lesssim -20$ ont des populations stellaires âgées d'une à quelques centaines de millions d'années. Le taux de formation stellaire varie peu au cours du temps dans les galaxies du modèle. Dans ce cas, les galaxies composées de populations stellaires vieilles ont un rapport de flux ionisant sur continu (autour de 1216 Å) $L_{\lambda < 912 \text{Å}} / L_{\text{cont}}$ qui est plus faible que pour des populations d'étoiles jeunes.

Les largeurs équivalentes Ly α , qui sont directement proportionnelle à ce rapport, ont donc intrinsèquement des valeurs modérées dans les galaxies de forte magnitude UV.

Extinction accrue de la raie Ly α dans le MIS Un deuxième mécanisme amplifie le déficit de grandes EWs Ly α dans les galaxies de forte magnitude UV. Les densités de colonne de HI N_{H} dans les galaxies de magnitude $M_{1500} \lesssim -20$ sont importantes ($\gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$). L'extinction par la poussière de la raie résonnante Ly α à travers des coquilles de grande densité de colonne de HI est donc plus forte que l'extinction du continu UV non-résonnant. Le rapport entre extinction Ly α et continu est encore plus fort dans les galaxies de forte magnitude UV où la densité de colonne de HI est importante.

En résumé, les propriétés UV des LAEs sont assez bien reproduites par le modèle. De plus, pour les galaxies de forte magnitude UV, correspondant aux LBGs, nous trouvons des propriétés Ly α concordantes avec les observations.

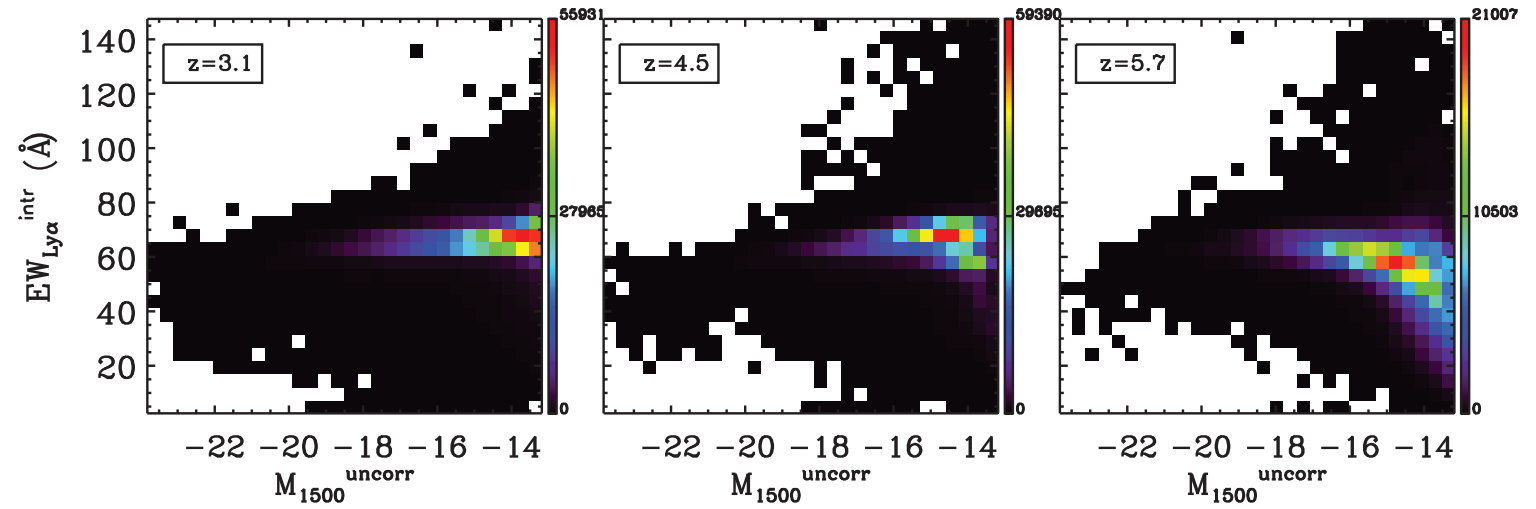


FIG. 5.13: Relation entre la largeur équivalente $Ly\alpha$ intrinsèque des galaxies et leur magnitude UV absolue *rest-frame* estimée à 1500 Å avant extinction pour $z\sim 3$, 4.5 et 6 (figure de gauche, du milieu et de droite respectivement).

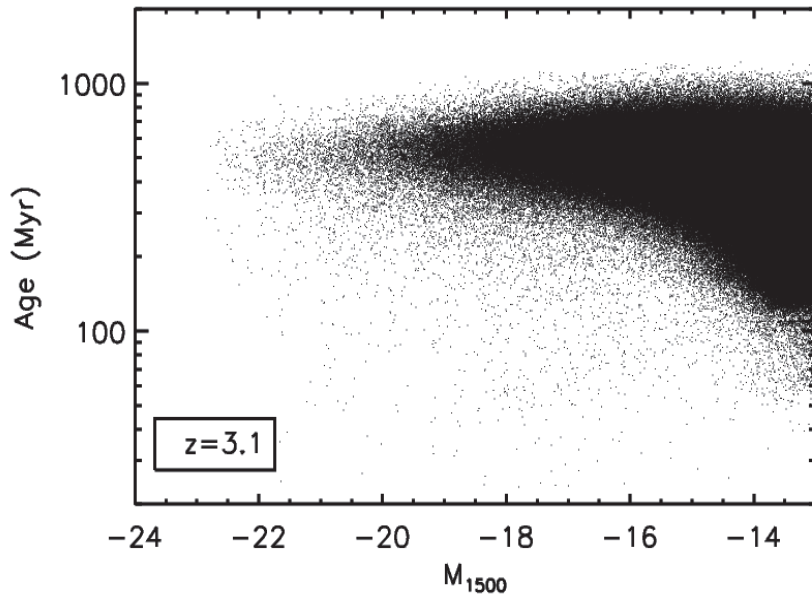


FIG. 5.14: Relation entre l'âge moyen des populations stellaires des galaxies du modèle et leur magnitude UV absolue *rest-frame* estimée à 1500 Å après extinction pour $z\sim 3$. L'âge des populations stellaires est calculé en pondérant l'âge de chaque population par sa masse stellaire. Nous avons également fait le test de pondérer l'âge des populations stellaires par leur luminosité UV. Cette approche donne des résultats similaires.

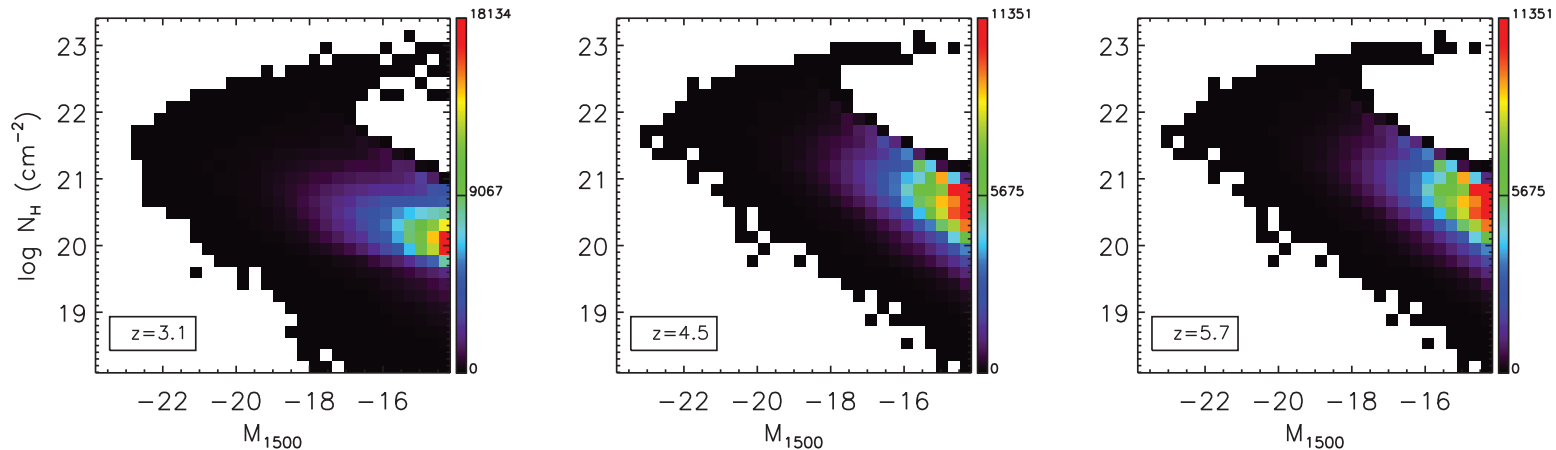


FIG. 5.15: Relation entre la densité de colonne de HI N_{H} des galaxies et leur magnitude UV absolue *rest-frame* estimée à 1500 Å après extinction pour $z \sim 3$, 4.5 et 6 (figure de gauche, du milieu et de droite respectivement).

Dans ce chapitre, nous avons présenté une modélisation d'Émetteurs $\text{Ly}\alpha$. Les propriétés de la raie $\text{Ly}\alpha$ sont calculées grâce à une librairie d'expériences numériques, décrivant le transfert de la raie $\text{Ly}\alpha$ à travers une coquille sphérique en expansion. Ce scénario de coquille en expansion s'était déjà avéré capable d'ajuster différents types de spectres $\text{Ly}\alpha$ de galaxies à grand redshift (Verhamme et al., 2008), malgré les hypothèses (simplificatrices) de sphéricité et d'homogénéité de la coquille. Son application aux larges échantillons de galaxies prédites par le modèle GALICS permet de reproduire avec succès la plupart des données observationnelles de LAEs entre $z=3.1$ et 6.6. Les distributions de fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ en fonction du taux de formation stellaire des galaxies, indique une dispersion importante pour les galaxies ayant de grands SFR, i.e. des galaxies massives. Les grandes fractions $\text{Ly}\alpha$ (~ 1) prédites pour les galaxies peu massives conduisent à penser que la raie $\text{Ly}\alpha$ peut être un traceur peu biaisé du SFR dans ces objets.

Nous trouvons un bon accord avec les fonctions de luminosité $\text{Ly}\alpha$ à tous les redshifts, et notamment celles issues de relevés spectroscopiques, où les limites de sélection en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$ sont moins drastiques. Nous suggérons que ces limites de sélection puissent causer, du moins en partie, la non-évolution apparente de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$. Les largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$ sont les propriétés les moins bien décrites par notre approche. Les grandes valeurs semblent nécessiter l'ajout d'ingrédients physiques supplémentaires à notre modélisation. Le fait que les LAEs ne correspondent pas à des galaxies très massives est reproduit par le modèle, en bon accord avec les estimations observationnelles. Dans le modèle, l'atténuation de la raie $\text{Ly}\alpha$, et l'asymétrie du profil, sont dues uniquement au transfert radiatif dans l'environnement des galaxies. L'influence de la transmission à travers le milieu intergalactique est négligeable. Avec notre approche, il est possible de reproduire conjointement et de manière satisfaisante les propriétés UV des galaxies sélectionnées en UV (type LBG), ainsi que celles des LAEs. Cet aspect constitue

un succès majeur de notre modèle.

Pour conclure, l’approche simple, selon laquelle la raie $\text{Ly}\alpha$ produite au coeur des galaxies est transmise à travers le gaz et la poussière en expansion, semble capable de d’interpréter de manière satisfaisante la plupart des propriétés observées dans les LAEs à grand redshift.

L’article soumis à MNRAS (en annexe) présente ce même modèle $\text{Ly}\alpha$, mais basé sur une version antérieure de GALICS utilisant simulation de matière noire basée sur une cosmologie WMAP-3. Avec cette simulation, où la formation des structures est retardée par rapport à WMAP-1 ou 5, nous ne parvenions pas à décrire correctement les galaxies à $z > 5$ (i.e. reproduire les fonctions de luminosité UV). Ainsi, le modèle de LAEs présenté dans Garel et al. (2011) est limité à $z = 3 - 5$.

En supplément, nous présentons ci-dessous une analyse des paramètres de la coquille, et de leur influence sur la fraction d’évasion $\text{Ly}\alpha$ dans notre modèle.

5.3 Lien entre les paramètres et la fraction d’évasion $\text{Ly}\alpha$

Nous discutons dans cette partie le choix des prescriptions prises pour estimer les paramètres de la coquille, et leur influence sur la fraction d’évasion $\text{Ly}\alpha$. Nous donnons également une relation analytique reliant la fraction d’évasion $\text{Ly}\alpha$ à la quantité de poussière, obtenu avec le modèle, entre $z \sim 3$ et 6.

5.3.0.4 Discussion sur la modélisation des paramètres de la coquille

Les prescriptions prises pour évaluer les paramètres de vitesse d’expansion V_{exp} , de densité de colonne de HI N_{H} et d’opacité de la poussière τ_{dust} de la coquille sont des hypothèses de notre modèle et elles peuvent être vues comme des ordres de grandeur. Nous avons choisi de les définir aussi simplement que possible en les reliant aux propriétés physiques des galaxies. Nous comparons brièvement les valeurs des paramètres obtenues avec cette modélisation simple avec des observations :

- les vitesses d’expansion du gaz que nous trouvons sont de l’ordre d’une à quelques centaines de $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Les vitesses de vents galactiques obtenues par Kunth et al. (1998); Pettini et al. (2001); Shapley et al. (2003); McLinden et al. (2011) dans des galaxies $\text{Ly}\alpha$ sont consistantes avec ces valeurs. Martin (2005) montrent que l’évolution de la vitesse d’expansion de gaz neutre est, en moyenne, reliée au SFR selon une loi de puissance.
- la plupart des densités de colonne de HI de notre modèle sont comprises entre 10^{20} et 10^{22} cm^{-2} . Ces valeurs sont en bon accord avec celles dérivées dans les galaxies à bas ou grand redshift présentant des signatures de vents (Kunth et al., 1998; Martin, 2006; Pettini et al., 2002).
- l’écart entre magnitude UV éteinte et non éteinte dans le modèle, correspondant à l’extinction par la poussière (cf figure 2.9), est consistant avec les résultats observationnels Pettini et al. (1998); Steidel et al. (1999) et théoriques (Blaizot et al., 2004). Les quantités de poussière présentes dans le MIS des galaxies de notre modèle semblent donc cohérentes.

5.3.0.5 Influence des paramètres de la coquille sur f_{esc}

Rappelons que notre méthode pour calculer la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ des galaxies consiste à utiliser la librairie MCLya de [Schaerer et al. \(2011\)](#) qui prédit f_{esc} pour différentes combinaisons des paramètres de coquille : la vitesse d'expansion V_{exp} , la densité de colonne de HI N_{H} et l'opacité de la poussière τ_{dust} .

En théorie, augmenter V_{exp} facilite l'évasion des photons $\text{Ly}\alpha$ alors que plus N_{H} ou τ_{dust} sont grands, plus f_{esc} diminue (figures 4.4, 4.5 et 4.6). Nous discutons dans les paragraphes suivants le comportement de f_{esc} en fonction des paramètres de la coquille dans la pratique, i.e. dans le modèle.

Vitesse d'expansion V_{exp} Les figures 5.16 montrent, pour $z \sim 3$ et 6, que la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} diminue lorsque la vitesse d'expansion du gaz V_{exp} augmente. Ce résultat semble contradictoire avec le fait que la cinématique du gaz tend à faciliter l'évasion des photons $\text{Ly}\alpha$ (cf figure 4.4). Il est en fait dû à la corrélation entre V_{exp} et τ_{dust} dans notre modèle (cf figure 5.1). Les galaxies formant beaucoup d'étoiles ont de grands V_{exp} mais contiennent aussi beaucoup de poussière et donc de grand τ_{dust} . L'effet de la vitesse d'expansion ne permet pas de totalement contre-balancer celui de la poussière qui reste le principal déterminant de la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$. La dispersion des points aux grandes valeurs de V_{exp} sur les figures 5.16 provient du fait qu'à un SFR donné (ou un V_{exp} donné), les galaxies peuvent avoir des quantités de poussières différentes donc des f_{esc} différentes.

Densité de colonne N_{H} Sur les figures 5.17 présentant la relation entre fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} et densité de colonne de HI N_{H} à $z \sim 3$ et 6, nous voyons que f_{esc} diminue lorsque N_{H} augmente. N_{H} et l'opacité de la poussière étant proportionnelles par construction, les figures 5.17 montrent en fait principalement la relation entre f_{esc} et τ_{dust} . Aux faibles valeurs de N_{H} , les

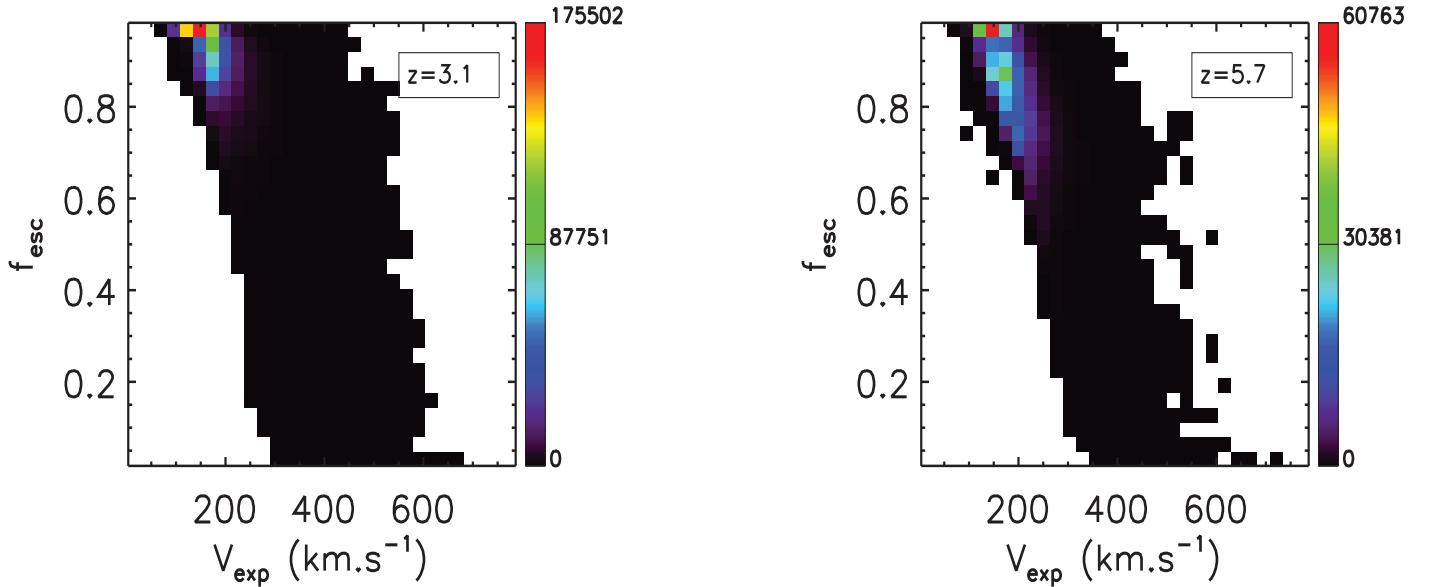


FIG. 5.16: Relation entre la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} et la vitesse d'expansion du gaz V_{exp} à $z \sim 3$ (à gauche) et 6 (à droite). L'indice de couleur indique le nombre d'objets par pixel.

galaxies contiennent peu de poussière donc $f_{\text{esc}} \sim 1$. f_{esc} diminue fortement à partir de $N_{\text{H}} \gtrsim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ce qui correspond aux galaxies très poussiéreuses. A un N_{H} donné, il y a cependant une légère dispersion due au fait que N_{H} ne trace pas exactement la quantité de poussière. En effet, τ_{dust} dépend aussi de la métallicité (Eq. 2.24), ce qui induit une petite dispersion dans la valeur de f_{esc} pour un N_{H} donné.

Opacité de la poussière τ_{dust} La relation entre la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} et l'opacité de la poussière τ_{dust} est présentée sur les figures 5.18 pour $z \sim 3$ et 6. Aux faibles valeurs de τ_{dust} ($\lesssim 10^{-2}$), f_{esc} vaut environ 1. La fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ décroît ensuite de manière non-linéaire lorsque τ_{dust} augmente. Il y a très peu de dispersion dans cette relation montrant bien que l'opacité de la poussière est le paramètre le plus influent sur l'évasion des photons $\text{Ly}\alpha$.

A partir des figures 5.18, nous proposons un ajustement analytique à la relation $\tau_{\text{dust}}-f_{\text{esc}}$ issue de notre modèle. La formule suivante donne un ajustement très correct pour $\gamma = 0.7$:

$$f_{\text{esc}} = 10^{-\tau_{\text{dust}}^{\gamma}/\gamma} \quad (5.9)$$

L'expression donnée par l'équation 5.9 ajuste très bien les résultats du modèle quelque soit le redshift. Elle illustre le fait que la fraction d'évasion des photons résonnants $\text{Ly}\alpha$ varie rapidement en fonction de l'opacité de la poussière comme une loi de puissance. Cette variation est en effet plus forte que les lois d'atténuation par la poussière standards du type *screen* où f_{esc} est proportionnelle à $e^{-\tau_{\text{dust}}}$, et où la nature résonnante de la raie $\text{Ly}\alpha$ n'est pas prise en compte.

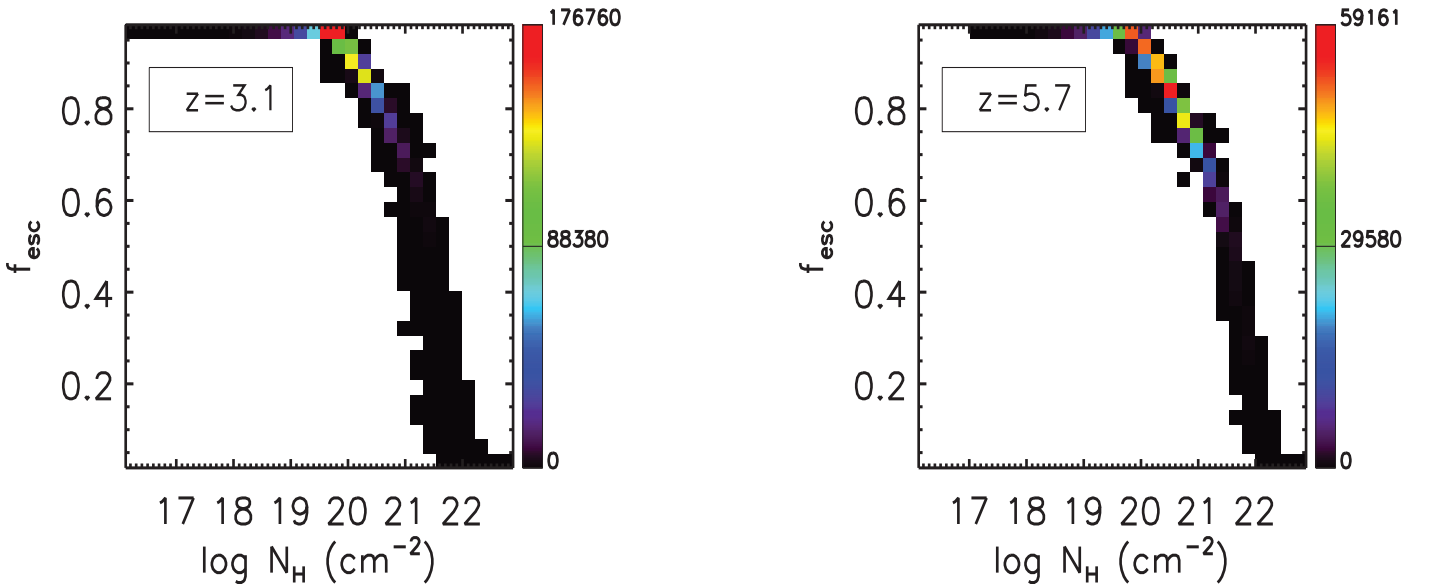


FIG. 5.17: Relation entre la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ f_{esc} et la densité de colonne de HI N_{H} à $z \sim 3$ (à gauche) et 6 (à droite). L'indice de couleur indique le nombre d'objets par pixel.

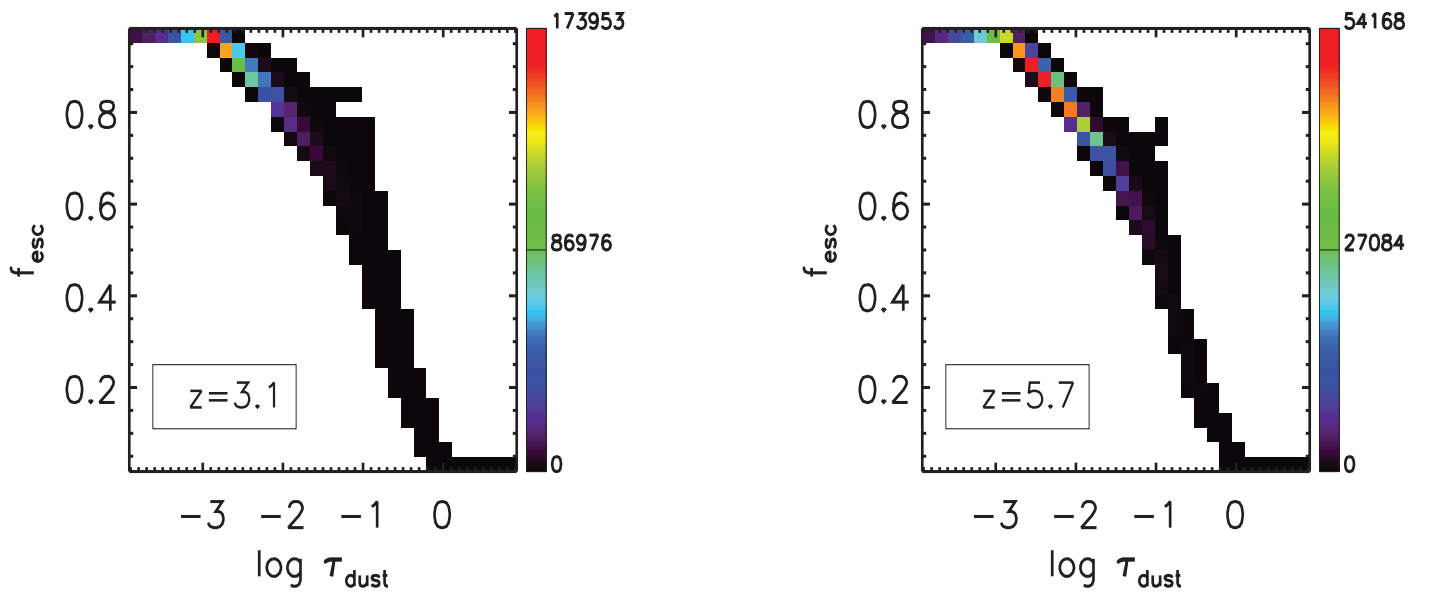


FIG. 5.18: Relation entre la fraction d'évasion $Ly\alpha$ f_{esc} et l'opacité de la poussière τ_{dust} à $z\sim 3$ (à gauche) et 6 (à droite). L'indice de couleur indique le nombre d'objets par pixel.

Chapitre 6

Etude des Emetteurs Lyman-alpha dans le contexte observationnel

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 6.1 | Les Emetteurs Lyα avec MUSE | 135 |
| 6.2 | MUSE | 137 |
| 6.3 | Construction des champs fictifs | 137 |
| 6.3.1 | Description de MOMAF | 137 |
| 6.3.2 | Champs de type MUSE | 138 |
| 6.4 | Comptages et variance cosmique dans des champs fictifs | 139 |
| 6.4.1 | Prédictions des comptages de LAEs | 140 |
| 6.4.2 | Etude de la variance cosmique | 143 |
| 6.5 | Propriétés physiques des LAEs | 148 |
| 6.5.1 | Budgets de flux Ly α et de SFR | 149 |
| 6.5.2 | Densité volumique de SFR | 150 |
| 6.5.3 | Taux de formation stellaire et masse des halos hôtes des LAEs | 150 |
| 6.6 | Répartition spatiale des Émetteurs Lyα | 155 |
| 6.6.1 | Exemple de champ de LAEs | 155 |
| 6.6.2 | Fonction de corrélation à deux points-Formalisme | 157 |
| 6.6.3 | Fonction de corrélation angulaire | 158 |

6.1 Les Emetteurs Ly α avec MUSE

La raie d'émission Ly α est un outil unique pour détecter des galaxies dans l'Univers lointain. Le nombre d'Émetteurs Ly α (LAEs) détectés à grand redshift ne cesse d'augmenter depuis une dizaine d'années. Les relevés en bande étroite dans de grands champs (*Wide Field Narrow-band*, Shimasaku et al., 2006; Ouchi et al., 2008; Hu et al., 2010; Ouchi et al., 2010) ont permis de détecter de grands échantillons photométriques de candidats LAEs entre $z \sim 3$ et 6.6. Cependant, le taux de confirmation spectroscopique de ces objets est sujet à débat (Hu et al., 2010, et

chapitre 5). De plus, les différentes limites de sélection en largeur équivalente Ly α utilisées dans les relevés peuvent induire de la dispersion dans les données. Les fonctions de luminosité (LF) Ly α entre ~ 3 et 6.6 sont par conséquent encore relativement mal contraintes.

La limite de détection en terme de flux Ly α de l'ordre de 10^{-17} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$ dans ces grands relevés implique qu'une population (nombreuse) de galaxies peu lumineuses n'est pas détectée avec cette méthode. Des relevés spectroscopiques (van Breukelen et al., 2005; Rauch et al., 2008; Cassata et al., 2011; Dressler et al., 2011) ont détecté des LAEs de plus faibles flux grâce à des relevés plus profonds ($\gtrsim 10^{-18}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$), permettant d'investiguer la de la fonction de luminosité Ly α aux faibles luminosités (la *faint end*), c'est-à-dire la population d'objets de plus faible masse qui se sont assemblés pour former les spirales de l'Univers local. Or, la pente de la LF Ly α est encore incertaine car ces relevés profonds couvrent de petits volumes ($10^3 - 10^4$ Mpc 3).

Un des buts principaux du spectrographe intégral de champ MUSE (*Multi Unit Spectroscopic Explorer*, Bacon et al., 2006), qui sera installé en 2013 au VLT sur le site de Paranal au Chili, sera d'étudier la population de galaxies Ly α à grand redshift. MUSE obtiendra un large échantillon spectroscopique cohérent de LAEs entre $z=2.8$ et 6.7 dans de grands volumes ($10^4 - 10^6$ Mpc 3), ce qui aidera à mieux contraindre les propriétés de ces galaxies. Les aspects suivants pourront être aborbés grâce aux détections de LAEs avec MUSE :

- L'analyse des spectres et des largeurs équivalentes Ly α des objets détectés donnera des indications précieuses sur la nature physique des LAEs (métallicité, propriétés de la poussière, cinématique du gaz, etc),
- Les comptages de galaxies Ly α entre $z=2.8$ et 6.7 sans critères de sélection *a priori* participeront à mieux contraindre l'évolution de la fonction de luminosité avec le redshift. La détection de LAEs à $z \gtrsim 6$ pourra fournir des indications utiles quant à la réionisation du milieu intergalactique qui seront complémentaires des futurs relevés du JWST avec Nirspec,
- De grands volumes pourront être observés avec un même relevé. La répartition spatiale des galaxies dans ces champs profonds pourra être analysée pour étudier le *clustering* des LAEs,
- La très bonne sensibilité de MUSE permettra de sonder des objets peu lumineux et de faible masse, considérés comme les progéniteurs des galaxies spirales de l'Univers local dans le scénario de formation hiérarchique des galaxies,
- La population de LAEs recouvre en partie l'autre grande classe de galaxies observées à grand redshift, les galaxies à discontinuité de Lyman (galaxies *Lyman Break* ou LBG, Shapley et al., 2003; Gawiser et al., 2006; Verhamme et al., 2008), qui sont supposées être les progéniteurs des galaxies elliptiques massives à $z=0$. MUSE aidera à mieux comprendre le lien entre ces deux grandes populations de galaxies.

Dans ce chapitre, nous utiliserons le modèle Ly α présenté dans le chapitre 5 pour faire des prédictions sur le nombre de détections espérées et des propriétés physiques des LAEs qui seront observés avec l'instrument MUSE. Ces prédictions sont applicables à n'importe quel autre type de relevé.

Pour convertir les résultats de notre modèle en observables, nous avons utilisé le logiciel MOMAF (*Mock Map Facility*, Blaizot et al., 2005). MOMAF permet de générer des cônes centrés sur l'observateur à travers les boîtes simulées dans GALICS. Nous pouvons donc produire des champs fictifs correspondant à des observations réelles.

Dans une première partie, nous décrirons brièvement les différents types de relevés qui se-

ront vraisemblablement menés avec MUSE. Le modèle MOMAF et les différents catalogues de LAEs créés seront présentés dans une seconde partie. Les prédictions en termes de nombres de détections de LAEs ainsi que l’impact de la variance cosmique seront discutées dans la troisième section. Dans la quatrième partie, nous donnerons les estimations quantitatives des masses de halos de matière noire tracés par les LAEs qui seront observées par MUSE, ainsi que la densité volumique du taux de formation stellaire cosmique contenue dans ces LAEs. Enfin, une étude de la fonction de corrélation angulaire des LAEs sera menée.

6.2 MUSE

Le spectrographe intégral de champ MUSE (voir [Bacon et al., 2006](#), pour une description de l’instrument) couvrira un domaine spectral allant de 4560 à 9300 Å. Il détectera donc la raie Ly α à des redshifts compris entre $z=2.8$ et $z=6.7$.

Bien que la stratégie observationnelle de MUSE (pour le temps d’observation garanti) ne soit pas encore arrêtée, il est clair que les observations seront menées via trois types de poses : des champs peu profonds (*Shallow*), moyennement profonds (*Medium-Deep*) et profonds (*Deep*). Nous résumons les grandeurs caractéristiques de ces relevés dans la table [6.1](#).

| Nom | Flux limite (en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) | Taille du champ (arcmin^2) | Temps de pose estimé (en h) |
|--------------------|--|---------------------------------------|-----------------------------|
| <i>Shallow</i> | $\sim 10^{-17}$ | ~ 100 | ~ 100 |
| <i>Medium-Deep</i> | $\sim 10^{-18}$ | ~ 10 | ~ 100 |
| <i>Deep</i> | $\sim 4 \times 10^{-19}$ | ~ 1 | ~ 80 |

TAB. 6.1: Caractéristiques des relevés Ly α qui devraient être effectués par l’instrument MUSE. Ces valeurs sont amenées à être modifiées en fonction des décisions prises quant à la répartition du temps d’observation garanti.

6.3 Construction des champs fictifs

6.3.1 Description de MOMAF

Une simulation GALICS génère pour chaque pas de temps (i.e. pour chaque redshift z_i où les résultats sont extraits) les propriétés physiques des galaxies dans un volume cubique V_{z_i} . Pour produire des observables, c’est-à-dire des champs fictifs sous forme de cônes, nous avons besoin de passer de la vision ‘boîte comobile’ à celle de ‘cône vu par un observateur à $z=0$ ’.

L’outil MOMAF ([Blaizot et al., 2005](#)) permet de générer de tels champs fictifs sous forme de cônes à partir des résultats du modèle de formation de galaxies GALICS. Nous décrivons ici brièvement le modèle MOMAF et définissons les grandeurs qui nous seront utiles dans les sections suivantes.

La construction d’un cône nécessite de définir les quantités suivantes :

- sa taille angulaire $d\Omega$ (en arcmin^2 ou deg^2) donnée par les extensions en ascension droite et en déclinaison,
- son étendue en redshift ($z_{min}; z_{max}$),

- les paramètres cosmologiques, qui sont les mêmes que ceux de la simulation GALICS utilisée.

Pour produire le cône, il faut choisir une ligne de visée à travers les volumes simulés GALICS. Tous les volumes V_{z_i}, \dots, V_{z_n} correspondent à la même région d’Univers mais à des redshifts différents, de z_i à z_n . Pour éviter que les structures ne se répètent périodiquement dans le cône construit en accolant des volumes adjacents, les volumes sont tous soumis aux transformations suivantes : translation aléatoire selon les trois axes, rotation aléatoire inversion d’un des axes. [Blaizot et al. \(2005\)](#) ont montré que cette méthode, dite de *pavage aléatoire*, supprime les effets de réplication.

MOMAF calcule ensuite les propriétés apparentes suivantes pour chaque galaxie :

- les coordonnées comobiles x_p , y_p et z_p définies dans un repère cartésien,
- la composante de la vitesse particulière selon la direction de l’observateur v_p ,
- le redshift apparent z_{app} , qui est la combinaison du redshift cosmique et v_p ,
- la distance de luminosité D_l ,
- les magnitudes apparentes dans les bandes souhaitées.

La distance de luminosité D_l d’un objet situé à un redshift z_{app} est définie dans un Univers de courbure nulle par :

$$D_l = (1 + z_{app}) \int_0^{z_{app}} \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_m(1 + z_{app}^3) + \Omega_\Lambda}} \quad (6.1)$$

où Ω_m et Ω_Λ sont les paramètres sans dimension de matière et d’énergie sombre. Nous rappelons que les paramètres cosmologiques utilisés dans ce chapitre correspondent à ceux du relevé WMAP-5 ([Komatsu et al., 2009](#)).

Dans MOMAF, la distance de luminosité D_l est calculée par intégration numérique de l’équation 6.1.

6.3.2 Champs de type MUSE

6.3.2.1 Description des cônes MOMAF générés

Nous avons créé des cônes MOMAF de différentes tailles : 1, 10 et 100 arcmin² et 4 deg², pour l’intervalle de redshift où MUSE observera la raie Ly α , i.e. $2.8 < z < 6.7$. Ces champs de 1, 10 et 100 arcmin² sont de l’ordre des relevés de LAEs qui seront menés avec le temps garanti de MUSE (voir table 6.1).

| | | | | |
|--|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Taille d Ω (arcmin ²) | 1 | 10 | 100 | 14400 |
| Nombre | 4000 | 1000 | 1000 | 4 |
| Volume (Mpc ³) | 1.14×10^4 | 1.14×10^5 | 1.14×10^6 | 2.13×10^8 |

TAB. 6.2: Récapitulatif des cônes MOMAF utilisés. La première ligne spécifie la taille angulaire et la seconde le nombre de cônes construits pour une taille donnée. La dernière ligne donne le volume couvert par un cône d’une taille donnée entre $z=2.8$ et 6.7 .

Un grand nombre de cônes de 1, 10 et 100 arcmin² a été généré pour obtenir de bonnes estimations du nombre moyen de galaxies par arcmin² et de la variance sur cette moyenne. Les caractéristiques des différents types de cônes sont détaillées dans la table 6.2. Quatre cônes de $2 \times 2 = 4$ deg² ont été créés dans le but d'étudier la distribution angulaire des LAEs aux grandes échelles, qui sera abordée dans la section 6.6. Ces cônes couvrent un angle solide *maximal* pour notre simulation, de l'ordre de la taille de la boîte GALICS simulée à $z \sim 3-7$. Des cônes plus larges pourraient être créés en répliquant les mêmes boîtes à un redshift donné et en les transformant aléatoirement selon la procédure expliquée dans la section précédente. Cela ne ferait qu'augmenter la statistique d'objets mais ne permettrait pas d'obtenir des informations sur la répartition spatiale des structures aux écarts angulaires supérieurs à 2 degrés à $z \sim 3-7$. En effet, une simulation de matière noire de $100 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$ de côté (et de volume $[100 \text{ h}^{-1}]^3 \text{ Mpc}^3$) ne contient comme information que le signal aux échelles inférieures à $100 \text{ h}^{-1} \text{ Mpc}$.

Les volumes dans la table 6.2 nous montrent que notre simulation nous permet d'aborder la question des champs jusqu'à 100 arcmin². Au delà, nous sommes limités par le volume de la simulation. Les champs de 4 deg² restent utiles pour travailler dans des intervalles de redshift réduits, pour lesquels, le volume de la simulation de matière noire est inférieur au volume étudié.

6.3.2.2 Flux Ly α des galaxies des cônes

Nous rappelons que le modèle Ly α présenté dans la chapitre 5 prédisant la luminosité Ly α de chaque galaxie à chaque pas de temps est un post-traitement de GALICS. Si MOMAF connaît les propriétés des galaxies prédites par GALICS (masse, SFR, position, etc), il ne connaît pas en revanche leurs propriétés Ly α .

Dans le modèle GALICS, chaque galaxie a une identité définie par un entier unique. Les cônes construits avec l'outil MOMAF utilisent les galaxies issues de GALICS et l'identité de chacune est donc connue par MOMAF.

Le modèle Ly α (chapitre 5) a été appliqué à tous les redshifts du modèle GALICS entre $z=2.8$ et 6.7 et toutes les propriétés (physiques, position, identité, Ly α , etc) des galaxies de la boîte ont été sauvées dans un catalogue (CATMUSE-Lya). Pour une galaxie d'identité donnée dans un champ fictif, nous cherchons l'objet ayant la même identité dans le catalogue CATMUSE-Lya. Nous pouvons donc allouer à chaque galaxie contenue dans le cône sa luminosité Ly α .

Du point de vue de l'observateur, la grandeur directement mesurée n'est pas la luminosité mais le flux. La relation entre flux Ly α $F_{Ly\alpha}$ et luminosité Ly α $L_{Ly\alpha}$ d'une galaxie située à une distance de luminosité D_l est donnée par :

$$F_{Ly\alpha} = \frac{L_{Ly\alpha}}{4\pi D_l^2} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2} \quad (6.2)$$

6.4 Comptages et variance cosmique dans des champs fictifs

Dans cette section, nous donnons les comptages de galaxies Ly α prédits par le modèle, i.e. le nombre d'objets par arcmin² en fonction du flux Ly α . Nous discutons également les effets de variance cosmique. Les relevés qui seront menés avec le spectrographe MUSE couvriront différentes tailles de champ, à des limites de flux Ly α données (cf table 6.1). Nous donnons des prédictions correspondant à ces futurs relevés.

6.4.1 Prédiction des comptages de LAEs

6.4.1.1 Comptages de LAEs dans des champs fictifs

La Figure 6.1 présente les comptages de LAEs par arcmin² par dz , moyennés sur quatre mille cônes de 1 arcmin². Les quatre courbes sur cette figure correspondent à quatre intervalles de redshift compris entre $z=2.8$ et 6.7 , correspondant à la fenêtre où MUSE sera capable de détecter la raie Ly α :

- $2.8 < z < 4$ soit $dz = 1.2$ (en rouge),
- $4 < z < 5$ soit $dz = 1$ (en vert),
- $5 < z < 6$ soit $dz = 1$ (en orange),
- $6 < z < 6.7$ soit $dz = 0.7$ (en bleu).

Les courbes représentent le nombre moyen de galaxies $\langle N \rangle$ et les barres d'erreur correspondent à l'écart-type σ par intervalle de flux Ly α . L'écart-type correspond à la racine carré de la variance, et est défini par :

$$\sigma = \sqrt{\langle N \rangle^2 - \langle N^2 \rangle} \quad (6.3)$$

Les losanges de différentes couleurs sur la Figure 6.1 sont des comptages dérivés d'observations dans chaque intervalle de redshift. Etant donné que le modèle Ly α reproduit les fonctions de luminosité Ly α observées entre $z \sim 3$ et 7 (chapitre 5), il est logique que les prédictions de comptages moyens soient en accord avec ces données. Les valeurs des comptages de LAEs prévus par le modèle en fonction du redshift et de la sensibilité de flux sont résumés dans la table 6.3. Les barres d'erreur indiquent que les incertitudes¹ sont fortes pour des champs de 1 arcmin².

Des comptages de LAEs ont également été faits pour des cônes de 10 et 100 arcmin² et 4 deg², soit 14400 arcmin² (Figure 6.2)². Les valeurs moyennes de galaxies par arcmin² et par dz obtenues avec ces cônes sont assez similaires à celles de la Figure 6.1 et de la table 6.3. Cela montre que pour chaque taille de champ, un nombre suffisant de cônes a été réalisé pour estimer les moyennes correctement. Les écart-types σ , illustrés par les barres d'erreur, diminuent lorsque la taille de champ augmente. Ces effets de variance seront discutés plus en détail dans la section 6.4.2.

Sur les Figures 6.1 et 6.2, nous avons également inséré les limites de détection des trois grands relevés Ly α prévus avec MUSE (traits verticaux noirs) décrits dans la section 6.2 et résumés sur la table 6.1 : les relevés peu profond (*Shallow Field*, SF), moyennement profond (*Medium Deep Field*, MDF) et profond (*Deep Field*, DF).

Grâce à notre modèle, nous nous proposons désormais de fournir des indications quantitatives quant aux nombres de détections de LAEs attendus pour ces différents relevés de type MUSE.

6.4.1.2 Prédiction pour les différents types de relevés type MUSE

Champ profond Un seul relevé profond (*Deep Field*) devrait être mené avec MUSE étant donné le long temps de pose qu'il requiert (~ 80 h). Il sera capable de détecter les LAEs de très faible luminosité Ly α .

¹Le terme incertitude utilisé dans ce contexte correspond à la variance sur les comptages.

²Les tables de comptages et les écart-types correspondants pour des champs de 10 et 100 arcmin² sont données dans l'annexe 7.2.2

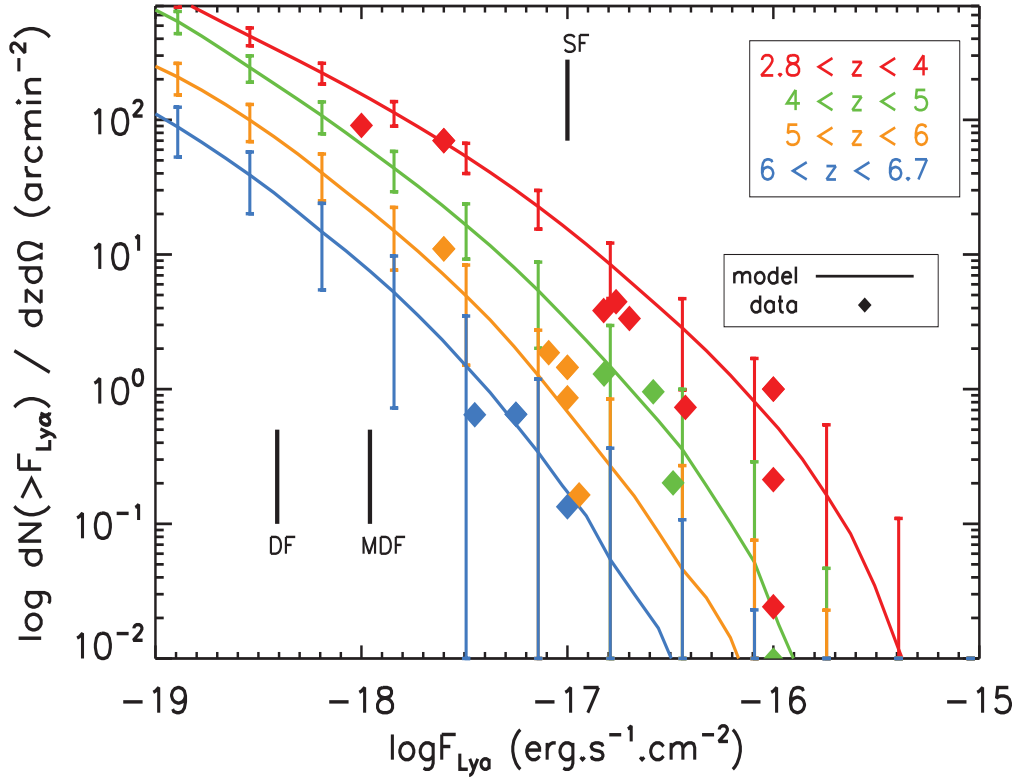


FIG. 6.1: Distribution cumulative des comptages de LAEs en $\text{arcmin}^{-2} \cdot \text{dz}^{-1}$ en fonction du flux $\text{Ly}\alpha$. Les courbes donnent les moyennes des comptages calculées pour 4000 cônes de 1 arcmin^2 assurant ainsi une bonne estimation de cette moyenne. Les barres d'erreur représentent l'écart-type. Les courbes rouge, verte, orange et bleue correspondent aux comptages de LAEs dans les intervalles de redshift $2.8 < z < 4$, $4 < z < 5$, $5 < z < 6$ et $6 < z < 6.7$ respectivement. Les losanges sont des données observationnelles compilées à partir des observations de Cowie and Hu (1998); Taniguchi et al. (2005); Murayama et al. (2007); Gronwall et al. (2007); Ouchi et al. (2008); Rauch et al. (2008); Shioya et al. (2009); Dressler et al. (2011). Les barres verticales noires donnent les limites de flux $\text{Ly}\alpha$ correspondant aux différents relevés prévus avec MUSE : *Shallow Field* (SF), *Medium Deep Field* (MDF), et *Deep Field* (DF).

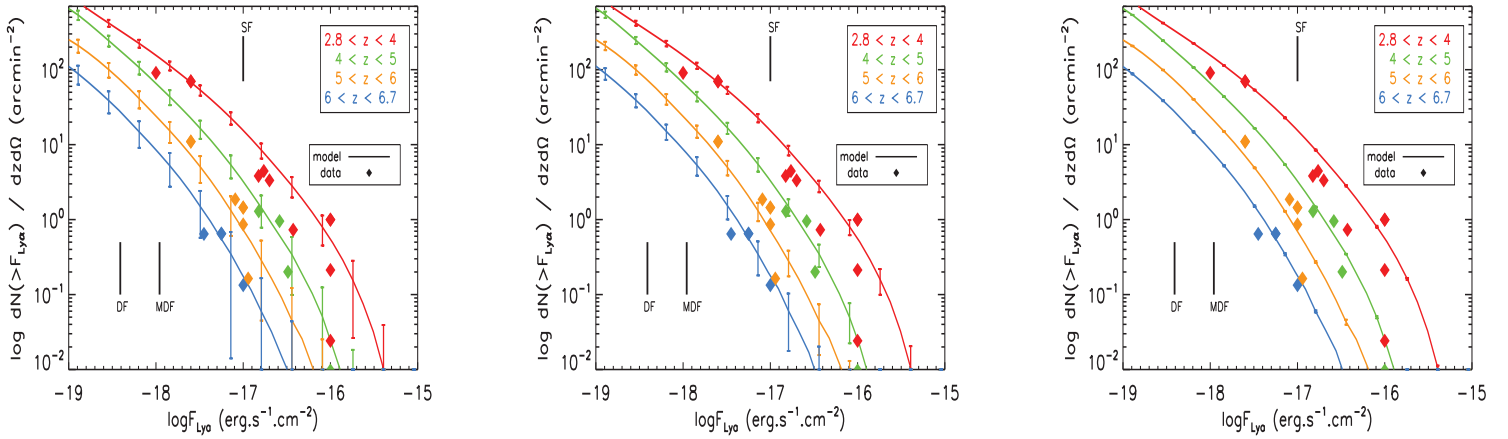


FIG. 6.2: Distribution cumulative des comptages de LAEs en $\text{arcmin}^{-2}.\text{dz}^{-1}$ en fonction du flux $\text{Ly}\alpha$ pour 1000, 1000 et 4 cônes de **10 (gauche)**, **100 (milieu)** et **14400 (droite)** arcmin^2 respectivement. Nous voyons que la variance, illustrée par les barres d’erreur, diminue lorsque la taille du champ augmente. Voir la légende la figure 6.1 pour plus de détails sur cette figure.

Pour un champ profond MUSE de limite de flux de l’ordre de $4 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, nous prédisons qu’environ 580 LAEs par arcmin^2 seront détectés, dont 350 entre $z=2.8$ et 4. A $z \sim 3$, un tel relevé contiendrait environ 180 LAEs dans le bin de luminosité $\text{Ly}\alpha$ $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 40.5 - 41 \text{ erg.s}^{-1}$ où aucune donnée n’existe actuellement. Dans le bin de luminosité $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 41 - 42 \text{ erg.s}^{-1}$, 300 détections sont attendues, à comparer aux 27 LAEs de Rauch et al. (2008). A $z \sim 5.5$, une quarantaine d’objets devraient être observés entre $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 41.3$ et 41.7 erg.s^{-1} alors que les données les plus faibles à $z=5.7$ (Dressler et al., 2011) atteignent $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 41.9$. Entre $z=6$ et 6.7, une quinzaine de LAEs seront vus à une luminosité $\text{Ly}\alpha$ supérieure ou égale à $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 41.3$. Cette sensibilité de flux $\text{Ly}\alpha$ est dix fois meilleure que celle Ouchi et al. (2010); Hu et al. (2010).

Champs moyennement profonds Des relevés MUSE à $F_{\text{lim}} \sim 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ (*Medium Deep Field*) permettront d’atteindre des luminosités $\text{Ly}\alpha$ d’environ $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 40.9$ à $z \sim 3$ et $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 41.7$ à $z \sim 6$. Ces sensibilités sont du même ordre, quoique légèrement meilleures, que celles des relevés les plus profonds déjà effectués par Rauch et al. (2008); Cassata et al. (2011); Dressler et al. (2011). Le relevé MUSE *Medium Deep Field* aidera à mieux contraindre la densité de LAEs peu lumineux, i.e. la *faint-end* de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ précédemment investiguée par ces auteurs.

Nous prévoyons 220 détections de LAEs par arcmin^2 dont 150 entre $z=2.8$ et 4, 50 entre $z=4$ et 5, 18 entre $z=5$ et 6, et 4 entre $z=6$ et 6.7. A titre indicatif, les relevés Wide Field Narrow band conduits par (Ouchi et al., 2008, 2010) recensent 356 LAEs à $z \sim 3.1$, 101 à $z \sim 3.7$, 401 à $z \sim 5.7$ et 207 à $z \sim 6.6$.

Si le choix d’un champ de 10 arcmin^2 est fait pour le relevé MUSE *Medium Deep Field*, 2260 galaxies $\text{Ly}\alpha$ seraient observées soit environ dix fois plus que l’échantillon de Cassata et al. (2011) entre $z=2$ et 6.6. Environ 1500 et 500 LAEs devraient être détectés à $z=2.8-4$ et $z=4-5$ respectivement (voir table 1 en annexe). Ces échantillons spectroscopiques seraient alors les plus larges jamais obtenus et ce, même en comparaison des grands relevés photométriques. A $z=5-6$, un champ de 10 arcmin^2 révélerait environ 180 objets soit un nombre comparable

à l'échantillon photométrique de Ouchi et al. (2008) et supérieur à celui de Hu et al. (2010) confirmés spectroscopiquement (87 LAEs). Enfin, à $z \geq 6$, 40 détections sont espérées. Ce nombre est inférieur à ceux de Ouchi et al. (2010) et Hu et al. (2010). Cependant, les LAEs observés par MUSE à ces redshifts seront majoritairement des objets moins lumineux que les LAEs de Ouchi et al. (2010) et Hu et al. (2010).

Champs peu profonds Un des intérêts majeurs du relevé peu profond³ à $F_{lim} \sim 10^{-17}$ erg.s⁻¹.cm⁻² sur un grand champ est d'améliorer les contraintes sur la fonction de luminosité Ly α (aux fortes luminosités) entre $z=2.8$ et 6.7 .

Le modèle prédit qu'une vingtaine de LAEs seront observés par arcmin² entre $z=2.8$ et 5 et zéro ou un à $z \geq 5$. Si un champ de 100 arcmin² est couvert par le relevé peu profond, 1570 détections devraient avoir lieu à $z=2.8-4$, environ 260 à $z=4-5$, 55 à $z=5-6$ et une dizaine à $z \geq 6$ (voir table 2 en annexe). La statistique sera donc excellente à $z \lesssim 4$. Pour $z=4-6$, elle sera comparable aux données existantes. En revanche, le nombre de détections de LAEs lumineux à $z \geq 6$ sera faible et ne permettra pas d'apporter de nouvelles contraintes sur la LF à ce redshift.

| redshift / F_{lim} | 4×10^{-19} | 1×10^{-18} | 2.5×10^{-18} | 5×10^{-18} | 1×10^{-17} |
|----------------------|---|---|---|---|--|
| 2.8 – 4 | $350.5 \pm_{18.7}^{57.8}$ | $152.9 \pm_{12.4}^{30.8}$ | $72.0 \pm_{8.5}^{17.6}$ | $35.3 \pm_{5.9}^{10.5}$ | $15.7 \pm_{4.0}^{6.0}$ |
| 4 – 5 | $152.7 \pm_{12.3}^{37.4}$ | $50.9 \pm_{7.1}^{16.2}$ | $19.2 \pm_{4.4}^{8.0}$ | $7.6 \pm_{2.8}^{4.3}$ | $2.6 \pm_{1.6}^{2.1}$ |
| 5 – 6 | $60.5 \pm_{7.8}^{20.8}$ | $17.8 \pm_{4.2}^{8.3}$ | $5.9 \pm_{2.4}^{3.8}$ | $2.0 \pm_{1.4}^{1.8}$ | $0.5 \pm_{0.7}^{0.9}$ |
| 6 – 6.7 | $15.8 \pm_{4.0}^{8.8}$ | $4.4 \pm_{2.1}^{3.6}$ | $1.3 \pm_{1.1}^{1.6}$ | $0.4 \pm_{0.6}^{0.8}$ | $0.1 \pm_{0.3}^{0.4}$ |
| 2.8 – 6.7 | $579.5 \pm_{24.0}^{72.8}$ | $226.1 \pm_{15.0}^{36.2}$ | $98.4 \pm_{9.9}^{19.7}$ | $45.3 \pm_{6.7}^{11.5}$ | $19.0 \pm_{4.4}^{6.4}$ |

TAB. 6.3: Prédiction de comptages de LAEs par arcmin² dans quatre intervalles de redshift obtenues avec 4000 cônes de 1 arcmin². A une limite de flux donné F_{lim} (en erg.s⁻¹.cm⁻²), chaque élément du tableau contient le nombre moyen de détections $\langle N \rangle$, l'écart-type σ (exposant) et l'erreur poissonnienne σ_P (indice). Le tableau se lit donc comme ceci : $\langle N \rangle \pm_{\sigma_P}^{\sigma}$. La dernière ligne donne les comptages totaux et les écart-types pour l'intervalle de redshift complet : $z=2.8$ et 6.7 . Les valeurs moyennes obtenues avec ces cônes sont assez similaires de celles réalisées sur des cônes de taille différentes. En revanche, l'écart-type dépend fortement de la taille des champs utilisés. La *variance cosmique* sera discutée dans la section suivante 6.4.2.

6.4.2 Etude de la variance cosmique

6.4.2.1 Erreur poissonnienne et clustering

Un observateur effectuant un relevé dans un champ de taille donnée *comptera* un nombre de galaxies différent selon la région du ciel qu'il pointe. Le fait que le nombre moyen d'objets détectés dépende de la direction d'observation entraîne de la variance sur les comptages de galaxies. La variance est due à deux contributions distinctes.

³Notons que le relevé de flux limite $F_{lim} \sim 10^{-17}$ erg.s⁻¹.cm⁻² (*Shallow Deep Field*, SF) est nommé 'peu profond' en comparaison des deux autres types de relevés prévus avec MUSE (*Medium Deep Field* et *Deep Field*) qui atteindront de meilleures sensibilités. Cependant, une limite de détection de $\sim 10^{-17}$ erg.s⁻¹.cm⁻² est du même ordre que celles des grands relevés de LAEs en bande étroite.

Les galaxies ne sont pas distribuées aléatoirement dans l’Univers, mais sont réparties selon des structures à grande échelle (illustrées par les cartographies du SDSS et du 2dF, figure 1.2, York et al., 2000; Colless et al., 2001). Les zones les plus denses comportent plus de halos de matière noire, et donc plus de galaxies. Cet effet, connu sous le nom de *clustering* (Peebles, 1980), implique une variation du nombre de galaxies d’un champ à un autre appelée *variance cosmique*. Par ailleurs, un relevé effectué dans un champ donné peut être vu comme une *réalisation* du point de vue statistique et le comptage de la densité moyenne de galaxies dans ce champ comporte alors également une incertitude poissonnienne.

L’incertitude totale faite sur l’estimation des comptages donné par l’écart-type σ (égal à la racine carrée de la variance) est la combinaison de l’erreur poissonnienne et des effets de clustering. L’écart-type de la distribution poissonnienne est $\sigma_P = \sqrt{\langle N \rangle}$, où $\langle N \rangle$ est le nombre d’objets moyen. La contribution de clustering des galaxies à la variance sera notée σ_c . Le carré de l’écart-type σ est la somme quadratique des incertitudes de Poisson et du clustering (Peebles, 1980; Moster et al., 2011) : $\sigma^2 = \sigma_P^2 + \sigma_c^2$. La contribution du clustering à la variance totale peut alors s’écrire :

$$\sigma_c = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_P^2} \quad (6.4)$$

6.4.2.2 Variation de la variance cosmique dans les champs type MUSE

Grâce aux champs de LAEs fictifs que nous avons construits, nous pouvons désormais nous intéresser aux effets de variance cosmique. Avant d’étudier la contribution respective de Poisson et du clustering à la variance totale (section suivante), analysons tout d’abord la variation de l’incertitude relative donnée par le rapport de l’écart-type σ sur le nombre moyen $\langle N \rangle$ en fonction des trois paramètres suivants : le redshift, la taille du champ sondé et le flux limite du relevé.

Les figures 6.3 montrent l’évolution de l’incertitude relative $\sigma / \langle N \rangle$ sur les comptages avec le redshift en fonction de la taille du champ. Dans la Figure de gauche, le flux limite utilisé est $F_{\text{lim}} > 4 \times 10^{-19}$ et dans celle de droite nous avons sélectionné les LAEs de flux supérieur à $10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Tout d’abord, nous voyons que plus le champ est grand, plus l’incertitude relative diminue à un redshift donné. D’une part, dans un grand champ, le nombre d’objets N est important et l’erreur poissonnienne relative au nombre moyen de comptages ($1/\sqrt{N}$) est faible. D’autre part, l’Univers est plus homogène aux grandes échelles, donc la contribution du clustering à la variance totale s’amenuise dans un champ plus grand. Notons cependant que la valeur de $\sigma / \langle N \rangle$ calculée pour des champs fictifs de 4 deg^2 (soit 14400 arcmin^2) est une limite inférieure car les boîtes utilisées pour générer les cônes ont un volume fini. Pour un champ de 4 deg^2 , des boîtes entières sont incluses dans le cône, et sont accolées le long de la ligne de visée. Le signal dû au clustering à des échelles plus grandes que la taille de ces boîtes n’étant pas accessible, nous sous-estimons $\sigma / \langle N \rangle$ quand nous calculons sa valeur pour des champs de taille angulaire de $\sim 4 \text{ deg}^2$, et des intervalles de redshift importants ($dz \sim 1$).

D’après les Figures 6.3, l’incertitude relative $\sigma / \langle N \rangle$ est plus forte dans l’intervalle de redshift $6 < z < 6.7$ que pour $2.8 < z < 4$. Cette évolution est d’autant plus importante que la limite de flux Ly α est élevée.

Les figures 6.4 qui illustrent la variation de l’incertitude relative $\sigma / \langle N \rangle$ en fonction de la taille du champ pour différentes limites de flux Ly α montrent la même tendance. L’incertitude relative augmente lorsque la limite de flux Ly α est réhaussée et cet effet est d’autant plus marqué dans les intervalles de plus grand redshift.

L’accroissement de $\sigma / \langle N \rangle$ lorsque F_{lim} augmente est logique car les sources Ly α plus brillantes correspondent en moyenne à des galaxies plus massives. Ces objets résident dans de

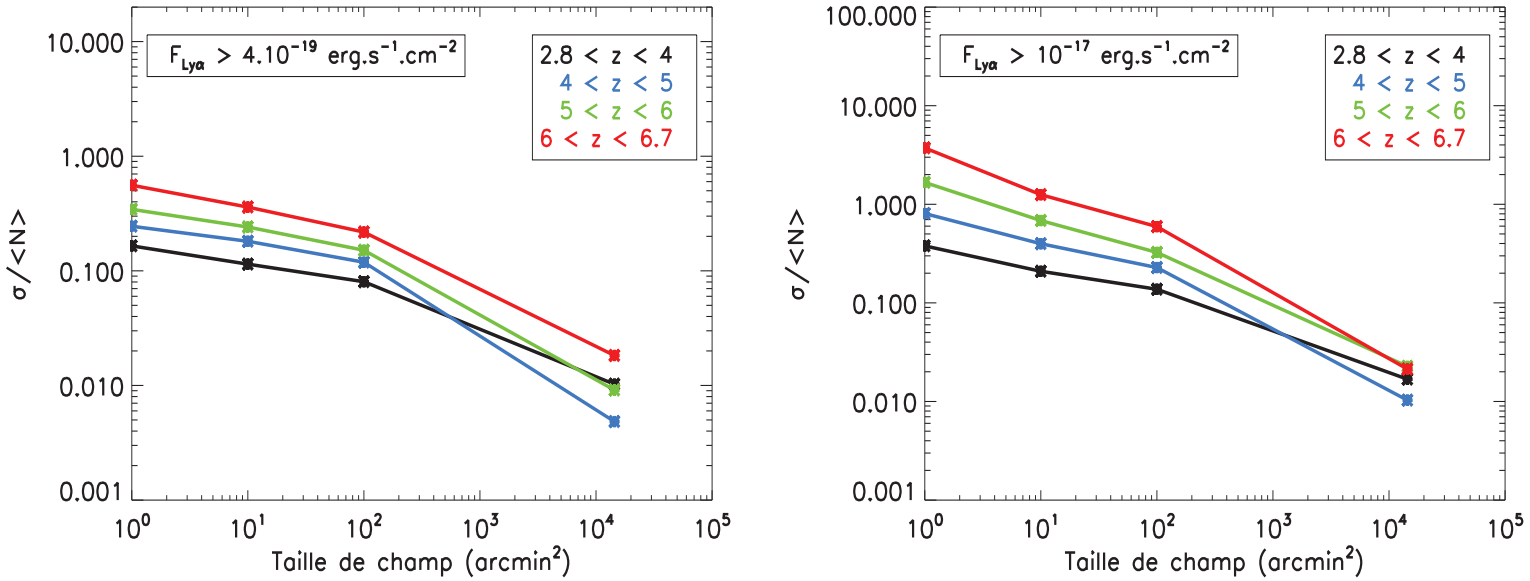


FIG. 6.3: Influence du redshift sur l'évolution de l'écart-type relatif $\sigma / \langle N \rangle$ sur les comptages de LAEs en fonction de la taille du champ (1, 10, 100 et 14400 arcmin²). Les croix indiquent nos mesures pour ces différentes tailles de champ, et les courbes sont interpolées entre ces points. **A gauche** nous avons sélectionné les LAEs de flux supérieur à 4×10^{-19} erg.s⁻¹.cm⁻² et, **à droite**, ceux satisfaisant $F_{\text{lim}} \gtrsim 10^{-17}$ erg.s⁻¹.cm⁻². Le volume fini de la simulation de matière noire implique que, pour des cônes de taille plus grande que la boîte elle-même, le même volume est répliqué radialement. Pour les champs de 14400 arcmin² (4 deg²), les volumes sont plus grands que la taille de la boîte car les intervalles de redshift, considérés dans cette section, sont grands ($dz \sim 1$). La valeur de $\sigma / \langle N \rangle$ est donc une limite inférieure, car nous ne pouvons pas mesurer le signal de clustering aux échelles plus grandes que la taille de la boîte. Bien que l'on s'attende à ce que $\sigma / \langle N \rangle$ baisse avec la taille du champ, sa valeur pour des champs 14400 arcmin² est difficilement interprétable.

gros halos localisés dans des zones denses, ce qui implique un clustering plus important, et donc une forte variance cosmique entre différents champs. Parallèlement, les LAEs brillants sont plus rares que les sources de faible flux Ly α , ce qui augmente la contribution de Poisson.

Le fait que l'incertitude relative $\sigma / \langle N \rangle$ soit plus significative dans l'intervalle de redshift $5 < z < 6$ que pour $2.8 < z < 4$ à une limite de flux donnée comporte plusieurs causes :

- Premièrement, pour une taille angulaire de champ $d\Omega$ donnée, le volume compris entre $z=5$ et 6 est inférieur à celui correspondant à $2.8 < z < 4$. On s'attend alors à ce qu'il y ait moins d'objets, et donc une plus grande erreur poissonnienne relative ($\sigma_P / \langle N \rangle = 1/\sqrt{\langle N \rangle}$), dans une tranche de cône à $5 < z < 6$ qu'à $2.8 < z < 4$.
- Deuxièmement, une limite en flux Ly α choisie par un observateur sélectionne préférentiellement des LAEs de plus bas redshift car (i) la luminosité Ly α d'une source est diluée avec la distance (le redshift) et (ii) la luminosité des LAEs à $z \sim 6$ est en moyenne plus faible que celles des LAEs à $z \sim 3$ dans notre modèle (cf l'évolution de la LF Ly α sur la Figure 5.2.4 dans le chapitre 5). Ces effets impliquent une augmentation de l'erreur pois-

sonnienne relative pour l'intervalle $5 < z < 6$ par rapport à $2.8 < z < 4$.

- Troisièmement, la limite en flux Ly α sélectionne des LAEs plus brillants, en moyenne plus massifs, à $5 < z < 6$ qu'à $2.8 < z < 4$. On s'attend donc à ce que la contribution du clustering des LAEs à la variance totale soit plus forte lorsque le redshift augmente dans un relevé de type MUSE.

Pour un relevé profond (*Deep Field*, $F_{\text{lim}} = 4 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) dans 1 arcmin^2 , l'incertitude relative varie de 15 à 50 % entre $z \sim 3$ et 6. Pour un champ de 10 arcmin^2 observé avec une limite de flux Ly α $F_{\text{lim}} = 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ (*Medium Deep Field*), nous prédisons une incertitude relative $\sigma / \langle N \rangle$ variant de 15 à 50 % entre $z \sim 3$ et 6. Enfin, pour un relevé peu profond (*Shallow Field*, $F_{\text{lim}} = 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) dans 100 arcmin^2 , $\sigma / \langle N \rangle$ vaut 15 % à $z \sim 3$ et 60 % à $z \sim 6$.

Malgré le fait que la variance sur les comptages varie fortement en fonction de la taille du champ et de la limite de flux Ly α comme cela a été discuté plus haut, les valeurs prises par cette incertitude, pour un intervalle de redshift donné, sont **accidentellement** très similaires pour les trois types de relevés MUSE d'après nos prédictions.

Pour mieux comprendre les variations de l'incertitude sur les comptages de LAEs en fonction du redshift et de la limite de flux Ly α , nous discutons dans la section suivante les contributions respectives de Poisson et de la variance cosmique (ou clustering) à la variance totale.

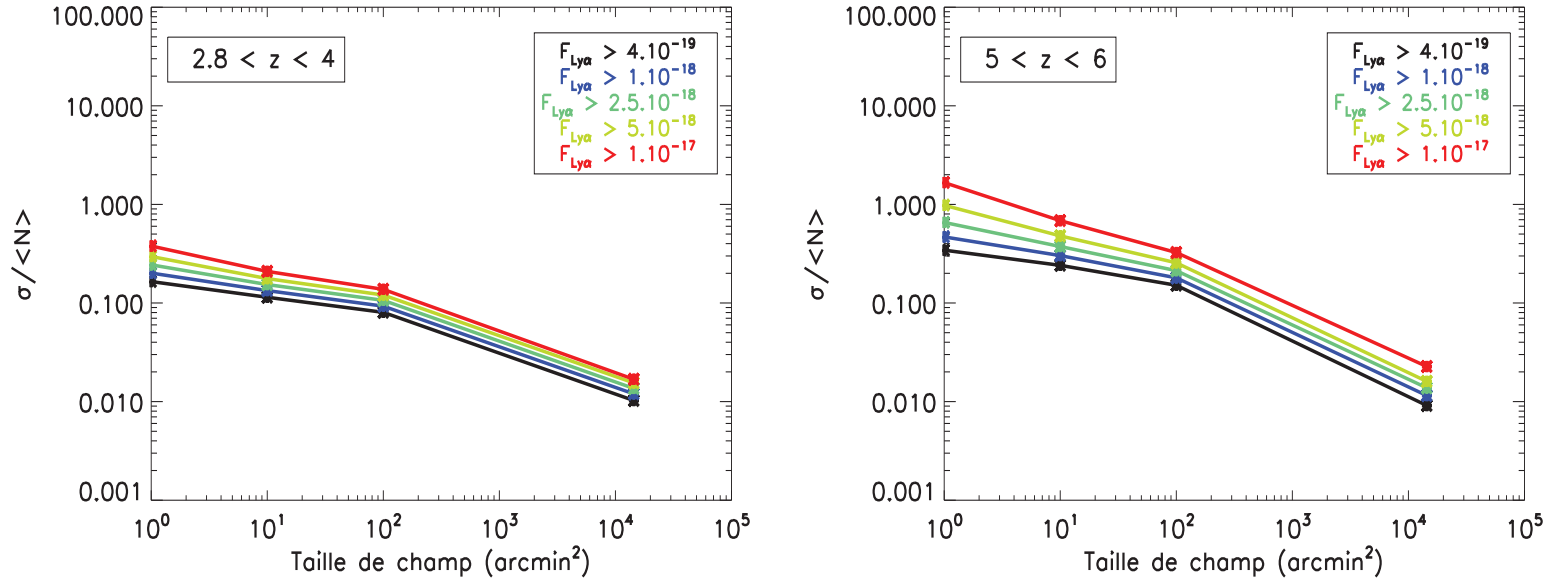


FIG. 6.4: Influence de la limite de flux Ly α sur l'évolution de l'écart-type relatif $\sigma / \langle N \rangle$ sur les comptages de LAEs en fonction de la taille du champ ($1, 10, 100$ et 14400 arcmin^2). Les croix indiquent nos mesures pour ces différentes tailles de champ, et les courbes sont interpolées entre ces points. **A gauche** nous avons sélectionné les LAEs compris dans l'intervalle $2.8 < z < 4$ et, **à droite**, celles appartenant à $5 < z < 6$. La valeur de $\sigma / \langle N \rangle$ est une limite inférieure pour les champs de 4 deg^2 (voir la légende de la figure 6.3).

6.4.2.3 Contributions de Poisson et du clustering à la variance totale

La Figure 6.5 présente la variation de l'erreur de Poisson relative au nombre de comptages moyen $\sigma_P / \langle N \rangle$ et de celle due au clustering $\sigma_c / \langle N \rangle$ en fonction de la taille du champ pour $2.8 < z < 4$ (à gauche) et $5 < z < 6$ (à droite). Dans cette Figure, la limite de flux Ly α F_{lim} est de $10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Les contributions relatives de Poisson et du clustering varient peu avec le redshift dans le modèle.

A tous les redshifts, les incertitudes relatives au nombre moyen dues à Poisson et aux clustering diminuent toutes les deux lorsque la taille du champ augmente. Pour toutes les tailles de champs, les effets de clustering dominent l'incertitude globale sur l'estimation des comptages de LAEs de flux $\gtrsim 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. $\sigma_c \sim 2\sigma_P$ pour 1 arcmin² et $\sigma_c \sim 10\sigma_P$ pour 100 arcmin², quelque soit l'intervalle de redshift considéré.

L'erreur poissonnienne relative au nombre moyen d'objets dans le champ est $1/\sqrt{\langle N \rangle}$ et diminue donc rapidement quand la taille du cône d Ω augmente. La variation de la contribution relative du clustering $\sigma_c / \langle N \rangle$ avec d Ω est plus lente. Pour des tailles de champs très grandes ($> 4 \text{ deg}^2$), l'on s'attend à ce que $\sigma_c / \langle N \rangle$ diminue étant donné que l'Univers est supposé homogène à grande échelle ($\gtrsim 300h^{-1} \text{ Mpc}$). Malheureusement, ce signal ne peut pas être sondé dans des cônes construits avec notre simulation de matière noire car elle possède une taille finie de $100 h^{-1}$ de côté, soit une taille angulaire de l'ordre de 1.3 degrés entre $z=2.8$ et 6.7.

La domination du clustering sur Poisson à toutes les échelles (sondées par nos cônes) est

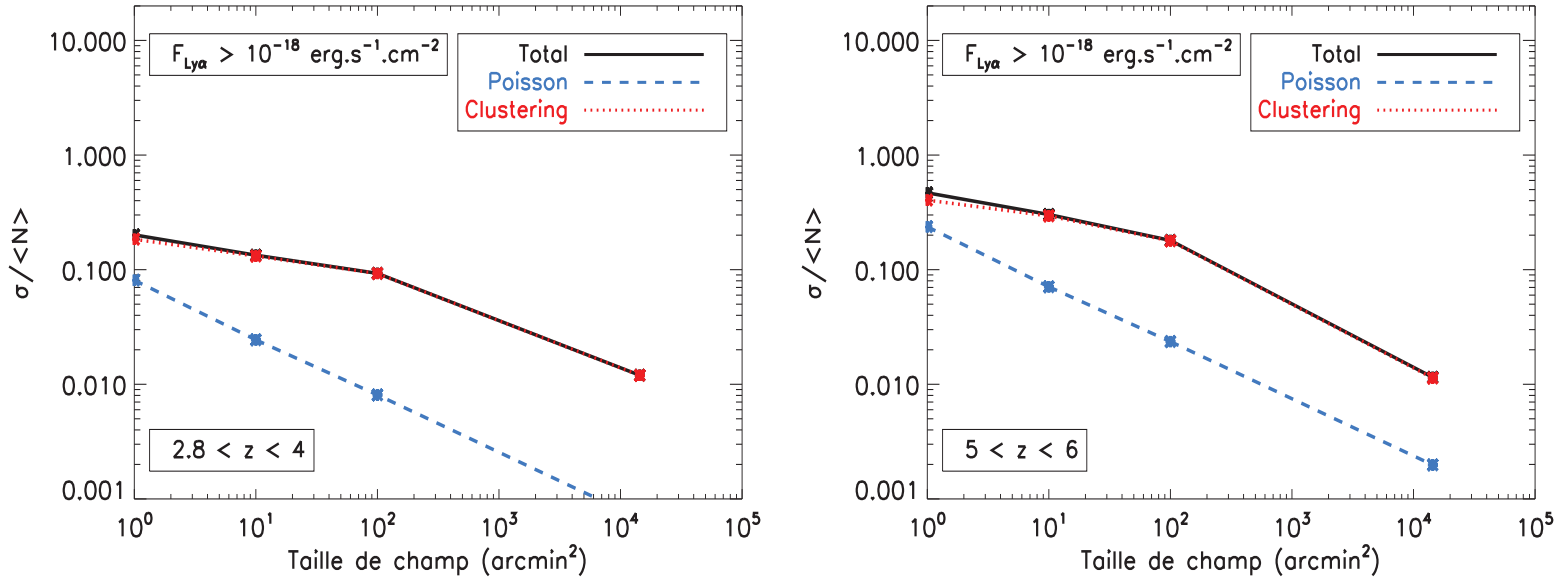


FIG. 6.5: Contributions de Poisson et du clustering à la variance sur les comptages de LAEs de flux Ly α $F_{\text{lim}} \gtrsim 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ en fonction de la taille du champ (1, 10, 100 et 14400 arcmin²) pour $2.8 < z < 4$ (à gauche) et $5 < z < 6$ (à droite). Les croix indiquent nos mesures pour ces différentes tailles de champ, et les courbes sont interpolées entre ces points. La courbe pleine noire représente l'écart-type mesuré $\sigma / \langle N \rangle$, les tirets rouges donnent l'erreur poissonnienne $\sigma_P / \langle N \rangle$, et les pointillés bleus la contribution du clustering $\sigma_c / \langle N \rangle$. La valeur de $\sigma / \langle N \rangle$ est une limite inférieure pour les champs de 4 deg^2 (voir la légende de la figure 6.3).

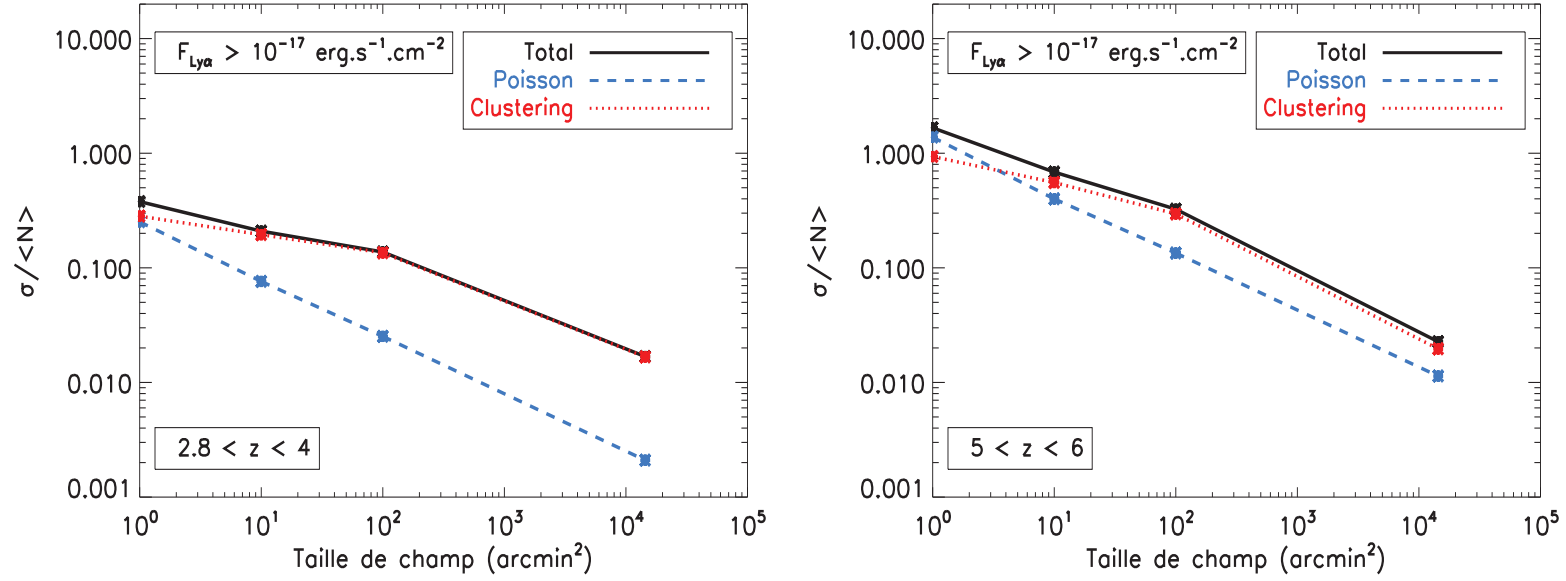


FIG. 6.6: Ecart-type relatif $\sigma / \langle N \rangle$ sur les comptages de LAEs de flux $\text{Ly}\alpha$ $F_{\text{lim}} \gtrsim 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ en fonction de la taille du champ (1, 10, 100 et 14400 arcmin^2) pour $2.8 < z < 4$ (à gauche) et $5 < z < 6$ (à droite). Les croix indiquent nos mesures pour ces différentes tailles de champ, et les courbes sont interpolées entre ces points. La courbe pleine noire représente l'écart-type mesuré, les tirets rouges donnent l'erreur poissonienne et les pointillés bleus la contribution du clustering. La valeur de $\sigma / \langle N \rangle$ est une limite inférieure pour les champs de 4deg^2 (voir la légende de la figure 6.3).

également vraie si nous réduisons le flux limite à $F_{\text{lim}} = 4 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. En revanche, la Figure 6.6 indique que si nous sélectionnons uniquement les LAEs de flux $\text{Ly}\alpha$ supérieur à $10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, l'erreur relative poissonienne est équivalente à la contribution du clustering pour un champ de 1 arcmin^2 à $z \sim 3$. A $z \sim 6$, Poisson devient même la principale source d'incertitude de comptages dans des petits champs. Cela provient du fait que dans de petits cônes les LAEs de forts flux sont rares ce qui induit une augmentation de l'erreur poissonienne. Pour une limite de flux donnée, le nombre de ces objets brillants est d'autant plus faible à grand redshift.

En résumé, les prédictions de notre modèle pour des relevés de LAEs prévoient que le clustering est l'effet dominant la variance sur les comptages dans les champs de taille supérieures à quelques arcmin^2 . Pour des champs plus petits, le clustering continue à dominer dans des relevés de limite de flux $F_{\text{lim}} < 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Pour des relevés moins profonds, l'erreur poissonienne devient importante pour $z \sim 3$ et domine la variance totale à $z > 3$.

6.5 Propriétés physiques des LAEs

Plus un relevé $\text{Ly}\alpha$ est profond, plus des LAEs de faible masse peuvent être détectés. Parallèlement, ces objets forment peu d'étoiles et résident dans des halos peu massifs en moyenne. Ces petits halos et les galaxies peu massives qu'ils contiennent sont majoritaires en nombre par

rapport aux halos massifs et aux galaxies de grande masse. Il est donc légitime de se demander quelle fraction du taux de formation stellaire (SFR) global est contenue dans ces LAEs et quelle est la masse des halos de matière noire qu'ils permettent de tracer.

Dans cette section, nous discutons les prédictions de notre modèle relatives à la fraction de flux Ly α et de SFR qui seront accessibles dans les relevés de MUSE. Nous nous intéressons également à l'évolution de la densité volumique de SFR des LAEs en fonction du redshift. Enfin, nous donnons les SFRs et les masses de halos des LAEs prédites par le modèle pour le relevé *Medium Deep Field* ($F_{\text{lim}} = 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) qui est censé obtenir un grand échantillon d'objets de faibles flux Ly α .

Les résultats présentés dans cette section n'ont pas été obtenus à partir des champs fictifs, mais de GALICS directement. Le flux Ly α prédit pour chaque objet a été calculé à partir de la luminosité Ly α et de la distance de luminosité D_l , estimée au redshift z_i correspondant au pas de temps i de GALICS. Nous donnons nos prédictions pour $z=3.1$ et $z=5.7$.

6.5.1 Budgets de flux Ly α et de SFR

La Figure 6.7 montre la fraction du budget total de flux Ly α prédite par le modèle contenue dans chaque intervalle de flux Ly α à $z=3.1$ et 5.7 . Tout d'abord, notons que la limite de résolution de la simulation de matière noire implique que l'échantillon d'objets en dessous d'une certaine masse n'est pas totalement complet. Le nombre de LAEs de faibles flux Ly α est donc sous-estimé. Nous estimons que la résolution commence à jouer un rôle aux luminosités Ly α inférieures à $\sim 5.10^{40} \text{ erg.s}^{-1}$. La conversion en flux Ly α donne des flux limites de résolution $F_{\text{res}} \sim 5.10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ à $z=3.1$ et $F_{\text{res}} \sim 2 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ à $z=5.7$. Cela signifie que nous manquons une part du flux Ly α global, contenue dans les LAEs très peu lumineuses non résolues dans notre modèle. Cet effet influe peu sur les LAEs que nous étudions ici, qui ont des flux Ly α $F_{\text{Ly}\alpha} \geq 4 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. La contribution des objets non résolus au budget total de flux Ly α et de SFR est donc sous-estimée, ce qui implique que nous sous-estimons légèrement ces budgets totaux. Par conséquent, les valeurs des fractions dans chaque intervalle de flux présentées dans la Figure 6.7 sont des limites supérieures. Malgré cette limitation, il est intéressant de discuter l'augmentation de la fraction de flux Ly α que nous récupérons en diminuant la limite de flux Ly α .

A $z=3.1$ (resp. 5.7), 30 % (resp. 8 %) du flux Ly α est contenu dans les galaxies de flux Ly α supérieure à $10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. 35 % (resp. 35 %) du flux Ly α global est compris dans l'intervalle $10^{-17} > F_{\text{Ly}\alpha} > 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ pour $z=3.1$ (resp. $z=5.7$). Par conséquent, un relevé Ly α du type *Medium Deep Field* entre $z=2.8$ et 6.7 devrait sonder une fraction de flux Ly α global 2 à 5 fois plus importante que la plupart des grands relevés actuels qui ont une limite de détection de l'ordre de $10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Ce résultat est indépendant de la limite de résolution de la simulation de matière noire et dénote le grand intérêt d'effectuer un relevé Ly α à $10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

Des relevés à $10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ permettraient de détecter 20 % (resp. 45 %) de flux Ly α global supplémentaire pour $z=3.1$ (resp. $z=5.7$).

Sur la Figure 6.8, nous présentons la fraction du budget total de SFR contenue dans chaque intervalle de flux Ly α à $z=3.1$ et 5.7 . En moyenne, le flux Ly α est un bon traceur du SFR dans notre modèle, étant donné que l'émission Ly α intrinsèque peut être reliée au SFR (Eq. 3.41), et que la fraction d'évasion f_{esc} est de l'ordre de l'unité pour la majeure partie des galaxies (Figure 5.2). Cela implique que les fractions de SFR global par intervalle de flux Ly α sont assez similaires aux fractions de flux Ly α présentées sur la figure 6.7.

Le résultat principal de la Figure 6.8 est qu'un relevé à $10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ permet de sonder

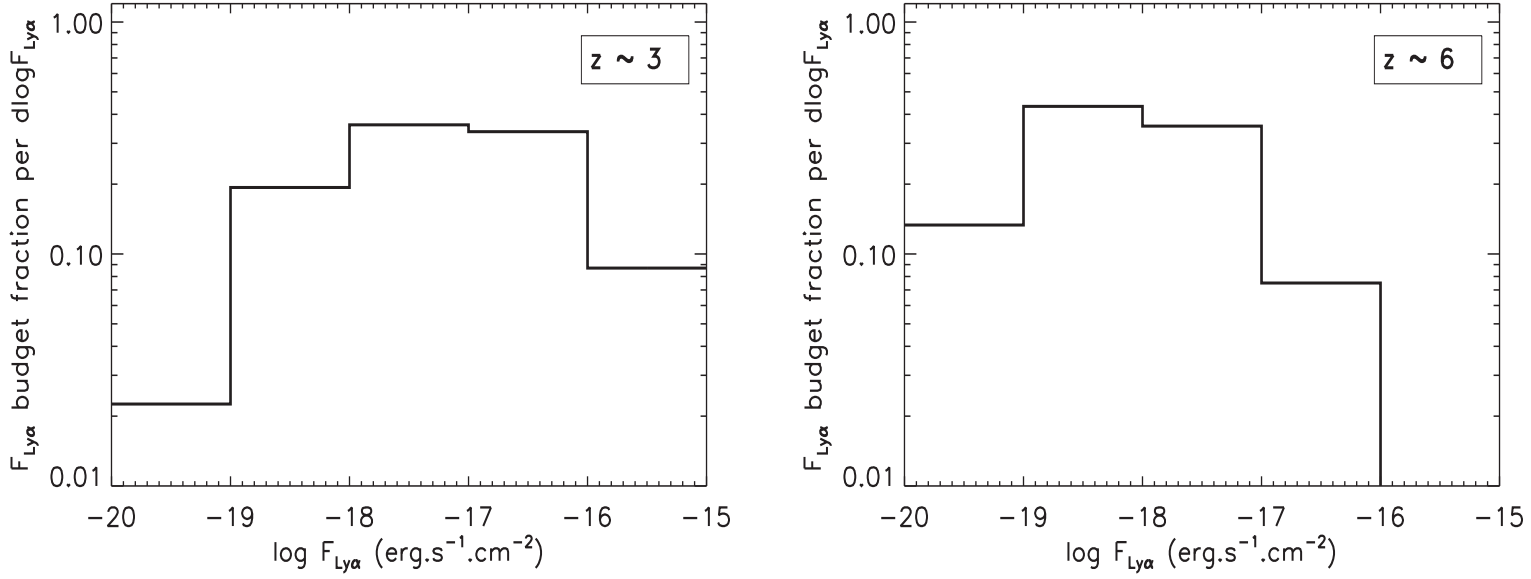


FIG. 6.7: Budget de flux Ly α par intervalle de flux prédit pour $z=3.1$ et 5.7 . La valeur en ordonnée donne la fraction de flux Ly α total dans la simulation contenue dans un intervalle de flux Ly α .

une fraction substantielle du SFR global : environ 80 % (resp. 50 %)   $z=3.1$ (resp. $z=5.7$). En revanche, seulement 45 % (resp. 10 %) du SFR global est contenu dans les LAEs de flux Ly α supérieurs à 10^{-17} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$ pour $z=3.1$ (resp. $z=5.7$).

6.5.2 Densité volumique de SFR

Les prédictions de la section précédente peuvent être converties en estimation de la densité volumique de SFR pour différents redshifts. La Figure 6.9 donne cette évolution pour différentes limites de flux Ly α correspondant aux relevés MUSE *Deep Field* ($F_{\text{lim}} = 4 \times 10^{-19}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$), *Medium Deep Field* ($F_{\text{lim}} = 10^{-18}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$) et *Shallow Field* ($F_{\text{lim}} = 10^{-17}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$). Plus le relevé est profond, plus la densité de SFR observée est importante. Nous trouvons que la densité volumique de SFR décroit d'environ un ordre de grandeur entre $z \sim 3$ et 6. Ce résultat est cohérent avec ceux de Bouwens et al. (2009) obtenus pour des galaxies sélectionnées en UV qui suggèrent que le pic de formation stellaire dans l'Univers a eu lieu autour de $z=3$. D'après le modèle, l'évolution de la densité de SFR contenu dans les galaxies sélectionnées via leur raie Ly α est similaire à celle observée pour les galaxies type *Lyman Break*.

6.5.3 Taux de formation stellaire et masse des halos hôtes des LAEs

Les relevés qui seront menés avec MUSE permettront de sonder des LAEs sur environ trois ordres de grandeurs en flux Ly α . Il est intéressant de fournir des prédictions quant aux taux de formation stellaires (SFR) et aux masses de halo hôtes de ces objets selon leur flux Ly α .

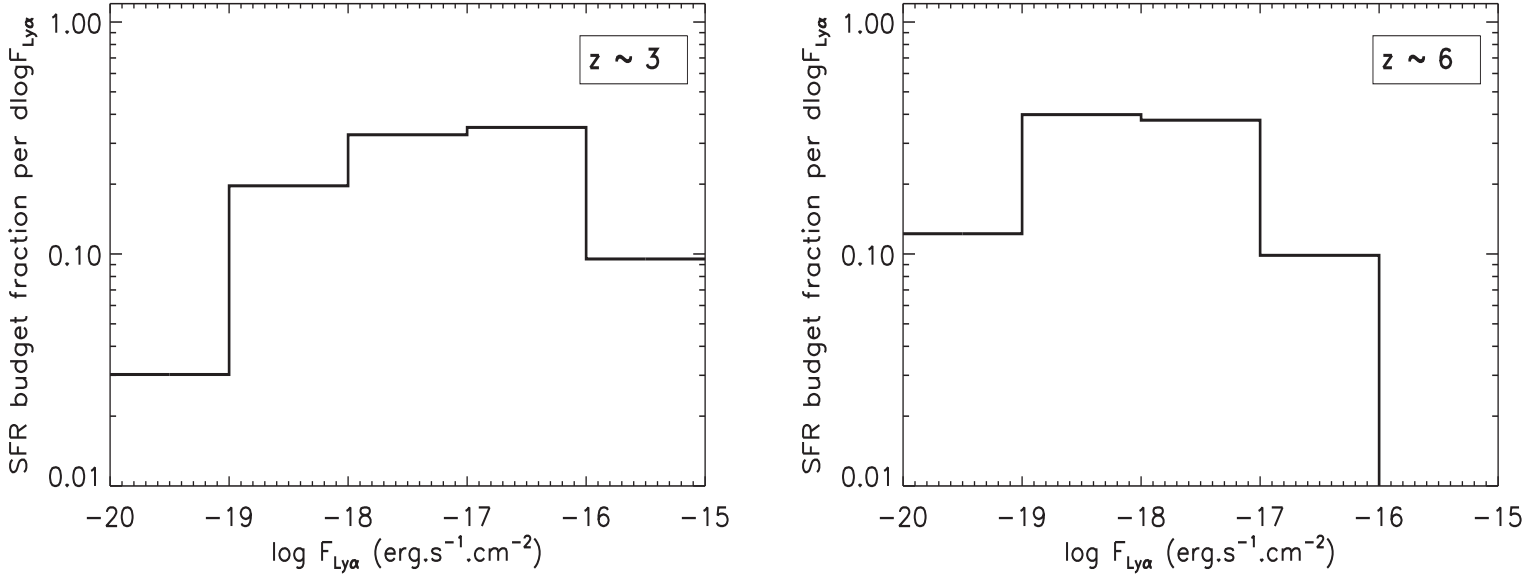


FIG. 6.8: Budget de taux de formation stellaire (SFR) par intervalle de flux Ly α prédit pour $z=3.1$ et 5.7 . La valeur en ordonnée donne la fraction du SFR total dans la simulation contenue dans un intervalle de flux Ly α .

6.5.3.1 Distribution du taux de formation stellaire

La Figure 6.10 montre la distribution de SFR des LAEs à $z=3.1$ et $z=5.7$ prédite par le modèle en fonction de leur flux Ly α .

Les LAEs les plus lumineux forment plus d'étoiles en moyenne, mais certaines galaxies avec de grands SFR présentent des flux Ly α plus modérés dûs à la faible fraction d'évasion Ly α que peuvent avoir des objets formant beaucoup d'étoiles (et donc beaucoup de poussière). La Figure 6.10 prédit qu'un relevé à 10^{-17} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$ sonde uniquement des galaxies avec des SFR élevés. De plus, ce type de relevé manque une fraction significative de galaxies de grands SFR pour $z=3.1$ et $z=5.7$. Ces objets correspondent à des galaxies détectables grâce à leur forte luminosité UV (les galaxies à discontinuité de Lyman), mais qui n'ont pas (ou peu) d'émission Ly α . Il apparaît donc intéressant d'effectuer des relevés dix fois plus profonds pour (i) détecter des galaxies avec des SFR plus faibles, et pour (ii) comprendre pourquoi certains objets de grand SFR ont une faible émission Ly α .

Avec un relevé à 4×10^{-19} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$, on peut espérer observer la population nombreuse d'objets où la formation stellaire est peu active : SFR $\gtrsim 0.01$ M $_{\odot}$.yr $^{-1}$ pour $z=3.1$ et SFR $\gtrsim 0.05$ M $_{\odot}$.yr $^{-1}$ pour $z=5.7$.

6.5.3.2 Distribution de masse de halo

La Figure 6.11 montre la distribution des masses de halos hôtes des LAEs à $z=3.1$ et 6 prédite par le modèle en fonction de leur flux Ly α .

La premier enseignement que nous pouvons tirer de cette figure est que les halos de masse supérieure à $\sim 10^{11}$ M $_{\odot}$ contiennent des LAEs présentant des flux Ly α très différents. Trois

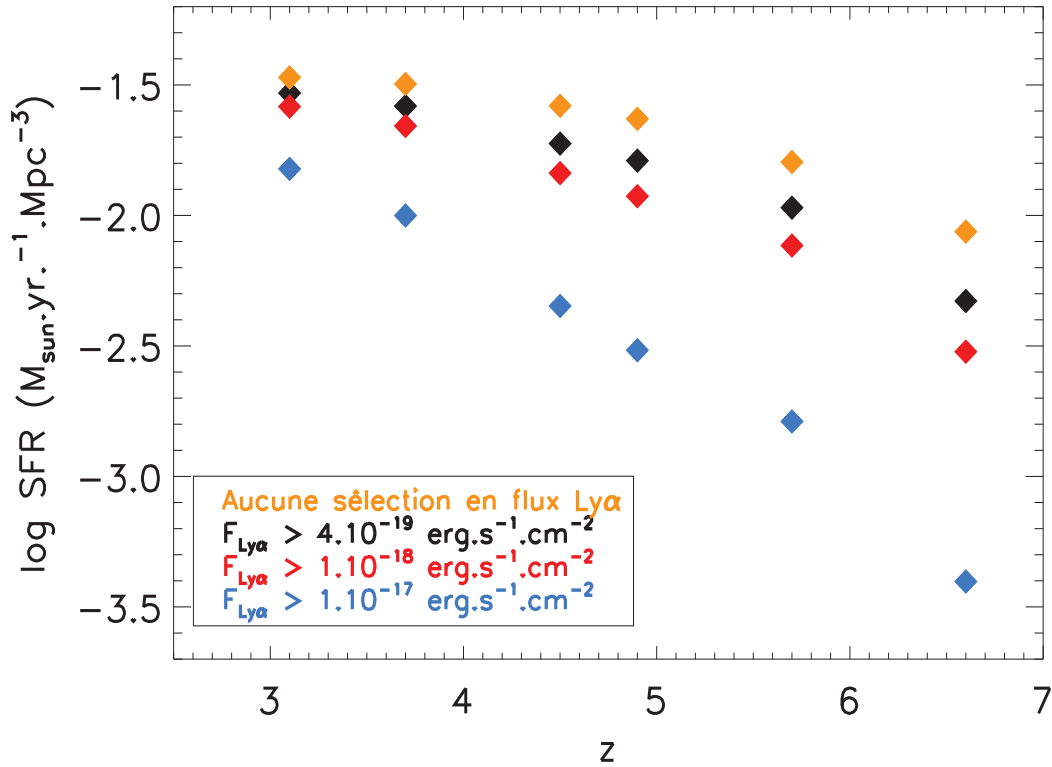


FIG. 6.9: Prédiction de la densité volumique de formation stellaire observée en fonction du redshift pour différentes limites de flux Ly α , illustrées par différentes couleurs.

populations de galaxies existent dans ces halos massifs :

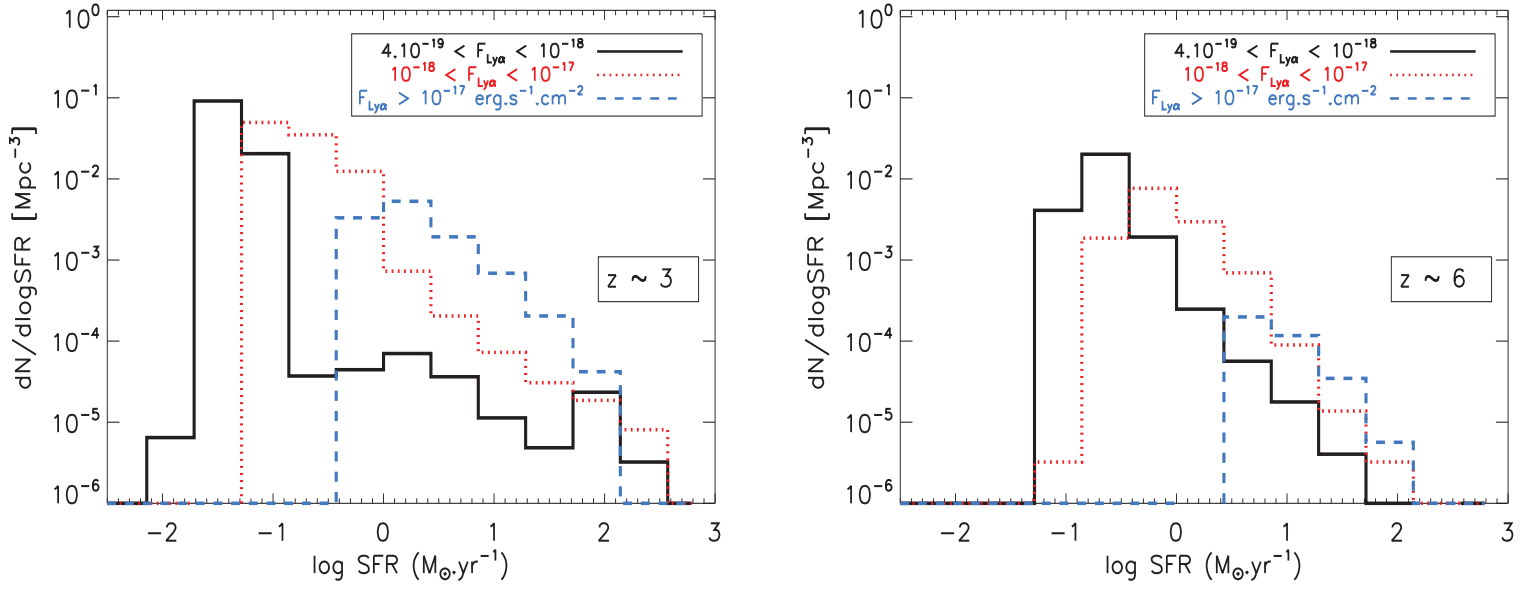
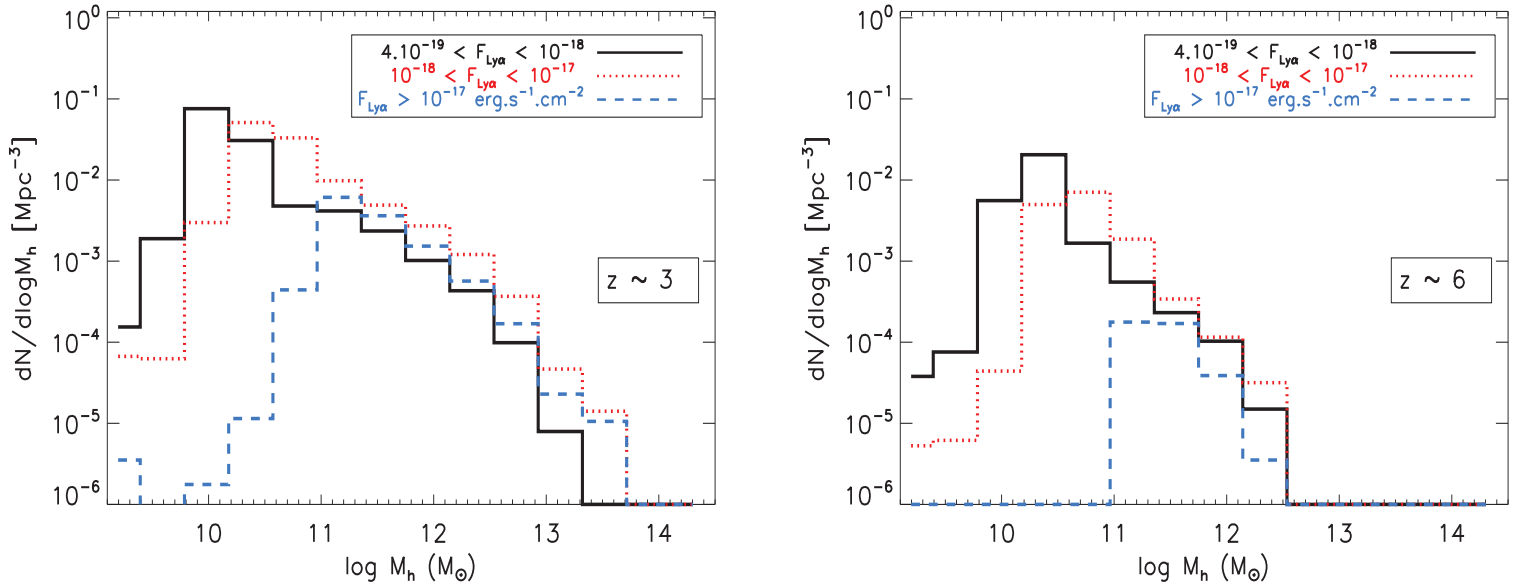
- des LAEs avec des flux Ly α élevés qui correspondent à des galaxies plutôt massives situées au centre des halos
- des LAEs avec des flux Ly α plus faibles qui correspondent à des galaxies plutôt massives situées au centre des halos mais ayant de (très) faibles fractions d'évasion Ly α
- des LAEs de faibles flux Ly α et de grandes fractions d'évasion Ly α qui sont des satellites assez peu massifs

Enfin, les halos de masse inférieure à $\sim 10^{11} M_{\odot}$ contiennent principalement des LAEs ayant des flux Ly α inférieurs à $10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Ces halos de faible masse sont donc censés être vus par le relevé *Medium-Deep Field* de MUSE d'après ces prédictions.

6.5.3.3 Cas du *Medium Deep Field* de MUSE

Le relevé moyennement profond (*Medium Deep Field*) prévu avec MUSE présente l'avantage de sonder une grande quantité de LAEs tout en atteignant des flux assez faibles de l'ordre de $F_{\text{Ly}\alpha} = 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. Dans ce paragraphe, nous discutons brièvement la relation entre le SFR et la masse des halos hôtes des objets censés être observés avec ce relevé.

La Figure 6.12 présente la distribution en masse des halos de matière noire contenant des

FIG. 6.10: Distribution du SFR pour différents intervalles de flux Ly α à $z=3.1$ et $z=5.7$.FIG. 6.11: Distribution des masses de halos de matière noire pour différents intervalles de flux Ly α à $z=3.1$ et $z=5.7$.

LAEs détectables par le relevé *Medium Deep Field* de MUSE pour $z=3.1$ (Figure de gauche) et 6 (Figure de droite). Les couleurs de chaque courbe correspondent à différents intervalles de SFR. Les LAEs détectés dans le relevé *Medium Deep Field* devraient former des étoiles à des taux allant de quelques centièmes à quelques dizaines de masse solaire par an.

Les galaxies formant beaucoup d'étoiles se trouvent dans des halos plutôt massifs car ces derniers accrètent de grandes quantités de gaz. Toutefois, la grande majorité de galaxies situées dans les halos massifs sont des satellites, qui ont, en moyenne, des masses et des SFR plus faibles. Les halos de faible masse ($< 10^{11} M_{\odot}$) contiennent principalement des objets formant peu d'étoiles ($\text{SFR} < 3 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$).

Les LAEs attendus dans le futur relevé *Medium Deep Field* de MUSE ont des taux de formation d'étoiles couvrant plusieurs ordres de grandeur. Les halos de matière noire hôtes de ces LAEs ont des masses allant d'environ 10^{10} à $2 \times 10^{13} M_{\odot}$ à $z=3.1$, et d'environ 10^{10} à $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ à $z=5.7$.

Dans cette section, nous avons présenté nos prédictions concernant les taux de formation stellaire et les masses de halo des LAEs attendus avec MUSE. Nous pouvons désormais nous demander si la répartition spatiale des LAEs de notre modèle correspond à celle des LAEs observés.

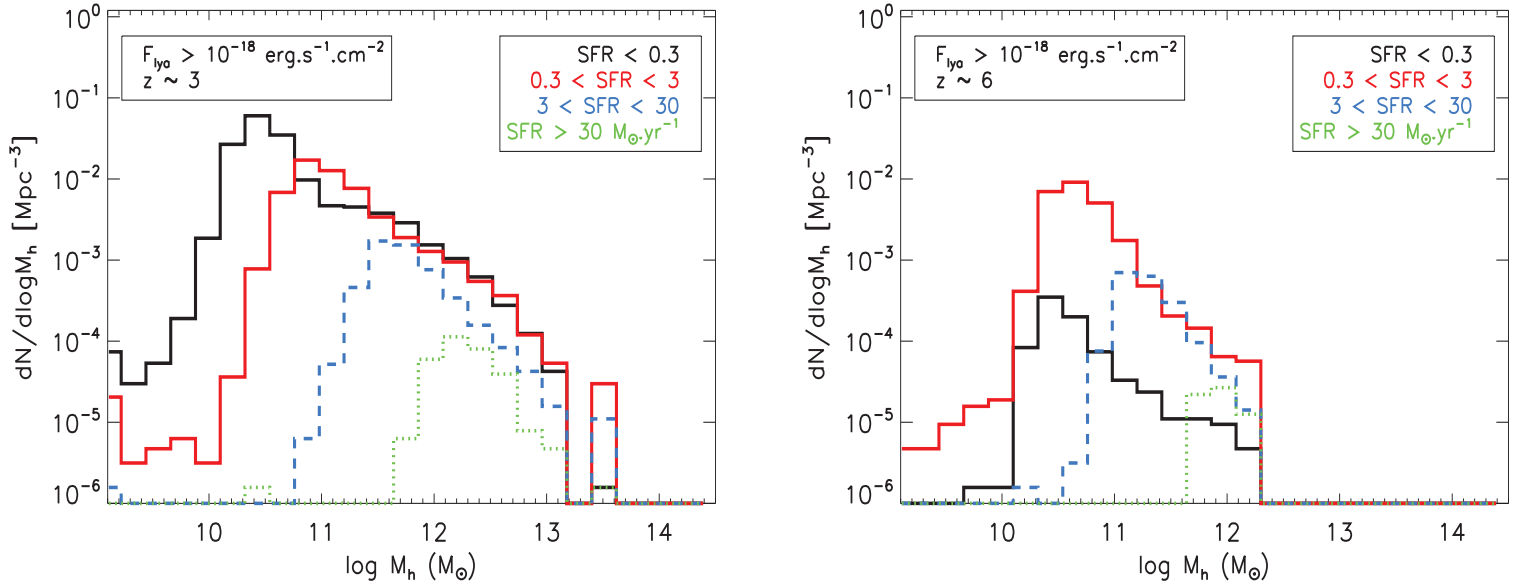


FIG. 6.12: Distribution de la masse des halos à $z=3.1$ (à gauche) et $z=5.7$ (à droite). Les couleurs des histogrammes, détaillées dans la légende, correspondent à différents intervalles de SFR. Dans cette figure, nous avons appliqué une coupure en flux Ly α de $10^{-18} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, typique d'un relevé moyennement profond de MUSE (*Medium-Deep*).

6.6 Répartition spatiale des Émetteurs $\text{Ly}\alpha$

L'étude de la répartition spatiale dans les modèles basés sur des simulations N corps de matière noire est intéressante car elle nous informe sur le pouvoir de traçabilité des structures de matière noire par les galaxies, et en particulier les LAEs dans le cas présent. Aussi, comparer la distribution spatiale des objets du modèle avec les observations constitue un test indépendant du modèle, et nous renseigne sur la qualité de nos prédictions en terme de relation masse du halo hôte-luminosité $\text{Ly}\alpha$.

Dans cette section, nous analysons tout d'abord un exemple de champ fictif de LAEs, construit avec différentes limites de flux $\text{Ly}\alpha$. Des prédictions de fonctions de corrélation angulaire seront ensuite présentées et discutées.

6.6.1 Exemple de champ de LAEs

La figure 6.13 montre la répartition angulaire des LAEs dans un champ fictif de 100 arcmin^2 où chaque LAE est représenté par un point. Les figures du haut, du milieu et du bas correspondent à des champs comportant une limite en flux $\text{Ly}\alpha$ de 4×10^{-19} , 10^{-18} et $10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ respectivement. L'indice de couleur donne le flux $\text{Ly}\alpha$ des LAEs. Dans la colonne de gauche, les objets sont compris entre $z=3.1$ et 3.2 et entre $z=5.6$ et 5.7 dans la colonne de droite. Ces intervalles de redshift sont typiques de ceux couverts par les relevés en bande étroite (Gronwall et al., 2007; Ouchi et al., 2008; Shimasaku et al., 2006). Dans le contexte de MUSE, les prédictions pour un relevé peu profond (*Shallow survey*, de 100 arcmin^2 à $F_{\text{lim}} \geq 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) sont données par les deux vignettes du bas de la figure 6.13.

Rappelons que les cônes fictifs sont construits en empilant des volumes V_{z_i} , ou boîtes, et que ces volumes subissent des transformations aléatoires (rotation, inversion..., cf section 6.3.1). Les positions des objets entre deux volumes adjacents sont donc décorréelées. Ici, nous nous sommes assurés que les LAEs dans les intervalles de redshift choisis ($3.1 < z < 3.2$ et $5.6 < z < 5.7$) proviennent respectivement de la même boîte et que, par conséquent, l'information spatiale est préservée.

Nous voyons apparaître une structure dans la distribution des objets avec des vides et des zones où les LAEs sont plus concentrés. En augmentant la limite de flux $\text{Ly}\alpha$ F_{lim} (figures du haut vers le bas), cette tendance est accentuée, car les LAEs les plus lumineux sont situés dans des halos massifs (cf figure 6.11 dans la section précédente) qui se trouvent dans les zones de grande densité. Comme nous l'avons vu plus haut, la relation entre flux $\text{Ly}\alpha$ de la galaxie et masse du halo n'est pas toujours linéaire dans notre modèle car, si les halos abritent en moyenne des galaxies massives et formant beaucoup d'étoiles, la fraction d'évasion $\text{Ly}\alpha$ peut être faible pour ces objets, réduisant considérablement le flux $\text{Ly}\alpha$ après transfert. Ainsi, tous les halos (et les galaxies) de forte masse ne sont pas tracé(s) par des LAEs lumineux.

Les LAEs les plus lumineux ne permettent donc pas de sonder tous les halos massifs mais, en revanche, ils ne tracent *que* des halos massifs. Nous voyons en effet sur la figure 6.13, que les vides sont de plus en plus marqués en augmentant la limite de flux $\text{Ly}\alpha$. Ces zones sous denses contiennent des petits halos abritant des galaxies peu massives qui génèrent des flux $\text{Ly}\alpha$ faibles.

Enfin, il est à noter que l'échelle de distance étudiée ici est modérée. Les champs présentés sur la figure 6.13 ont une taille de 10 arcmin de côté, soit 19.1 (4.6) Mpc comobiles (physiques) à $z=3.1$ et 24.1 (3.6) Mpc comobiles (physiques) à $z=5.7$.

Ici, nous avons discuté qualitativement la répartition spatiale des LAEs pour un champ de 100 arcmin^2 , pouvant être observé par MUSE (*Shallow Deep Field*). Dans la partie suivante,

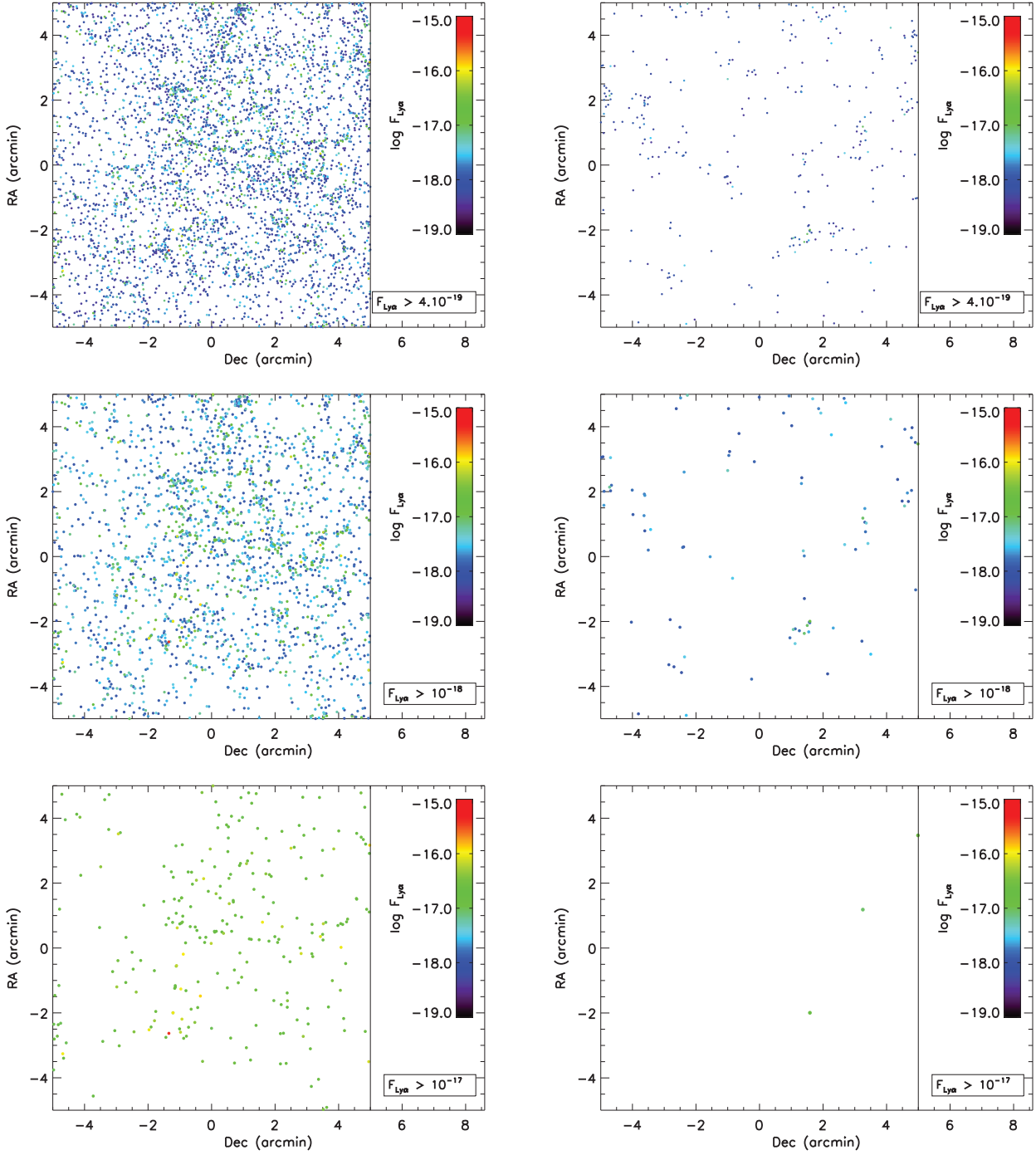


FIG. 6.13: Exemple de champ fictif de 100 arcmin^2 (10×10) de LAEs dans des tranches de redshift de $3.1 < z < 3.2$ (à gauche) et $5.6 < z < 5.7$ (à droite) pour différentes limites de flux $\text{Ly}\alpha$. **Haut** : $F_{\text{Ly}\alpha} \geq 4 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. **Milieu** : $F_{\text{Ly}\alpha} \geq 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. **Bas** : $F_{\text{Ly}\alpha} \geq 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. L'indice de couleur varie en fonction du flux $\text{Ly}\alpha$ des objets.

une approche plus quantitative est menée. Nous abordons les fonctions de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ dans des champs larges, en utilisant des cônes fictifs de 4 deg^2 .

6.6.2 Fonction de corrélation à deux points-Formalisme

Avant de donner nos prédictions pour $\omega(\theta)$, il convient de rappeler le formalisme des fonctions de corrélation.

Pour une distribution aléatoire, la probabilité de trouver un objet dans un élément de volume dV est :

$$dP = \bar{n}dV \quad (6.5)$$

où \bar{n} est la densité numérique d'objets moyenne. Par extension, la probabilité dP_{12} d'avoir conjointement un objet dans un volume dV_1 et un autre dans dV_2 s'exprime comme le produit des probabilités indépendantes dP_1 et dP_2 données par l'équation ci-dessus :

$$dP_{12} = \bar{n}^2 dV_1 dV_2 \quad (6.6)$$

Les galaxies ne sont toutefois pas réparties de manière aléatoire dans l'Univers et leurs positions sont *corrélées* du fait de la manière dont les structures se sont formées. La déviation par rapport à une distribution aléatoire peut être représentée à l'aide de la fonction de corrélation à deux points $\xi(\vec{r}_{12})$. \vec{r}_{12} est le vecteur correspondant à la séparation entre deux objets. La probabilité dP_{12} d'avoir conjointement un objet dans un volume dV_1 et un autre dans dV_2 s'écrit alors (Peebles, 1980) :

$$dP_{12} = \bar{n}^2(1 + \xi(\vec{r}_{12}))dV_1 dV_2 \quad (6.7)$$

La fonction de corrélation $\xi(\vec{r})$ est aussi définie de manière équivalente comme l'autocorrélation du contraste de densité δ :

$$\xi(\vec{r}_{12}) = \langle \delta(\vec{x})\delta(\vec{x} + \vec{r}_{12}) \rangle \quad (6.8)$$

Le contraste de densité est le rapport de l'excès de densité par rapport à la densité moyenne $\delta\rho$ et de la densité moyenne $\bar{\rho}$:

$$\delta(\vec{x}) = \frac{\delta\rho}{\bar{\rho}} = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (6.9)$$

L'hypothèse d'isotropie implique que la fonction de corrélation ne dépend pas de la direction de r_{12} , et donc ξ ne dépend que de la norme du vecteur r_{12} . Pour la suite, nous posons : $r = ||r_{12}||$. $\xi(r)$ peut être vu comme l'excès ($\xi(r) > 0$, les objets sont corrélés) ou le déficit ($-1 < \xi(r) < 0$, les objets sont anti-corrélés) de probabilité de mesurer deux objets séparés par r par rapport à une distribution aléatoire.

Divers estimateurs statistiques existent pour mesurer $\xi(r)$. Ils comparent le nombre de paires d'objets *donnée-donnée* $DD(r)$ mesurées à une échelle r au nombre de paires prédites par une distribution aléatoire $RR(r)$ (pour *random-random*) à cette même échelle. L'estimateur le plus simple est donné par (Peebles, 1980) :

$$\xi(r) = \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1 \quad (6.10)$$

Dans un échantillon contenant N objets, il y aura $N(N + 1)/2$ paires indépendantes.

Un autre estimateur a été proposé par Landy and Szalay (1993) qui prend en compte les paires croisées donnée-aléatoire $DR(r)$:

$$\xi(r) = \frac{DD(r) - 2DR(r) + RR(r)}{RR(r)} \quad (6.11)$$

Cet estimateur est plus précis que celui donné par l'équation 6.10 d'après [Landy and Szalay \(1993\)](#).

6.6.3 Fonction de corrélation angulaire

Dans cette section, nous calculons les fonctions de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ de LAEs dans des cônes, et nous les comparons à des estimations observationnelles. $\omega(\theta)$ est calculé grâce à l'estimateur de [Landy and Szalay \(1993\)](#) en comptant les paires de galaxies (DD(θ), RR(θ) et DR(θ)) séparées d'un angle θ en projetant ces objets sur le ciel. Cette projection implique que $\omega(\theta)$ doit être mesurée pour des galaxies à des redshifts assez similaires pour que le signal mesuré corresponde à la répartition de galaxies *corrélées*.

Dans un premier temps, nous étudions l'impact de la présence d'intrus à bas redshift dans les échantillons observés sur $\omega(\theta)$ et dérivons une relation analytique simple pour exprimer la variation de $\omega(\theta)$ en fonction de la contamination du relevé par une fraction f d'intrus. Dans un second temps, nous nous intéressons à la variation de la fonction de corrélation angulaire des LAEs en fonction de leur luminosité Ly α . Toutes les fonctions de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ présentées dans cette section ont été construites à partir de quatre cônes de 4 deg². Les courbes correspondent à la valeur moyenne de $\omega(\theta)$ prédite calculées sur les quatre cônes et les barres d'erreur correspondent à l'écart-type.

6.6.3.1 Impact des intrus sur la mesure de $\omega(\theta)$

Ici, nous présentons les fonctions de corrélation angulaire $\omega(\theta)$ prédites et les comparons aux données de [Ouchi et al. \(2008\)](#). La Figure 6.14 compare nos prédictions aux résultats de [Ouchi et al. \(2008\)](#) obtenus dans un champ d'environ 1 deg² à $z = 3.13 \pm 0.03$ et représentés par des symboles carrés. La courbe bleue correspond à la fonction de corrélation à laquelle nous avons appliqué des sélections équivalentes à celles utilisées dans les observations⁴. L'accord global est correct même si notre prédiction produit un signal un peu plus fort à toutes les échelles angulaires que dans les observations de [Ouchi et al. \(2008\)](#).

L'échantillon photométrique de candidats LAE de [Ouchi et al. \(2008\)](#) contient une fraction (inconnue) d'intrus (ou *interloper*) de plus bas redshift dont la distribution spatiale est décorrélée de celle des LAEs du champ à $z=3.1$. Par conséquent, ces intrus biaisent le signal $\omega(\theta)$. Pour reproduire l'effet de cette contamination dans la mesure de la fonction de corrélation angulaire de [Ouchi et al. \(2008\)](#), nous avons redistribué aléatoirement (en ascension droite et en déclinaison) une certaine fraction f des LAEs dans le cône fictif, et nous avons étudié l'impact de ce test sur $\omega(\theta)$. L'approximation de répartition aléatoire des intrus est justifiée par le fait que les intrus constituent un échantillon hétérogène d'objets dans le relevé et l'on s'attend donc à ce qu'ils soient peu corrélés entre eux.

Nous avons testé diverses fractions f d'intrus de 10, 20, 30 et 40 % qui sont illustrées par les courbes cyan, verte, orange et rouge respectivement. Nous voyons que la prise en compte d'intrus distribués aléatoirement fait diminuer le signal à *toutes* les échelles angulaires. Pour des fractions d'intrus de 20-30 %, nous obtenons un bon accord avec les données observationnelles de [Ouchi et al. \(2008\)](#). Ces auteurs estiment que leur échantillon photométriques peut contenir jusqu'à 25 % d'intrus..

⁴Le critère en largeur équivalente Ly α de [Ouchi et al. \(2008\)](#) pour $z=3.1$ est de 64 Å. Comme nous l'avons vu dans la section 5.2.6, nous obtenons un meilleur accord, en terme de fonction de luminosité Ly α , avec leurs données pour une valeur de 50 Å. Nous avons utilisé cette valeur pour la comparaison de la fonction de corrélation présentée dans cette section.

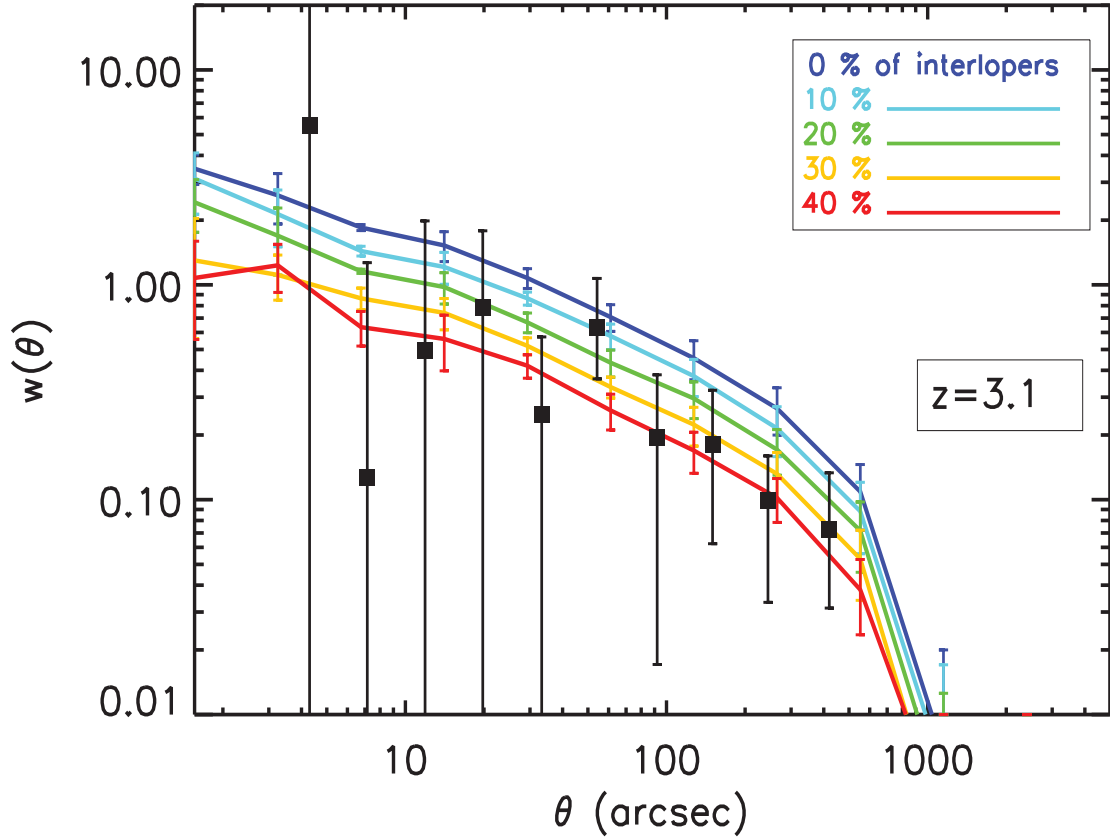


FIG. 6.14: Fonction de corrélation angulaire $w(\theta)$ des LAEs construite grâce à des cônes de 4 deg^2 pour $z = 3.13 \pm 0.03$. Les courbes correspondent à la valeur moyenne de $w(\theta)$ calculées sur 4 cônes et les barres d'erreur correspondent à l'écart-type. Les données de Ouchi et al. (2008) sont représentées par les symboles carrés. Ces données ont été récupérées dans Orsi et al. (2008). Nous avons appliqué les mêmes critères de sélection que ceux utilisés par ces auteurs (cf table 3.2) hormis pour la limite en largeur équivalente $\text{Ly}\alpha$. Nous avons utilisé une valeur légèrement inférieure (50 \AA) à celle de Ouchi et al. (2008) car cette valeur nous permet de reproduire leur fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ (cf section 5.2.6). La courbe bleue donne notre prédiction de $w(\theta)$ pour les LAEs satisfaisant les critères de sélection de Ouchi et al. (2008). Les courbes cyan, verte, orange et rouge correspondent respectivement à 10, 20, 30 et 40 % de LAEs repositionnés aléatoirement en θ dans le but de reproduire la contamination dans les relevés observationnels par des intrus de bas redshift.

Le même exercice a été réalisé sur la figure 6.15 pour $z= 3.69 \pm 0.03$ et 5.70 ± 0.05 en comparant avec les données de Ouchi et al. (2008). Comme pour $z=3.1$, l'amplitude de $\omega(\theta)$ diminue lorsque la fraction d'intrus augmente, et nous obtenons un bon accord avec les estimations observationnelles pour $f=20-30\%$.

A $z=5.7$, la fonction de corrélation angulaire mesurée par Ouchi et al. (2008) s'aplatit aux petites échelles angulaires, ce qui n'est pas le cas dans les données aux deux autres redshifts. Notre modèle ne reproduit pas cet aplatissement. Orsi et al. (2008) ont ajusté les points observationnels de Ouchi et al. (2008) grâce à une loi de puissance typique des fonctions $\omega(\theta)$ pour ces trois redshifts. A $z=3.1$ et 3.7 , le meilleur ajustement qu'ils obtiennent est en bon accord avec les points à toutes les échelles. En revanche, ce n'est pas le cas pour $z=5.7$. A ce redshift, nous montrons sur la figure 6.15 (à droite) l'ajustement dérivé par Orsi et al. (2008), illustré par une ligne en tirets noirs. La méthode des moindres carrés qu'ils ont utilisée entraîne que les points avec de petites barres d'erreur (i.e. aux grandes échelles) sont mieux ajustés que ceux avec de grandes incertitudes (i.e. aux petites échelles). Leur meilleur ajustement est largement dessus des points observationnels aux petites échelles angulaires, en bon accord avec nos prédictions.

En résumé, il n'est pas évident de tirer des conclusions claires sur l'aplatissement de $\omega(\theta)$ à $z=5.7$ pour de petites séparations angulaires. Il est possible que le champ observé par Ouchi

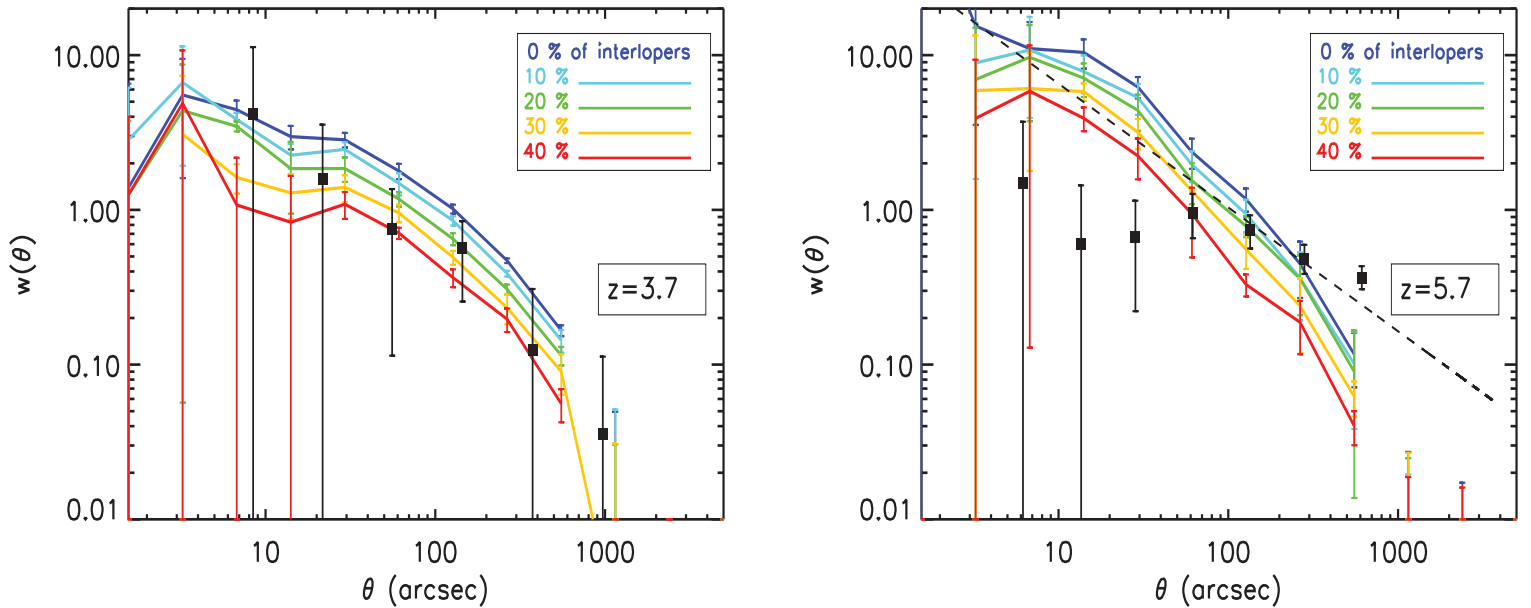


FIG. 6.15: Fonctions de corrélation anugulaire $\omega(\theta)$ des LAEs construites grâce à des cônes de 4 deg^2 pour $z= 3.69 \pm 0.03$ et 5.70 ± 0.05 . Ces deux redshifts correspondent aux deux autres relevés effectués par Ouchi et al. (2008), dont les données sont représentées par les symboles carrés. Ces données ont été récupérées dans Orsi et al. (2008). Les figures présentées ici sont équivalentes à celles de la figure 6.14 pour $z=3.1$. Les courbes de différentes couleur correspondent à l'inclusion de plusieurs fractions d'intrus, distribués aléatoirement en θ dans le cône. La courbe en pointillés sur la figure de droite est un ajustement analytique aux données de Ouchi et al. (2008) réalisé par Orsi et al. (2008). Cet ajustement a été effectué par méthode des mondres carrés χ^2 à l'aide d'une loi de puissance du type : $\omega(\theta) = A\theta^{-\beta}$ où $A = 1.56$ et $\beta = 0.8$.

et al. (2008) à $z=5.7$ contient peu de zones sur-denses, et soit assez homogène.

Sur les figures 6.14 et 6.15, la diminution de $\omega(\theta)$ à toutes les échelles, lorsque la fraction d'intrus augmente, semble suivre une relation particulière. Nous avons voulu quantifier cette évolution à l'aide d'un modèle simple.

Supposons que ρ_r est la densité réelle de la population d'objets dont on veut mesurer la fonction de corrélation ω_r . Si des intrus de densité ρ_i viennent contaminer la mesure, la densité d'objets qui sera observée est donnée par :

$$\rho_{\text{obs}} = \rho_r + \rho_i \quad (6.12)$$

De même, les densités moyennes des populations observée $\bar{\rho}_{\text{obs}}$, réelle $\bar{\rho}_r$ et d'intrus $\bar{\rho}_i$ sont reliées par :

$$\bar{\rho}_{\text{obs}} = \bar{\rho}_r + \bar{\rho}_i \quad (6.13)$$

Le contraste de densité observé δ_{obs} peut alors s'écrire :

$$\delta_{\text{obs}} = \frac{\rho_{\text{obs}} - \bar{\rho}_{\text{obs}}}{\bar{\rho}_{\text{obs}}} = \frac{\rho_r + \rho_i - \bar{\rho}_r - \bar{\rho}_i}{\bar{\rho}_r + \bar{\rho}_i} \quad (6.14)$$

Si f est la fraction d'intrus dans l'échantillon observé, la densité moyenne d'intrus est $\bar{\rho}_i = f\bar{\rho}_{\text{obs}}$. La densité moyenne réelle est alors $\bar{\rho}_r = (1-f)\bar{\rho}_{\text{obs}}$ et nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$\bar{\rho}_i = \frac{f}{1-f}\bar{\rho}_r, \quad \bar{\rho}_r = \frac{1-f}{f}\bar{\rho}_i \quad (6.15)$$

D'après l'équation 6.14, le contraste de densité observé est alors :

$$\begin{aligned} \delta_{\text{obs}} &= \frac{\rho_r + \rho_i - \bar{\rho}_r - \bar{\rho}_i}{\bar{\rho}_r + \bar{\rho}_i} \\ &= \frac{\rho_r - \bar{\rho}_r}{\bar{\rho}_r + \bar{\rho}_i} + \frac{\rho_i - \bar{\rho}_i}{\bar{\rho}_r + \bar{\rho}_i} \\ &= \frac{\rho_r - \bar{\rho}_r}{\bar{\rho}_r + \frac{f}{1-f}\bar{\rho}_r} + \frac{\rho_i - \bar{\rho}_i}{\frac{1-f}{f}\bar{\rho}_i + \bar{\rho}_i} \\ &= (1-f)\frac{\rho_r - \bar{\rho}_r}{\bar{\rho}_r} + f\frac{\rho_i - \bar{\rho}_i}{\bar{\rho}_i} \\ &= (1-f)\delta_r + f\delta_i \end{aligned} \quad (6.16)$$

où δ_r et δ_i sont, par définition, les contrastes de densité de la population réelle et de la population d'intrus respectivement.

D'après la définition donnée dans la section 6.6.2, la fonction de corrélation est : $\omega = \langle \delta\delta' \rangle$ où δ et δ' sont les contrastes de densité en deux endroits distincts. D'après l'équation 6.16, nous pouvons écrire la fonction de corrélation observée en fonction des fonctions de corrélation des populations réelles ω_r et d'intrus ω_i :

$$\begin{aligned} \omega_{\text{obs}} &= (1-f)^2 \langle \delta_r \delta_r' \rangle + f(1-f) \langle \delta_r \delta_i' \rangle + f(1-f) \langle \delta_i' \delta_r \rangle + f^2 \langle \delta_i \delta_i' \rangle \\ &= (1-f)^2 \langle \delta_r \delta_r' \rangle + f^2 \langle \delta_i \delta_i' \rangle \\ &= (1-f)^2 \omega_r + f^2 \omega_i \end{aligned} \quad (6.17)$$

Les termes croisés $\langle \delta_r \delta_i' \rangle$ et $\langle \delta_r' \delta_i \rangle$ sont nuls car les intrus et la population réelle que nous voulons sonder sont décorrélés.

Si, par exemple, la fraction d'intrus est égale à 10 % ou 40 %, nous avons :

$$\begin{aligned}\omega_{\text{obs}} &= 0.81\omega_r + 0.01\omega_i \quad (f = 10\%) \\ \omega_{\text{obs}} &= 0.36\omega_r + 0.16\omega_i \quad (f = 40\%) \end{aligned} \quad (6.18)$$

La fonction de corrélation des intrus ω_i est inconnue mais comme nous l'avons discuté plus haut, l'on peut s'attendre à ce que ces objets soient peu corrélés car ils ne sont pas forcément situés aux mêmes redshifts (cf section 3.3.2.3). En supposant donc que $\omega_i \ll \omega_r$, nous voyons que la fonction de corrélation observée ω_{obs} peut s'exprimer uniquement en fonction de ω_r :

$$\omega_{\text{obs}} \approx (1 - f)^2 \omega_r \quad (6.19)$$

Il se trouve que la variation de $\omega(\theta)$ en fonction des différentes fraction d'intrus f sur les figures 6.14 et 6.15 est très bien ajustée en multipliant le $\omega(\theta)$ total ($f = 0\%$) par $(1 - f)^2$.

La présence d'intrus dans les échantillons peut donc avoir un impact important sur la normalisation de la fonction de corrélation mesurée. Avec ce modèle simple, nous prédisons qu'elle est réduite d'un facteur ~ 0.8 si 10 % de l'échantillon est composé d'intrus, et d'un facteur ~ 0.4 si $f = 40\%$.

6.6.3.2 Variation de $\omega(\theta)$ avec la luminosité $\text{Ly}\alpha$

Une variation du signal de clustering en fonction de la luminosité des LAEs est mesurée par Ouchi et al. (2003) dans un relevé à $z \sim 4.9$. Leurs données sont représentées par des symboles carrés sur la figure 6.16. Ils trouvent que le clustering des LAEs lumineux (*bright*, en rouge) est légèrement plus fort que celui des objets peu lumineux (*faint*, en noir)

Nous avons cherché à étudier cet effet en reproduisant la coupure en luminosité $\text{Ly}\alpha$ de Ouchi et al. (2003). Les courbes rouge et noir sur la figure 6.16 illustrent les fonctions de corrélation prédites pour les objets *bright* ($\log L_{\text{Ly}\alpha} > 42.2$) et *faint* ($41.9 < \log L_{\text{Ly}\alpha} < 42.2$) respectivement.

Si l'accord entre les données et les prédictions est correcte pour les LAEs *bright*, il n'est en revanche pas très bon les objets *faint*. Cela provient peut-être du fait que le champ observé par Ouchi et al. (2003) est assez petit (543 arcmin^2) pour lequel l'incertitude due à la variance cosmique est non négligeable. Les cônes fictifs utilisés couvrent un champ de 4 deg^2 et la variance cosmique est donc moins importante.

L'augmentation de la normalisation de la fonction de corrélation angulaire en sélectionnant des LAEs plus lumineux mesurée par Ouchi et al. (2003) est qualitativement reproduite. Cela indique que les LAEs de plus forte luminosité $\text{Ly}\alpha$ sont situés dans des halos plus massifs en moyenne, comme l'indiquait la distribution de masse de halo par intervalle de flux $\text{Ly}\alpha$ présentée dans la section 6.5.3 (figure 6.11).

La mesure du clustering des Émetteurs $\text{Ly}\alpha$ est une contrainte supplémentaire à laquelle nous pouvons comparer notre modèle. En supposant une valeur raisonnable d'intrus ($f \sim 20\text{-}30\%$) dans les échantillons photométriques, nous obtenons un bon accord avec les données. Cela indique que notre modèle reproduit correctement la relation entre la luminosité $\text{Ly}\alpha$ des LAEs et la masse des halos qui les contiennent.

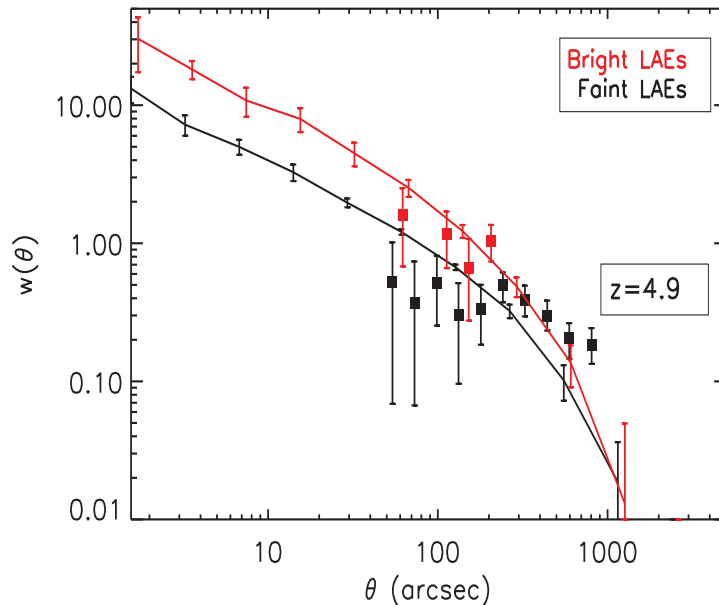


FIG. 6.16: Fonctions de corrélation anugulaire $\omega(\theta)$ des LAEs pour $z = 4.86 \pm 0.03$. Les prédictions du modèle sont comparées aux données de [Ouchi et al. \(2003\)](#) dans deux intervalles de luminosité $\text{Ly}\alpha$ différents : des LAEs lumineux (*bright*, $\log L_{\text{Ly}\alpha} > 42.2$, en rouge) et des LAEs moins lumineux (*faint*, $41.9 < \log L_{\text{Ly}\alpha} < 42.2$, en noir). Notons que le champ observé par [Ouchi et al. \(2003\)](#) est de 543 arcmin^2 , alors que nous avons utilisé des champ fictifs de 4 deg^2 . En réalisant la mesure de $\omega(\theta)$ sur des champs de taille identique à celui de [Ouchi et al. \(2003\)](#), on s'attend à avoir de plus grandes barres d'erreur.

Nous pouvons donc considérer que les prédictions du modèle concernant la masse des halos hôtes des LAEs qui seront détectés par le spectrographe intégral de champ MUSE sont raisonnables.

Parmi les différents relevés qu'il est prévu d'effectuer avec MUSE, le *Medium Deep Field* (MDF) est celui qui correspond le plus à la problématique de cette thèse. En effet, le MDF détectera un grand nombre d'objets à des flux $\text{Ly}\alpha$ de $10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, qui sont rarement atteints dans les relevés actuels. Pour comparaison, les grands relevés photométriques ont des limites de flux $\text{Ly}\alpha$ dix fois moins bonnes. Nous prédisons que le MDF pourra sonder une fraction de flux $\text{Ly}\alpha$ global 2 (resp. 5) fois plus importante que ces relevés photométriques pour $z \sim 3$ (resp. $z \sim 6$).

A cette profondeur, environ 2260 LAEs sont espérés entre $z=2.8$ et 6.7 , s'il est décidé de couvrir un champ de 10 arcmin^2 . D'après nos prédictions pour le MDF, la contribution du clustering dominera la variance totale sur les comptages de LAEs, toute la gamme de redshift couverte par MUSE. Environ 1500 LAEs devraient être détectés entre $z=2.8$ et 4 à des flux comparables à ceux de [Rauch et al. \(2008\)](#) et [Cassata et al. \(2011\)](#), permettant de mieux contraindre l'abondance de LAEs aux faibles luminosités de la fonction de luminosité $\text{Ly}\alpha$ à $z \sim 3$.

Les halos de matière noire que MUSE peut espérer tracer avec des LAEs de flux

$\text{Ly}\alpha$ atteignant à $10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ont des masses typiques de quelques $10^{10}M_{\odot}$ à $z\sim 3$ comme à $z\sim 6$. La population de galaxies formant peu d'étoiles devraient être accessibles avec le MDF, où des SFR de l'ordre de 0.1 (resp. 0.5) $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ sont prédits par notre modèle pour $z\sim 3$ (resp. $z\sim 6$).

Enfin, un autre intérêt de MUSE sera de collecter un large échantillon de spectres $\text{Ly}\alpha$ qui, dans les cas où le continu sera détecté, permettra d'aborder la question des grandes largeurs équivalentes $\text{Ly}\alpha$, encore mal contraintes à l'heure actuelle.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Sommaire

| | | |
|------------|------------------------|------------|
| 7.1 | Conclusions | 165 |
| 7.2 | Perspectives... | 167 |
| 7.2.1 | ... semi-analytiques | 167 |
| 7.2.2 | ... numériques | 168 |

7.1 Conclusions

La raie d'émission Ly α est un outil puissant pour sonder les galaxies lointaines, qui a permis la découverte de milliers d'Émetteurs Ly α entre $z \sim 3$ et $z \sim 7$. Grâce à ces observations, nous pouvons obtenir des informations importantes sur les premiers âges des galaxies. Les propriétés Ly α qui sont mesurées doivent être interprétées pour exploiter au mieux les observations. Cependant, pour tirer des enseignements sur les grandeurs statistiques des Émetteurs Ly α (e.g. l'évolution de la fonction de luminosité Ly α), et leurs caractéristiques physiques (masse, taux de formation stellaire, âge, etc), les effets de transfert de la raie Ly α doivent être pris en compte.

Dans cette thèse, j'ai proposé une modélisation originale des Émetteurs Ly α (LAE), basée sur le couplage d'un modèle semi-analytique de formation hiérarchique des galaxies (GALICS), et d'un modèle de transfert radiatif (MCLya).

GALICS fournit les propriétés physiques d'un large échantillon de galaxies à grand redshift, modélisées en post-traitement d'une simulation à N-corps qui décrit l'évolution hiérarchique des structures de matière noire. Nous avons obtenu un bon ajustement des fonctions de luminosité UV entre $z \sim 3$ et $z \sim 7$. Sur la base de ce modèle, nous pouvons prédire l'intensité de la raie Ly α produite par les galaxies, consécutivement à la formation d'étoiles.

Pour prendre en considération les effets de transfert de cette raie dans le milieu interstellaire, nous avons utilisé un modèle de coquille sphérique, homogène (gaz et poussière) et en expansion, dont les propriétés sont calculées à partir des grandeurs physiques des galaxies. Grâce au couplage de ce modèle avec GALICS, l'intensité et le profil de raie Ly α après transfert peuvent être prédits pour chaque galaxie. Malgré les hypothèses simplificatrices adoptées (émission Ly α centrale, sphéricité et homogénéité de la coquille), nous parvenons à reproduire un grand nombre des contraintes observationnelles relatives aux LAEs. Le bon accord global avec les données suggère que le modèle prend en compte une majeure partie des processus physiques essentiels qui sont mis en jeu dans les LAEs. Nous résumons ici les principaux résultats obtenus à partir

de notre modèle :

- A l'inverse de la plupart des modèles existants, nous trouvons que les propriétés Ly α des galaxies sont fortement dispersées vis-à-vis de leur taux de formation stellaire, et donc de leur masse. Nous prédisons que la fraction d'évasion Ly α est de l'ordre de l'unité dans les objets de faible masse. Pour les galaxies massives cependant, les valeurs de la fraction d'évasion Ly α sont largement distribuées entre zéro et un, en fonction des propriétés physiques des galaxies.
- Les fonctions de luminosité Ly α que nous prédisons reproduisent correctement les observations entre $z \sim 3$ et $z \sim 7$. Nous prédisons une forte abondance d'objets aux faibles luminosités Ly α .
- Les effets de sélection des LAEs dans les relevés ont une influence non négligeable sur les estimations observationnelles des fonctions de luminosité Ly α . Notamment, nous suggérons qu'ils soient, du moins en partie, à l'origine de la non-évolution *apparente* de la fonction de luminosité Ly α entre $z \sim 3$ et $z \sim 7$.
- Les profils de raie Ly α typiques des LAEs sont asymétriques et décalés vers le rouge après transfert dans la coquille de gaz en expansion. La transmission dans le milieu intergalactique n'a pas besoin d'être invoquée pour produire ce type de spectres.
- La majorité des LAEs ont des largeurs équivalentes Ly α en accord avec les prédictions théoriques (50 – 100 Å). Cependant, notre modèle ne permet pas d'expliquer les grandes largeurs équivalentes Ly α qui sont régulièrement mesurées. Même si des incertitudes instrumentales sont susceptibles d'expliquer en partie les grandes valeurs mesurées, il semble que des ingrédients physiques non inclus dans notre modèle soient requis pour les interpréter.
- Les LAEs ayant les plus fortes luminosités Ly α ne sont pas les objets les plus massifs. Ceci est en accord avec les estimations observationnelles qui indiquent que les LAEs communément observés ont des masses modérées.
- Les fonctions de corrélation angulaire mesurées dans les relevés photométriques grand champ sont bien reproduites par notre modèle en supposant une fraction réaliste d'intrus dans ces relevés. Ainsi, avec notre approche, la relation entre la luminosité Ly α des LAEs et la masse des halos qui les abritent correspond à ce qui est observé.
- Nous reproduisons de manière conjointe les propriétés UV des galaxies sélectionnées en UV et en Ly α . La plupart des LAEs ont une magnitude UV trop faible pour être détectés dans les relevés de galaxies à discontinuité de Lyman.
- Inversement, seule une fraction des galaxies massives et de forte magnitude UV (type galaxies à discontinuité de Lyman) présentent une raie Ly α en émission du fait de la dispersion de la fraction d'évasion Ly α que nous prédisons pour ces objets.

Bien que les données observationnelles soient encore assez hétérogènes, la comparaison avec des modèles théoriques, tels que celui proposé dans cette thèse, permet de mieux comprendre les Émetteurs Ly α à grand redshift. Grâce à l'apport conjoint des observations (en photométrie et en spectroscopie) et des modèles, une vision plus globale et plus cohérente de ces objets commence à émerger.

De nouvelles contraintes seront apportées dans les prochaines années, grâce notamment au spectrographe intégral de champ MUSE, dont l'un des principaux objectifs sera l'étude des LAEs entre $z \sim 2.8$ et $z \sim 6.7$. La recherche en aveugle de LAEs dans les champs observés par MUSE produira de larges échantillons d'objets de faible flux Ly α , nous permettant ainsi de sonder les progéniteurs des galaxies spirales de l'Univers local. Dans le but d'aider à la préparation des différents relevés qui seront effectués avec MUSE, nous avons utilisé notre modèle pour faire

diverses prédictions sur les LAEs que nous pouvons espérer détecter.

A l'aide du modèle MOMAF, nous avons généré un grand nombre de champs fictifs ayant les mêmes caractéristiques que ceux qu'il est prévu d'observer avec MUSE. Nous donnons des prédictions sur les comptages de LAEs que nous pouvons espérer obtenir dans les trois grands relevés qui sont programmés : *le Shallow Field survey*, *le Medium Deep Field survey* et *le Deep Field survey*. Pour des tailles de champs typiques de ceux que MUSE observera, nous nous attendons à une forte contribution de la variance cosmique à la variance totale.

Le relevé *Medium Deep Field*, qui sera effectué dans un champ d'une dizaine d'arcmin², détectera un grand nombre de LAEs à des flux Ly α pouvant atteindre 10^{-18} erg.s⁻¹.cm⁻², soit une limite de détection dix fois meilleure que celle des grands relevés photométriques. Notre modèle prévoit que plus de deux milles LAEs seront obtenus dans un tel relevé, ce qui nous permettra d'aborder de manière statistique la question des objets peu massifs entre $z \sim 2.8$ et $z \sim 6.7$. Notamment, cette population abondante de galaxies de faible flux Ly α est supposée avoir fortement contribué à la formation d'étoiles dans les premiers milliards d'années de l'Univers.

Enfin, lorsque les relevés de MUSE débiteront, notre modèle sera utile à l'interprétation des larges échantillons de données qui seront obtenus.

7.2 Perspectives...

7.2.1 ... semi-analytiques

Plusieurs questions supplémentaires pourront être abordées dans le futur pour continuer à exploiter notre modèle semi-analytique de LAEs. Nous donnons ici trois exemples.

Tout d'abord, dans le contexte de MUSE, la question du gain apporté par le pointage de champs *lentillés* constitue un aspect important dans l'optimisation de la stratégie observationnelle. En effet, l'utilisation d'amas comme lentilles gravitationnelles améliore le limite de flux effective du relevé, et peut conduire à l'observation de LAEs à des flux Ly α encore plus faibles que pour un champ non lentillé. L'application des modèles de lentille gravitationnelle de R. Pello et J. Richard à nos catalogues de LAEs permettrait de quantifier l'avantage que MUSE aurait à pointer des champs lentillés.

Ensuite, étant donnée la taille modérée des champs qu'il est prévu d'observer avec MUSE (au maximum 100 arcmin²), l'étude du clustering grâce à la fonction de corrélation angulaire des LAEs ne fournira que peu d'informations. En revanche, dans la direction radiale, nous devrions pouvoir aborder la question de la répartition spatiale des LAEs à l'aide de la fonction de corrélation angulaire à trois dimensions. Des travaux préliminaires ont été effectués dans ce sens à l'aide des champs fictifs que nous avons à notre disposition, et il serait intéressant de les finaliser pour comparer les prédictions du modèle avec les données que MUSE fournira.

Enfin, du point de vue théorique, il serait intéressant de suivre l'évolution hiérarchique des galaxies sélectionnées en Ly α et en UV en dessous de $z \sim 3$ avec notre modèle, dans le but d'étudier la nature de leurs descendants respectifs dans l'Univers local. Étant donné que la simulation de matière noire utilisée dans cette thèse pour notre modèle de LAEs s'arrêtait à $z \sim 2.7$, nous avons récemment relancé les calculs pour atteindre $z=0$.

7.2.2 ... numériques

En parallèle de la modélisation semi-analytique des Émetteurs Ly α et l'étude de ces objets dans le contexte cosmologique, j'ai participé durant la dernière année de ma thèse à des projets numériques visant à décrire de manière détaillée le transfert de la raie Ly α . Ce travail sur des Émetteurs Ly α *individuels* est tout particulièrement intéressant car il est complémentaire de l'approche statistique présentée dans cette thèse.

Ces projets utilisent des galaxies issues de simulations hydrodynamiques réalisées avec le code RAMSES. En plus des processus majeurs gouvernant la formation des galaxies (formation stellaire, enrichissement en métaux, rétroaction des supernovae, etc), ce type de simulation modélise l'évolution, la densité, la température et la cinématique du gaz dans le milieu interstellaire. La méthode utilisée dans ces simulations, dite *de raffinement adaptatif*, permet de résoudre spatialement les régions où le gaz est plus dense, et donc de décrire de manière plus réaliste la structure inhomogène du milieu interstellaire. A. Verhamme et Y. Dubois ont adapté le code de transfert MCLya à ce type de simulation. J. Blaizot et moi-même avons participé à l'optimisation et la validation du code.

Le premier projet, mené par A. Verhamme et Y. Dubois, consiste à comparer le transfert des photons Ly α dans des galaxies isolées dans leur halo de matière noire ayant des résolutions spatiales différentes. Cette étude montre que le transfert Ly α est très sensible à la structure et l'état thermique du milieu interstellaire. Pour une galaxie simulée à haute résolution (~ 20 parsec), la présence de grumeaux de gaz plus denses et plus froids réduit d'un facteur dix la fraction d'évasion Ly α par rapport à une simulation à plus basse résolution (~ 150 parsec), dans laquelle le milieu interstellaire est plus chaud et plus homogène. Ce travail pointe également l'importance de l'effet d'inclinaison des galaxies sur les propriétés Ly α qui sont observées selon différentes lignes de visée (Verhamme et al., in prep).

Dans un second projet, nous avons voulu étendre ce travail en incorporant de nouveaux ingrédients. Premièrement, pour prendre en compte l'influence de l'environnement des galaxies sur l'évasion des photons Ly α et la forme des profils de raie, nous avons utilisé une simulation cosmologique réalisée par J. Devriendt et A. Slyz, toujours avec le code RAMSES. Du fait des contraintes liées au temps de calcul, cette simulation est réalisée à basse résolution. Toutefois, un avantage tout particulier du code RAMSES est qu'il permet de re-simuler une région soigneusement choisie de la simulation cosmologique, en effectuant un zoom sur la galaxie qui nous intéresse (et donc améliorer sa résolution spatiale grâce au raffinement adaptatif). Ainsi, nous avons à la fois accès à une description fine de la galaxie ($\lesssim 10$ parsec de résolution) et à son environnement. Ce type d'approche permet donc d'étudier et d'analyser les propriétés du transfert Ly α dans un milieu encore plus réaliste. Dans les derniers mois, j'ai démarré le post-traitement d'une galaxie plutôt massive ($\sim 10^{10} M_{\odot}$) avec le code MCLya, en collaboration avec A. Verhamme et J. Blaizot. L'analyse des résultats est actuellement en cours.

Pour conclure, ce type de travaux constitue une étape essentielle dans le processus de décryptage des mécanismes influant sur le transfert Ly α , et donc dans l'interprétation des propriétés des galaxies que nous observons. Ainsi, l'association des efforts réalisés avec les modèles semi-analytiques et les simulations numériques amélioreront de manière certaine notre compréhension des Émetteurs Ly α , et des galaxies lointaines en général.

Annexes

Comptages de LAEs

Nous donnons ici les prédictions de comptages de LAEs détectables par le spectrographe MUSE et les estimations de la variance cosmique pour des champs fictifs de 10 et 100 arcmin².

| redshift / F_{lim} | 4×10^{-19} | 1×10^{-18} | 2.5×10^{-18} | 5×10^{-18} | 1×10^{-17} |
|----------------------|---|---|--|---|---|
| 2.8 – 4 | $3499.0 \pm_{59.1}^{400.0}$ | $1528.8 \pm_{39.1}^{204.4}$ | $719.1 \pm_{26.8}^{110.6}$ | $353.6 \pm_{18.8}^{62.5}$ | $157.6 \pm_{12.6}^{32.9}$ |
| 4 – 5 | $1519.7 \pm_{39.0}^{275.1}$ | $506.1 \pm_{22.5}^{111.8}$ | $191.5 \pm_{13.9}^{50.8}$ | $75.5 \pm_{8.7}^{24.1}$ | $26.0 \pm_{5.1}^{10.3}$ |
| 5 – 6 | $612.9 \pm_{24.8}^{147.8}$ | $181.5 \pm_{13.5}^{56.0}$ | $60.2 \pm_{7.8}^{22.5}$ | $20.1 \pm_{4.5}^{9.6}$ | $5.7 \pm_{2.4}^{3.9}$ |
| 6 – 6.7 | $158.5 \pm_{12.6}^{57.1}$ | $44.0 \pm_{6.6}^{20.2}$ | $12.8 \pm_{3.6}^{7.6}$ | $3.7 \pm_{1.9}^{3.1}$ | $1.0 \pm_{1.0}^{1.2}$ |
| 2.8 – 6.7 | $5790.1 \pm_{76.1}^{502.9}$ | $2260.4 \pm_{47.5}^{236.2}$ | $983.6 \pm_{31.3}^{122.7.0}$ | $452.9 \pm_{21.9}^{67.4}$ | $190.3 \pm_{13.8}^{34.8}$ |

TAB. 1: Prédictions de comptages de LAEs dans un champ de 10 arcmin² dans quatre intervalles de redshift obtenues avec 1000 cônes de 10 arcmin². A une limite de flux donné F_{lim} (en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$), chaque élément du tableau contient le nombre moyen de détections $\langle N \rangle$, l'écart-type σ (exposant) et l'erreur poissonienne σ_P (indice). Le tableau se lit donc comme ceci : $\langle N \rangle \pm_{\sigma_P}^{\sigma}$. La dernière ligne donne les comptages totaux pour l'intervalle de redshift complet : $z=2.8$ et 6.7 . Les erreurs correspondantes sont la racine carrée de la somme quadratique des erreurs dans chaque intervalle de redshift. Les valeurs moyennes obtenues avec ces cônes sont assez similaires de celles réalisées sur des cônes de taille différentes. En revanche, l'écart-type dépend fortement de la taille des champs utilisés. La *variance cosmique* sera investiguée dans la Section suivante [6.4.2](#).

| redshift / F_{lim} | 4×10^{-19} | 1×10^{-18} | 2.5×10^{-18} | 5×10^{-18} | 1×10^{-17} |
|----------------------|--|--|---|---|---|
| 2.8 – 4 | $35026.8 \pm_{187.2}^{2815.8}$ | $15297.7 \pm_{123.7}^{1420.9}$ | $7187.5 \pm_{84.8}^{764.7}$ | $3530.8 \pm_{59.4}^{425.3}$ | $1570.6 \pm_{39.6}^{215.9}$ |
| 4 – 5 | $15400.1 \pm_{124.1}^{1831.5}$ | $5143.6 \pm_{71.7}^{729.1}$ | $1946.3 \pm_{44.1}^{323.6}$ | $771.1 \pm_{27.8}^{148.4}$ | $266.3 \pm_{16.3}^{60.8}$ |
| 5 – 6 | $6085.6 \pm_{78.0}^{920.5}$ | $1795.2 \pm_{42.4}^{323.1}$ | $593.7 \pm_{24.4}^{126.4}$ | $198.6 \pm_{14.1}^{50.8}$ | $55.2 \pm_{7.4}^{17.9}$ |
| 6 – 6.7 | $1606.2 \pm_{40.1}^{349.8}$ | $448.0 \pm_{21.1}^{119.7}$ | $131.4 \pm_{11.5}^{44.2}$ | $37.9 \pm_{6.1}^{16.1}$ | $9.9 \pm_{3.1}^{5.9}$ |
| 2.8 – 6.7 | $58118.7 \pm_{241.1}^{3504.9}$ | $22684.5 \pm_{150.6}^{1635.4}$ | $9858.9 \pm_{99.2}^{840.2}$ | $4538.5 \pm_{67.4}^{453.6}$ | $1902.1 \pm_{43.6}^{225.4}$ |

TAB. 2: Prédictions de comptages de LAEs dans un champ de 100 arcmin² dans quatre intervalles de redshift obtenues avec 1000 cônes de 100 arcmin². A une limite de flux donné F_{lim} (en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$), chaque élément du tableau contient le nombre moyen de détections $\langle N \rangle$, l'écart-type σ (exposant) et l'erreur poissonienne σ_P (indice). Le tableau se lit donc comme ceci : $\langle N \rangle \pm_{\sigma_P}^{\sigma}$. La dernière ligne donne les comptages totaux pour l'intervalle de redshift complet : $z=2.8$ et 6.7 . Les erreurs correspondantes sont la racine carrée de la somme quadratique des erreurs dans chaque intervalle de redshift. Les valeurs moyennes obtenues avec ces cônes sont assez similaires de celles réalisées sur des cônes de taille différentes. En revanche, l'écart-type dépend fortement de la taille des champs utilisés. La *variance cosmique* sera investiguée dans la Section suivante 6.4.2.

Article soumis à MNRAS

Modelling high redshift Lyman-alpha Emitters

T. Garel¹, J. Blaizot¹, B. Guiderdoni¹, D. Schaerer^{2, 3}, A. Verhamme¹, M. Hayes²

¹ CRAL, Observatoire de Lyon, Université Lyon 1, 9, Avenue Ch. André, 69561 Saint Genis Laval Cedex, France

² Observatoire de Genève, Université de Genève, 51, Ch. des Maillettes, CH-1290 Versoix, Switzerland

³ CNRS, IRAP, 14 Avenue E. Belin, F-31400 Toulouse, France

7 September 2011

ABSTRACT

We present a new model for high redshift Lyman-Alpha Emitters (LAEs) in the cosmological context which takes into account the resonant scattering of Ly α photons through expanding gas. The GALICS semi-analytic model provides us with the physical properties of a large sample of high redshift galaxies. We implement, in post processing, a shell model for each galaxy based on simple scaling arguments. The coupling with a library of numerical experiments of Ly α transfer through expanding (or static) dusty shells of gas allows us to derive the Ly α escape fraction and profile of each galaxy. Results obtained with this new approach are compared with simpler models often used in the literature.

The predicted distribution of Ly α photons escape fraction shows that galaxies with a low star formation rate have a f_{esc} of the order of unity, suggesting that, for those objects, Ly α may be used to trace the star formation rate assuming a given conversion law. In galaxies forming stars intensely, the escape fraction spans the whole range from 0 to 1. Our Ly α model is able to get a good match to the Ly α LF data at $3 < z < 5$. We find that we are in good agreement with both the bright data and the faint LAE population observed by Rauch et al. (2008) at $z = 3$ whereas a simpler *constant Ly α escape fraction* model fails to do so. Most of the Ly α profiles of our LAEs are redshifted by the diffusion in the expanding gas which suppresses IGM absorption and scattering. The bulk of the observed Ly α equivalent width distribution is recovered by our model, but we fail to obtain the very large values sometimes detected. Our predictions for stellar masses and UV LFs of LAEs show a satisfactory agreement with observational estimates. The UV-brightest galaxies are found to show only low Ly α equivalent widths in our model, as it is reported by many observations of high redshift LAEs. Our interpretation of this effect is that UV-bright objects are massive and old galaxies containing large amount of HI gas which quench preferentially resonant Ly α photons via dust extinction.

1 INTRODUCTION

High-redshift star-forming galaxies are expected to produce strong Ly α emission lines (Partridge & Peebles 1967; Charlot & Fall 1993; Valls-Gabaud 1993). Massive, hot stars are intense sources of hydrogen-ionizing UV photons which turn part of the ISM gas into HII regions. Ly α photons are produced by recombination of this gas. Although high-redshift Ly α emitting galaxies have long been sought without success, the number of detections has grown quickly during the last decade, thanks to narrow-band searches (Hu et al. 1998; Kudritzki et al. 2000; Shimasaku et al. 2006; Ouchi et al. 2008, 2010; Hu et al. 2010), deep spectroscopic follow-ups of UV-selected galaxies (Shapley et al. 2003; Tapken et al. 2007), and deep spectroscopic blind searches (van Breukelen et al. 2005; Rauch et al. 2008).

Although observed samples of high redshift Lyman-alpha Emitters (hereafter LAEs) have become large enough to derive statistical constraints (e.g. Ly α and UV luminosity functions, hereafter LF), uncertainties remain as a result of measurement errors and differences in survey detection thresholds. The physics in-

involved in LAEs, and especially their Ly α escape fractions, are still poorly understood. Indeed, the travel of Ly α photons from their emission regions through the galaxy and the intergalactic medium (IGM) is complicated. The resonant nature of the Ly α line increases dramatically the traveling path of the photons in the optically-thick interstellar gas, enhancing dust absorption even in metal-poor galaxies. Spectroscopic studies of Ly α emitting galaxies (Kunth et al. 1998; Pettini et al. 2001; Dawson et al. 2002; Shapley et al. 2003; Tapken et al. 2004, 2006, 2007) have shown that the line profile is complex, and can have many shapes (P-Cygni, redward asymmetry, double bump). The measure of the interstellar absorption lines with respect to Ly α by Shapley et al. (2003) suggests that gas outflows (probably triggered by supernova feedback) of neutral hydrogen take place in those galaxies. Recent spectroscopic measurements led by McLinden et al. (2011) in two $z \sim 3$ LAEs support this idea. An expanding shell of gas surrounding the galaxy is often proposed as an explanation of this feature and the general shape of the Ly α line (Tenorio-Tagle et al. 1999; Mas-Hesse et al. 2003; Verhamme et al. 2006; Dijkstra & Loeb 2008).

| Article | Model | Ly α model | Ly α LF | UV LFs of LAEs | UV LFs | IGM | σ_8 |
|-------------------------------|---------------|--|----------------|----------------|--------|-----|------------|
| Le Delliou et al. (2006) | SAM (GALFORM) | $f_{\text{esc}} = \text{const.}$ | yes | no | no | no | 0.93 |
| Mao et al. (2007) | ST | $f_{\text{esc}} = f_{\text{IGM}} \times e^{-A_{\lambda}/1.08}$ | yes | no | yes | yes | 0.80 |
| Kobayashi et al. (2007, 2010) | SAM (Mitaka) | $f_{\text{esc}} = \text{const./screen/slab}$ | yes | yes | yes | yes | 0.90 |
| Nagamine et al. (2008) | GADGET2 | $f_{\text{esc}} = \text{const./Duty cycle}$ | yes | yes | yes | yes | 0.90 |
| Tilvi et al. (2009) | GADGET2 | $f_{\text{esc}} = 1/\text{Duty cycle}$ | yes | no | no | no | 0.82 |
| Samui et al. (2009) | PS-ST | $f_{\text{esc}} = \text{const./Duty cycle}$ | yes | yes | yes | no | 0.80 |
| Zheng et al. (2010) | PMM N body | RT in IGM (no dust) | yes | yes | yes | yes | 0.82 |
| Dayal et al. (2008) | GADGET2 | $f_{\text{esc}} = \exp(-\tau_{\text{IGM}}) \times \text{const.}$ | yes | yes | no | yes | 0.82 |
| this paper | SAM (GALICS) | $f_{\text{esc}} = \text{RT}$ | yes | yes | yes | yes | 0.76 |

Table 1. Non-exhaustive summary of existing Ly α cosmological models in the literature. **SAM:** Semi-analytic model. **PS:** Press-Schechter formalism. **ST:** Sheth-Tormen formalism. **PMM:** Particle Multi Mesh. **RT:** Radiation transfer

In the past years, there has been an intense investigation on the properties of LAEs in the context of hierarchical galaxy formation, through semi-analytic or "hybrid" models, or numerical simulations (e.g. Le Delliou et al. 2005, 2006; Kobayashi et al. 2007; Nagamine et al. 2008; Samui et al. 2009). Although the implementation of galaxy formation processes include state-of-the-art prescriptions, the modelling of the complicated mechanisms of Ly α photons transfer through the interstellar medium (ISM), and their escape from the galaxies, is usually very sketchy. The authors frequently assume a *constant Ly α escape fraction* model, and try to reproduce data (i.e Ly α luminosity functions) by adjusting the escape fraction as a free parameter ($f_{\text{esc}} = 0.02 - 0.60$ at $3 < z < 6$ according to models). This approach appears to work in a satisfactory way, as far as it is possible to get a fit of the bright end of the LAE Ly α luminosity function. However, the deduced value of the free parameter f_{esc} is not "explained", and these models fail to reproduce the faint LAE population reported by Rauch et al. (2008) at $z \sim 3$, down to a flux of $\sim 10^{-18} \text{erg.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

A *duty cycle* scenario (in which only a fraction of the galaxies are turned on as LAEs at a given time, or are able to be detected because of selection criteria) has also been invoked to reproduce the observed Ly α LF. Nagamine et al. (2008) report that a stochastic scenario is favoured compared to a *constant Ly α escape fraction* model as a result of the comparison with observational data. For the *duty cycle* model, they require a fraction of star forming galaxies observable as LAEs at a given time equal to 0.07 (0.20) at $z = 3$ (6). Samui et al. (2009) fit their free parameters which contain the Ly α escape fraction and the number of galaxies turned on as LAEs, on the observed Ly α LFs and UV LFs of LAEs. Their *duty cycle* parameter has to vary with redshift in order to agree with the data.

Tilvi et al. (2009) relate the Ly α luminosity to the halo mass accretion rate, and are able to reproduce the observed Ly α LF by fitting a single parameter, namely the product of the star-formation efficiency and the Ly α timescale. However, they assume that all Ly α photons are able to escape their model galaxies ($f_{\text{esc}} = 1$), which is not consistent with observations of LAEs and Lyman Break Galaxies (hereafter LBGs) (e.g. Hayes et al. 2010).

More physical models, taking into account the properties of the galaxies (assuming slab and screen-type dust attenuation of the ISM), have been investigated by Kobayashi et al. (2007, 2010) and Mao et al. (2007). Kobayashi et al. (2007, 2010) need two free parameters to reproduce the Ly α LF data over the redshift range $3 < z < 6$. Mao et al. (2007) reproduce the Ly α LFs data at $z = 4.9, 5.7$ and 6.4 , but they need to vary the IGM transmission.

In parallel to these empirical approaches, several Ly α radiation transfer codes have been developed (Zheng & Miralda-Escudé

2002; Verhamme et al. 2006; Dijkstra et al. 2006; Hansen & Oh 2006; Laursen & Sommer-Larsen 2007) including different physics such as dust, gas kinematics, geometry, deuterium, etc. Zheng et al. (2010) perform Ly α radiative transfer through the circumgalactic medium in a cosmological box, but they do not incorporate dust into their model and do not resolve galaxies. Laursen et al. (2009) focus on a few high-resolution galaxies, but the CPU cost of such experiments does not allow one to process large samples of objects. Indeed, carrying out Ly α line transfer in large simulated volumes, and with a resolution high enough to describe the ISM structure and kinematics, is out of CPU reach today. Hence, the need for simplified semi-analytic models remains. A non-exhaustive summary of the LAE models in the literature is given in Table 1.

The purpose of this paper is to make one step further towards a more realistic semi-analytic approach. To this aim, we present a new model for Ly α emission from high redshift galaxies, which relies on two main ingredients. First, we use GALICS (for *Galaxies in Cosmological Simulations*), a hybrid model of hierarchical galaxy formation in which galaxy formation and evolution are described as the post-processing of outputs of numerical simulations of a large cosmological volume of dark matter (Hatton et al. (2003)). Second, we use a large library of radiation transfer models (Schaerer et al. 2011) computed with an updated version of MCLya (Verhamme et al. 2006), which describes the Ly α transfer through spherical expanding or static shells¹ of neutral gas and dust. We implement a simple shell model in post-processing of GALICS, based on scaling arguments, to infer the shell parameters of the MCLya library for each model galaxy.

The advantage of this model with respect to *constant Ly α escape fraction* models is that it computes the Ly α escape fraction of each model galaxy according to its physical properties. In addition, it improves on *screen* or *slab* models by including the resonant radiative transfer of the Ly α line, and by assuming a geometry and kinematics suggested by the observations. With this new tool, we are able to compare our results with existing statistical data such as Ly α and UV LFs, Ly α equivalent width distributions, stellar masses and the Ando effect (see Ando et al. 2006; Kobayashi et al. 2010).

The outline of the article is as follows. We describe the GALICS galaxy formation model in Sect. 2, and the Ly α and shell models in Sect. 3. In Sect. 4, we present the distributions of Ly α escape fractions we predict, and the Ly α LFs they yield. We discuss

¹ Note that our model does not include Ly α radiative transfer through infalling gas.

how these LFs are impacted by (i) equivalent width selections and (ii) IGM transmission. In Sect. 5, we show that our model matches most statistical constraints ($Ly\alpha$ equivalent width distributions, UV LFs of LAEs, stellar masses and the Ando effect), and we use it to discuss their origin. Finally, Sect. 6 summarizes the results and gives a brief discussion.

2 THE GALICS HYBRID MODEL

In the present paper, we use an updated version of the GALICS model (Hatton et al. 2003; Blaizot et al. 2004). We briefly describe the relevant details below.

2.1 Dark matter simulation

We use a dark matter cosmological simulation run by the Horizon project² using the public version of Gadget³ (Springel 2005). This simulation uses 1024^3 particles of mass $m_p \sim 8.5 \times 10^7 M_\odot$ to describe the formation and evolution of dark matter (DM) structures in a comoving volume of $100h^{-1}\text{Mpc}$ on a side. It assumes a cosmology and initial conditions which are consistent with WMAP third year results (Spergel et al. 2007), namely: $h = 0.73$, $\Lambda = 0.76$, $\Omega_m = 0.24$, $\Omega_b = 0.04$, and $\sigma_8 = 0.76$.

About 100 snapshots were saved to disk, regularly spaced in expansion factor by $\delta a = 0.01$. We processed each of these snapshots to identify DM haloes with a friends-of-friends (FOF) algorithm, using a linking length $b = 0.20$ and keeping only groups with more than 20 particles, i.e. more massive than $1.7 \times 10^9 M_\odot$. This mass resolution is sufficient for our present study, which addresses galaxy formation after reionization ($z < 5$), when we expect the intergalactic medium's temperature to prevent gas from collapsing within dark matter haloes of lower masses (e.g. Okamoto et al. 2008). Finally, we follow Tweed et al. (2009) to construct merger trees from our halo catalogs at all timesteps.

2.2 Baryonic prescriptions

The version of GALICS we use here is an update from Hatton et al. (2003) and Cattaneo et al. (2008), with 3 major differences which are relevant for the present study: (i) the way galaxies get their gas, (ii) the way galaxies form stars, and (iii) the way we compute extinction of UV light by dust.

First, the new paradigm that has emerged in recent years about gas supply into high redshift galaxies (e.g. Dekel & Birnboim 2006) has led us to replace the classical gas cooling mechanism by filamentary accretion of cold gas. In practice, for the redshift range which we explore here ($3 < z < 5$), this means that galaxies accrete gas from the IGM at a rate directly proportional to the halo growth, with a delay set by the free-fall time instead of the cooling time.

Second, we use a Kennicutt-type law to model star formation. The low value of σ_8 from WMAP third year results has led us to enhance star formation significantly compared to the local law of Kennicutt (1998), in order to fit high-redshift observations. In practice, we compute the star formation rate as

$$\frac{\text{SFR}}{M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}} = \epsilon \times 0.0328 \left(\frac{M_{\text{cold,comp}}}{10^{11} M_\odot} \right)^{1.4} \left(\frac{R_{\text{comp}}}{1 \text{Mpc}} \right)^{-0.8}, \quad (1)$$

² <http://www.projet-horizon.fr>

³ <http://www.mpa-garching.mpg.de/gadget/>

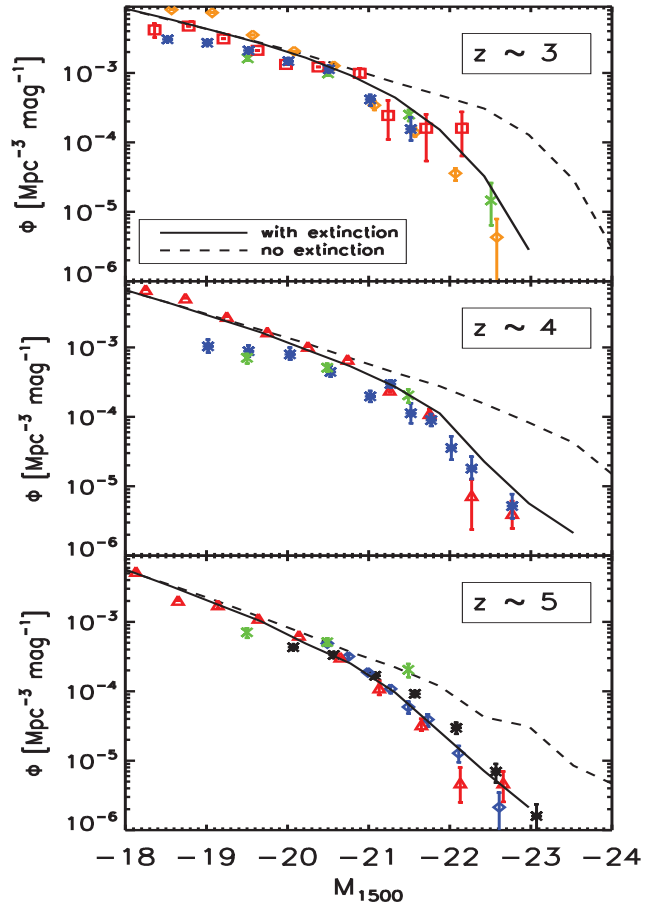


Figure 1. Absolute rest-frame UV LFs (at 1500 \AA) at $z \sim 3, 4$ and 5 . In each plot, the solid line refers to the UV LF after extinction while the dashed line represents the non extinguished LF. Data points are from Reddy et al. (2008) (orange diamonds), Arnouts et al. (2005) (red squares), Sawicki & Thompson (2006) (blue asterisks), Gabasch et al. (2004) (green crosses), Bouwens et al. (2007) (red triangles), Iwata et al. (2007) (black asterisks) and McLure et al. (2009) (blue diamonds).

and we assume a Kennicutt IMF (Kennicutt 1983). $M_{\text{cold,comp}}$ and R_{comp} are respectively the mass of cold (i.e. neutral) gas in the ISM and the radius of each galaxy component: disc, bulge and burst (see Hatton et al. 2003, for details). ϵ is the star formation efficiency parameter.

Third, we now compute extinction by dust using a simple screen model, which is consistent with our expanding shell scenario (see Sec. 3), and we introduce a redshift dependency in the dust-to-gas ratio. In practice, we follow Hatton et al. (2003) and write the dust optical depth as

$$\tau_{\text{dust}}(\lambda) = \left(\frac{A_\lambda}{A_V} \right)_{Z_\odot} \left(\frac{Z}{Z_\odot} \right)^{1.35} \left(\frac{N_{\text{H}}}{2.1 \times 10^{21}} \right) f(z), \quad (2)$$

where $(A_\lambda/A_V)_{Z_\odot}$ is the extinction curve for solar metallicity taken from Mathis et al. (1983), Z is the metallicity of the absorbing gas (equal to that of the ISM), and N_{H} is the HI column density. We compute this latter quantity with Eq. 10, written for the expanding shell. It is worth noting, however, that because of our choice of parameters for the shell, Eq. 10 is very similar to that used in Hatton et al. (2003, eq. 6.3). The last term in Eq. 2 introduces a scaling of the dust-to-gas ratio with redshift as $f(z) = (1+z)^{-1/2}$. This scaling is in broad agreement with observational results of e.g. Reddy

et al. (2006), and has already been used in models, e.g. by Kitzbichler & White (2007). Finally, we compute the spectral energy distributions (SEDs) of our model galaxies with the STARDUST library (Devriendt et al. 1999), as in Hatton et al. (2003), and extinguish them using a screen model:

$$L_{\text{obs}}(\lambda) = e^{-\tau_{\text{dust}}(\lambda)} L_{\text{intrinsic}}(\lambda). \quad (3)$$

Such a model allows us to be consistent both with the physical scenario we implement and with the absorption in the continuum found in the MCLya library (see Sec. 3.2.1).

In order to adjust our model at high redshift, we want to be able to reproduce the UV LFs at $z \sim 3, 4,$ and 5 . To do so, we adjust the star formation efficiency parameter ϵ . $\epsilon = 1$ gives the Kennicutt law as observed at low redshifts. In the present model, we need to adopt $\epsilon = 25$ to fit the UV LFs. Although this may seem extreme, some theoretical works suggest that indeed star formation is a more violent process at high redshifts (Somerville et al. 2001). On the observational side, there are quite few estimates of the star formation efficiency at high redshift. Baker et al. (2004) measured the SFR and molecular gas density in a $z = 3$ LBG and found that the relation between them agrees with the $\epsilon = 1$ Kennicutt law. However, using their molecular gas density measurement at 1σ can yield $\epsilon = 5$. With a recent WMAP-5 cosmology simulation, we find that GALICS can reproduce the UV LF between $z = 3$ and 5 with a star formation efficiency ϵ of only 5 . We have checked that it has very little impact on the statistical properties of high-redshift galaxies in our model. More importantly, the results of the Ly α model remain fully consistent with those presented in the present article. Therefore, we think that, even if it may appear as a strong deviation from local values, the high-redshift star formation efficiency we have used is not a serious problem, and can be decreased with simulation runs with an updated cosmology. These results will be presented in a next paper (Garel et al., in prep). Also, and perhaps more importantly, the idea of the present work is to use GALICS as a framework to explore the implications of our model for Ly α emission. In this prospect, it is only important for us here to have a model which reproduces somehow galaxy properties at high redshift.

In Figure 1, we show the rest-frame UV LFs in a filter centered at 1500 \AA , at $z \sim 3, 4,$ and 5 , with $\epsilon = 25$. In each panel, the solid line shows our predictions (including the effect of dust) and gives a good match to the observational data. The dashed line shows our predictions prior to extinction. The strong attenuation ($\sim 1 \text{ mag}$) we find at the bright end corresponds to the lower limit suggested by the analysis of LBGs (Pettini et al. 1998; Steidel et al. 1999; Blaizot et al. 2004).

We can now turn to investigating the Ly α properties of our high-redshift model galaxies.

3 LY α MODEL

One can write the Ly α luminosity $L_{\text{Ly}\alpha}$ of a galaxy as

$$L_{\text{Ly}\alpha} = L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} \times f_{\text{esc}}, \quad (4)$$

where $L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$ is the *intrinsic* Ly α luminosity, and f_{esc} is the fraction of these photons that actually escape the galaxy. The first term is dominated by recombinations from photo-ionized gas in HII regions, and we compute it in Sec. 3.1. The second term is the result from complex resonant radiative transfer. We present our model for f_{esc} in Sec. 3.2, and discuss its basic properties. In Sec. 3.3, for

the sake of discussion and comparison, we present a selection of alternative models found in the literature.

The possible attenuation of the Ly α line by the IGM is discussed later (cf 4.4).

3.1 Intrinsic Ly α luminosities

We compute the production rate of hydrogen-ionizing photons $Q(H)$ by integrating each galaxy's SED up to 912 \AA . We then write the intrinsic Ly α luminosity as:

$$L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} = \frac{2}{3} Q(H) (1 - f_{\text{esc}}^{\text{ion}}) \frac{hc}{\lambda_{\alpha}}, \quad (5)$$

where $\lambda_{\alpha} = 1216 \text{ \AA}$ is the Ly α line center, $f_{\text{esc}}^{\text{ion}}$ is the escape fraction of ionizing photons, c the speed of light, h the Planck constant, and the factor $\frac{2}{3}$ comes from the case B recombination (Osterbrock 1989). Throughout this paper, we assume that galaxies are ionization-bound so that $f_{\text{esc}}^{\text{ion}} = 0$.

We assume the intrinsic Ly α line profile (Φ) to be a Gaussian centered on λ_{α} and with a width given by the rotational velocity v_{rot} of the sources in the gravitational potential of the galaxy:

$$\Phi(\lambda) = \frac{c}{\sqrt{\pi} v_{\text{rot}} \lambda_{\alpha}} e^{-\left(\frac{c(1-\lambda/\lambda_{\alpha})}{v_{\text{rot}}}\right)^2}. \quad (6)$$

The intrinsic Ly α equivalent width ($EW_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$) is simply

$$EW_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}} = \frac{L_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}}{L_{1216}^{\text{intr}}}, \quad (7)$$

where L_{1216}^{intr} is the unattenuated continuum luminosity estimated by integrating each galaxy's SED from 1200 \AA to 1230 \AA .

3.2 Fiducial radiative transfer model

In our model, the Ly α line properties are determined by resonant scattering through an expanding ISM. In practice, we compute the Ly α line properties for each model galaxy as a post-processing step of GALICS as follows. First, we follow Verhamme et al. (2008) and model the expanding ISM as an expanding shell of neutral gas and dust. We relate the shell parameters to each model galaxy's physical properties in Section 3.2.2. Second, we use the Schaerer et al. (2011) numerical library to derive accurately the Ly α profile and escape fraction for each galaxy.

Here, we briefly present this library, and then describe the shell model we assume for each galaxy.

3.2.1 MCLya library

Schaerer et al. (2011) have extended the work of Verhamme et al. (2008) by constructing a library of numerical experiments in which they compute the transfer of Ly α photons from a central source through an expanding (or static) spherical, homogeneous shell of mixed HI and dust. In their model, a shell is described by four parameters: its expansion velocity V_{exp} , its HI column density N_{H} , its dust opacity τ_{dust} , and the velocity dispersion of the gas within the shell b . The library constructed by Schaerer et al. (2011) explores a wide range of these parameters, which we summarize in Table 2, and consists of more than 5000 models. Note that for simplicity, we have fixed one parameter (b) to a constant value of $b = 20 \text{ km/s}$ (which corresponds to the typical ISM gas temperature $T \sim 10^4 \text{ K}$). This choice is motivated both by the fact that Verhamme et al. (2006) have shown this parameter to have the least impact on their

results, and by the fact that there is no clear physical way to vary this parameter for each of our galaxies.

In each experiment, photons are emitted from the central source with frequencies ranging from -6000 to $+6000$ km.s $^{-1}$ around the Ly α line.

This extent, which has been chosen in Schaerer et al. (2011) to compute the grid of models, is almost always sufficient to cover the whole frequency range where resonant effects play a role.

For each experiment, the library contains the escape fraction and the observed wavelength distribution of escaping Ly α photons as a function of their input wavelength. Far from the line center, the library also predicts extinction of the continuum by dust, and gives results consistent with our Eq. 3.

In very few extreme cases (less than one object out of a thousand at any redshift, corresponding to $\log(N_{\text{H}}) > 21.4$ and $\tau_{\text{dust}} > 2$), the expanding shells produce very damped absorption lines blueward 1216 Å, with extended wings which can contribute up to 25% extra extinction at 6000 km.s $^{-1}$, compared to the non-resonant prediction of Eq. 3. In these cases, the MCLya library does not allow us to compute accurately the Ly α EW (Eq. 11). However, all these galaxies have a Ly α EW < 0 Å and luminosity $< 10^{42}$ erg.s $^{-1}$, which is less than the selection criteria of observations we compare our results with. We have checked that increasing or reducing by an arbitrary 30% the EW of the very few galaxies in such a configuration does not change our results in any noticeable way.

From this library, we can compute an emergent spectrum for each model as:

$$S(\lambda) = \sum_i [C(\lambda_i) + \Phi(\lambda_i)] \times f_{\text{esc}}^i \times \phi_{\text{out}}^i(\lambda), \quad (8)$$

where the sum extends over emission wavelengths λ_i , C is the stellar continuum prior to extinction, Φ is the input line profile (Eq. 6), f_{esc}^i is the fraction of photons emitted at λ_i which escape the shell, and ϕ_{out}^i is their normalized wavelength distribution. Both C and Φ are predicted from GALICS (Secs. 2.2 and 3.1), and the library gives us values for f_{esc} and ϕ_{out} for each shell model. The full coupling with GALICS thus requires one more step: the prediction of the shell parameters which will allow the selection of the appropriate MCLya model for each galaxy.

In practice, we will need to interpolate our predicted shell parameters (V_{exp} , N_{H} , and τ_{dust}) between grid points provided by the MCLya library. The V_{exp} grid is interpolated linearly whereas we use a logarithmic interpolation for N_{H} and τ_{dust} (it is due to the fact that f_{esc} values evolve rapidly with N_{H} and τ_{dust} compared to V_{exp}). Also, some of the parameter values predicted by GALICS are found to be outside the available MCLya grid, in which case we simply adopt the model at the corresponding boundary.

The number of these outliers is small compared to the whole sample (~ 6000 over more than 1 million (400,000) at $z = 3.1$ (4.9)). There are no objects with $V_{\text{exp}} > V_{\text{exp}}^{\text{grid,max}}$. Objects with $\tau_{\text{dust}} > \tau_{\text{dust}}^{\text{grid,max}}$ (a few hundreds at any redshift) are already very faint LAEs ($L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{41}$ erg.s $^{-1}$) when we attribute them the value $\tau_{\text{dust}}^{\text{grid,max}}$. They would be even fainter with their *true* dust opacity value, and then fall below the luminosity limit we are interested in the present study. Galaxies displaying a shell column density higher than $N_{\text{H}}^{\text{grid,max}}$ are the most numerous (a few thousands at any redshift). All of them have Ly α luminosity $L_{\text{Ly}\alpha} < 5 \times 10^{42}$ erg.s $^{-1}$ and an equivalent width less than 30 Å. Making the calculation with their *real* N_{H} value would tend to reduce even more their escape fraction (and consequently their Ly α luminosity and equivalent width). We did the extreme test of set-

| V_{exp} (km.s $^{-1}$) | 0 | 20 | 50 | 100 | 150 | 200 | 250 | 300 | 400 | 500 | 600 | 700 | |
|----------------------------------|----|-------|------|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\log N_{\text{H}}$ | 16 | 18 | 18.5 | 19 | 19.3 | 19.6 | 19.9 | 20.2 | 20.5 | 20.8 | 21.1 | 21.4 | 21.7 |
| τ_{dust} | 0 | 0.001 | 0.1 | 0.2 | 0.5 | 1 | 1.5 | 2 | 3 | 4 | | | |

Table 2. Grid of parameters used from the MCLya library of Schaerer et al. (2011), assuming $b = 20$ km s $^{-1}$.

ting all the Ly α luminosities of the outliers to zero and found that it does not affect the results and conclusions of the article.

3.2.2 Shell model

In order to make use of the MCLya library described above, we now need to derive the shell parameters (expansion velocity, column density, and dust opacity) for each model galaxy. We do this as a post-processing step⁴ of the GALICS run, by using simple scaling arguments as follows.

First, we use a prescription taken from Bertone et al. (2005) for the shell velocity (see also Shu et al. 2005):

$$V_{\text{exp}} = 623 \left(\frac{\text{SFR}}{100 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}} \right)^{0.145} \text{ km.s}^{-1}, \quad (9)$$

which links the speed of the gas to the SFR of the galaxy.

Second, we need to estimate the size and the gas mass of shell to describe its column density. We assume the shell radius is of the order of the disc radius R and we take $R_{\text{shell}} = R$, where $R \sim \lambda R_{\text{vir}} / \sqrt{2}$, with λ the spin parameter and R_{vir} the virial radius of the host halo (see Hatton et al. 2003, for details).

As we want to model resonant scattering through the expanding ISM, we take the mass of the shell to be that of the total cold gas mass in each galaxy: $M_{\text{cold}} = \sum_{\text{comp}} M_{\text{cold,comp}}$.

We can now compute the shell HI column density as

$$N_{\text{H}} = \frac{M_{\text{cold}}}{4\pi\mu m_{\text{H}} R^2} \text{ atoms per cm}^2, \quad (10)$$

where m_{H} is the hydrogen atom mass and μ is the mean particle mass in a fully neutral gas ($\mu = 1.22$).

Finally, we compute the shell's dust optical depth at 1216 Å using Eq. 2. Note that the models for the HI column density and dust opacity are identical for the Ly α and the UV continuum calculations. This implies that the continuum extinction seen in the spectra from the MCLya library matches the extinction that we apply to our galaxy SEDs. This match allows us to build full spectra for each model galaxy, and to measure the Ly α equivalent width directly as:

$$\text{EW}_{\text{Ly}\alpha} = \int \frac{S(\lambda) - C_{\text{ext}}(\lambda)}{C_{\text{ext}}(\lambda)} d\lambda, \quad (11)$$

where S is defined in Eq. 8 and C_{ext} is the extinguished stellar continuum.

3.2.3 Shell parameters distributions

In Figure 2, we show our predicted distributions of the three shell parameters at $z = 3.1$ and 4.9 (they are similar at other redshifts).

⁴ Note that this shell model is done in post-processing, not in GALICS, so that it has no impact on the subsequent gas evolution and star formation in the GALICS run.

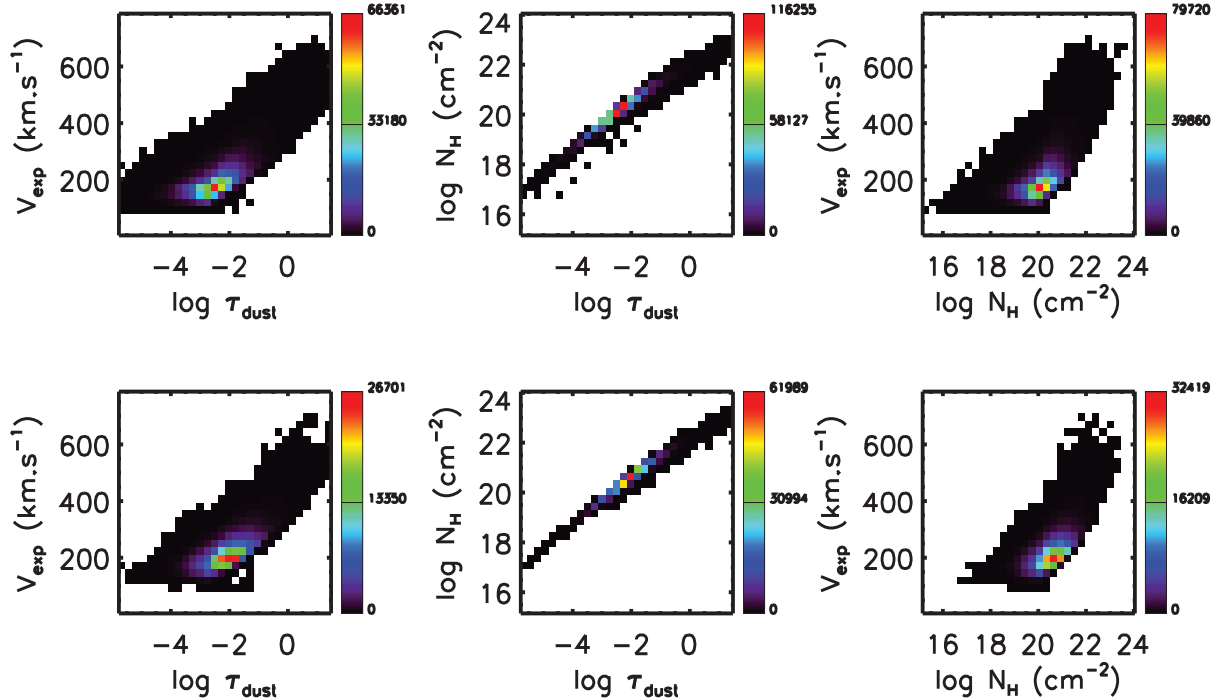


Figure 2. Correlations between the three shell parameters at $z = 3.1$ (upper panels) and 4.9 (lower panels) for the whole sample of galaxies. The expansion velocity V_{exp} is in km.s^{-1} and the HI column density in cm^{-2} . τ_{dust} is the dust opacity evaluated at 1216 \AA . The colour code scales with the number of objects in each pixel.

These quantities show expected correlations. First, there is a tight positive correlation between N_{H} and τ_{dust} , which directly results from our assumption that $\tau_{\text{dust}} \propto N_{\text{H}}$ in Eq. 2. The small scatter across this relation is due to metallicity. Second, the shell velocity is a (weak) function of the SFR. Galaxies with more active star formation have a larger reservoir of cold gas, and hence faster shells are also those with higher HI column densities. The linear relation between N_{H} and τ_{dust} is responsible for the similar behaviour in the $V_{\text{exp}}-N_{\text{H}}$ and $V_{\text{exp}}-\tau_{\text{dust}}$ planes.

At all z , the HI column density goes from $\sim 10^{16}$ to a bit less than 10^{24} cm^{-2} . The most probable value of N_{H} is $\sim 10^{20}$ (5×10^{20}) cm^{-2} at $z = 3.1$ (4.9). The shell velocity distributions span a whole range of values from a few tens to 650 km.s^{-1} . Most of the galaxies have $V_{\text{exp}} \sim 150 - 200 \text{ km.s}^{-1}$ which is consistent with the $z = 3$ sample of LBGs observed by Shapley et al. (2003). The dust opacity of the shells ranges from $\log(\tau_{\text{dust}}) = -5$ to ~ 1.5 . The peak of the distribution shifts from -2.5 at $z = 3.1$ to -2 at $z = 4.9$.

3.3 Other models for Ly α Emitters

For discussion, we present here a selection of alternative models taken from the literature.

3.3.1 Constant f_{esc} model

The so-called *constant Ly α escape fraction* model, assumes a unique escape fraction of Ly α photons for all galaxies. Using such a model, Le Delliou et al. (2006) fit the Ly α LF data from $z = 3.3$ to 6.55 with a single value $f_{\text{esc}} = 0.02$. On the other hand, Nagamine

et al. (2008) obtain a reasonable fit to the data by varying f_{esc} with redshift, from 0.10 at $z = 3$, to 0.15 at $z = 6$.

Here, we chose a value of $f_{\text{esc}} = 0.20$, which allows us to reproduce intermediate luminosity counts of the Ly α luminosity function at $z = 3.1$. This is also the largest value for our model not to over-predict the bright end of the LF.

For comparison, we also explore the extreme model in which all the Ly α photons are allowed to escape the galaxies, i.e. $f_{\text{esc}} = 1$. In the next sections, we will refer to this model as the *no extinction* model.

3.3.2 Screen model

In the *screen* model, the fraction of Ly α photons that escape the galaxy is given by

$$f_{\text{esc}} = e^{-\tau_{\text{dust}}}, \quad (12)$$

where τ_{dust} is the dust opacity of the shell. This means that the Ly α line is treated as a normal (non-resonant) radiation. Ly α photons see a *screen* of gas mixed with dust along their path. A similar model has been investigated by Kobayashi et al. (2007) and Mao et al. (2007) but these authors introduced an additional (free) parameter to reproduce the Ly α LF data.

3.3.3 Slab model

The *slab* model (Kobayashi et al. 2007), in which the escape fraction is:

$$f_{\text{esc}} = \frac{(1 - e^{-\tau_{\text{dust}}})}{\tau_{\text{dust}}}, \quad (13)$$

is similar to the *screen* model, except that it assumes sources are no longer behind a screen, but uniformly distributed within a slab of gas mixed with dust. Again, and in contrast with us, Kobayashi et al. (2007, 2010) multiplied the above f_{esc} with a constant escape fraction f_0 . Kobayashi et al. (2007) do not discuss the meaning of f_0 but Kobayashi et al. (2010) specify that this constant parameter f_0 takes into account the resonant scattering effect of Ly α photons, the escape of ionizing photons and the IGM transmission.

4 PREDICTED LY α ESCAPE FRACTIONS AND LY α LUMINOSITY FUNCTIONS

One of the strengths of our fiducial model is that it predicts the Ly α escape fraction of each individual galaxy, as a function of its physical properties. In this section, we first discuss our predicted Ly α escape fraction distribution. Then, we compare our predicted Ly α LFs to observational estimates. We continue with discussions on the equivalent width selection effects and IGM attenuation.

4.1 Distribution of Ly α escape fractions

In Figure 3, we show the distribution of f_{esc} for galaxies in different SFR bins, at $z = 3.1$ (thick curves) and $z = 4.9$ (thin curves).

A first point illustrated by Figure 3 is that our model predicts a very strong variation of the escape fraction distribution with star formation rate (or, equivalently, with stellar mass). We see that galaxies with high SFRs have a rather uniform f_{esc} distribution (solid black curves), while low-SFR objects let almost all Ly α photons escape (dashed green curves). The main quantity responsible for the flat distribution of the escape fraction for high-SFR galaxies is dust opacity. Galaxies with $\text{SFR} > 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ span a τ_{dust} range going from 10^{-2} to more than 10, as a consequence of their different star formation and merging histories. Low-SFR objects contain little metal and HI gas. Consequently, their optical thicknesses are low, and their escape fractions high.

We find that the average (median) escape fraction for galaxies with $\text{SFR} > 10M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ is 21% (8%). This compares nicely to the value of 20% we used to fit our *constant Ly α escape fraction* model at intermediate Ly α luminosity ($10^{42} < L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{43} \text{erg.s}^{-1}$).

A second point we wish to make from Figure 3 is that the distribution of escape fractions, in a given SFR bin, remains almost constant with redshift. The fraction of galaxies per SFR bin does not change significantly between $z = 3$ and 5, because, from Eq. 1, the variations (that is, a decrease with increasing redshift) of cold gas mass and disc radius balance one another. In a given SFR bin, the values of HI column density and dust opacity (Eq. 10 and 2) remain rather similar over this redshift interval, as a result of the co-evolution of cold gas mass, disc radius and metallicity. This yields the apparent non-redshift-evolution of Figure 3.

4.2 Ly α luminosity functions

In Figure 4, we show the observed Ly α luminosity functions from $z = 3.1$ to $z = 4.9$, and compare them to our model (solid black curves). Our model shows a very satisfactory agreement with the observational data over the whole redshift range. Interestingly, it fits as well the bright end ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42} \text{erg.s}^{-1}$) and the faint LAE population observed by Rauch et al. (2008) at $z \sim 3$. This is a direct result of our predicted escape fraction distribution. On the one hand, Low-SFR galaxies have $f_{\text{esc}} \sim 1$ due to their low metallicities gas contents, which allows us to reproduce the faint

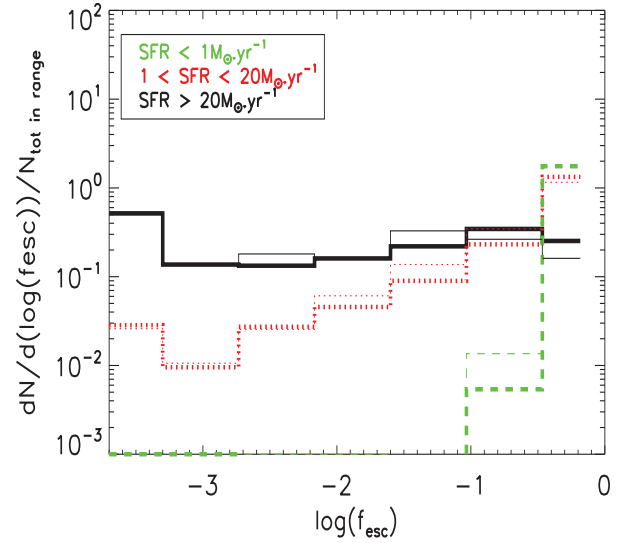


Figure 3. Distribution of Ly α escape fraction at $z \sim 3$ (thick line) and 5 (thin line). The black solid line refers to galaxies having $\text{SFR} > 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$, the red dotted line to $1 < \text{SFR} < 20M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ and the green dashed one to low-SFR objects ($\text{SFR} < 1M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$). Low-SFR galaxies have high Ly α escape fractions whereas in intensely star-forming objects, f_{esc} is distributed between 0 and 1.

counts of Rauch et al. (2008). On the other hand, high-SFR galaxies have a flat distribution of f_{esc} , which yields the exponential cutoff at the bright end of the LF, as most of them have a very low escape fraction.

We note that, at $z = 3.1$, our model agrees better with spectroscopic observations (Blanc et al. 2010; Rauch et al. 2008; van Breukelen et al. 2005; Kudritzki et al. 2000) than with narrow-band data from Ouchi et al. (2008). We will come back to this issue in Sec. 4.3.

Figure 4 also shows predictions of the other models discussed in Sec. 3.3: the blue dot-dashed (red dashed) curves show predictions from the $f_{\text{esc}} = 1$ ($f_{\text{esc}} = 0.20$) model, the blue long-dashed (green 3-dot-dashed) curves show predictions from the slab (screen) models. Interestingly, most models (all except the $f_{\text{esc}} = 0.20$ one) converge to the same faint-end prediction, consistent with $f_{\text{esc}} \sim 1$ for low-mass galaxies. Only our model, though, manages to also reproduce the bright-end, due to its resonant scattering enhancing Ly α absorption in massive, dusty, galaxies.

At the faint end of the Ly α LFs where $f_{\text{esc}} \sim 1$, the Ly α luminosity could provide information about the SFR of low mass galaxies, assuming a standard conversion law (Kennicutt 1998; Furlanetto et al. 2005).

4.3 Selection effects

Let's note that data from Ouchi et al. (2008) (which represents the largest sample of LAEs) around $\log(L_{\text{Ly}\alpha}) \sim 42.1 - 42.8$ are a bit overestimated by our model. The theoretical Ly α LFs presented in Figure 4 do not contain any kind of selection effect. However, when selected through narrow-band searches, as in Ouchi et al. (2008), observations are subject to a threshold in terms of Ly α equivalent width (EW). Ouchi et al. (2008), especially, have a relatively high threshold at $z = 3.1$ ($\text{EW}^{\text{thresh}} \sim 64 \text{\AA}$). Since our model is able

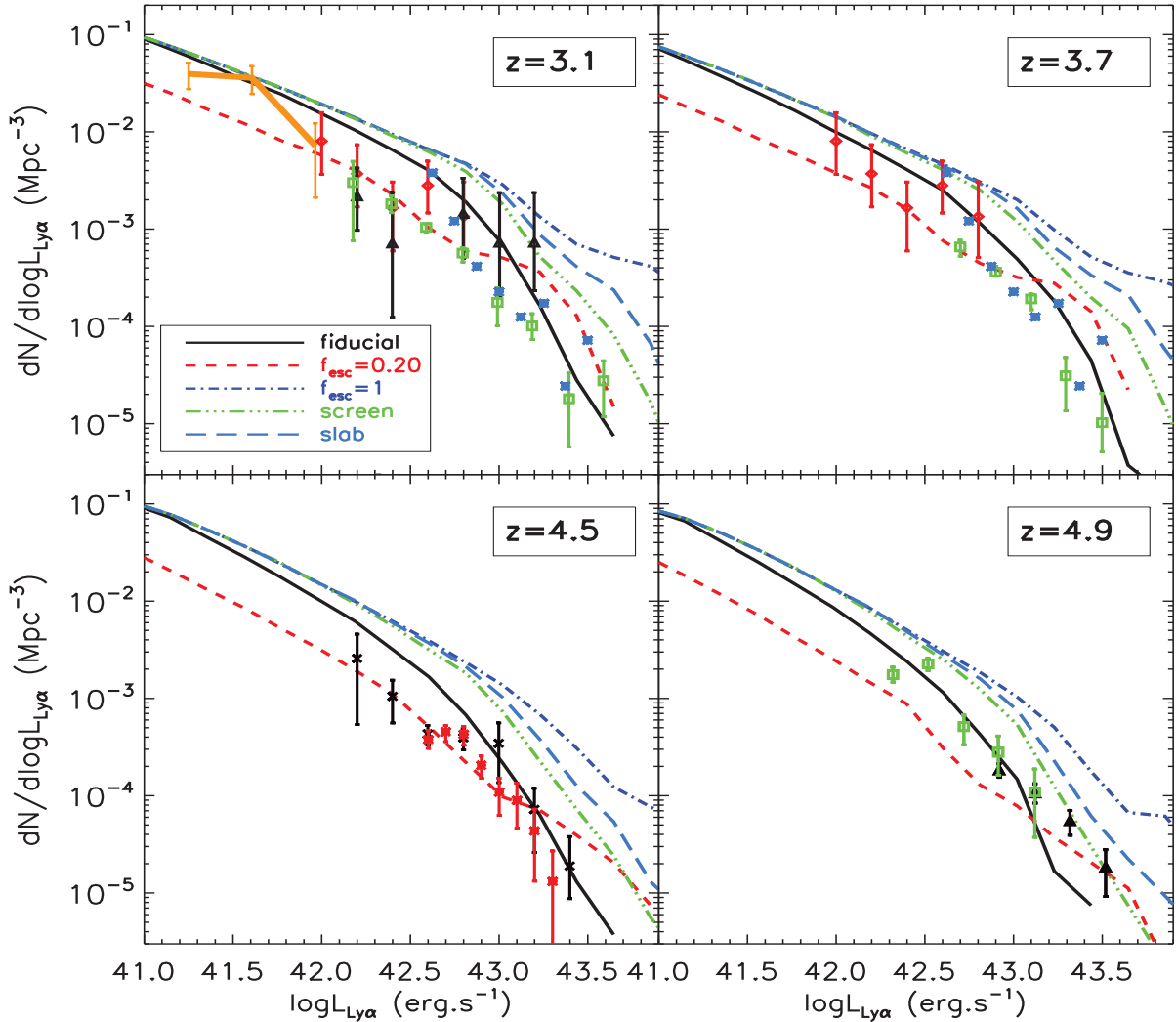


Figure 4. Ly α LFs at $z = 3.1, 3.7, 4.5$ and 4.9 . Black solid line: fiducial model. Red short dashed line: $f_{\text{esc}} = 0.20$. Blue long dashed line: slab model. Violet dot-dashed line: $f_{\text{esc}} = 1$. Green dot-dot-dashed line: Screen model. The data points are from van Breukelen et al. (2005) (red diamonds, $2.3 < z < 4.6$), Kudritzki et al. (2000) (black triangles, $z = 3.1$), Ouchi et al. (2008) (green squares, $z = 3.1$), Blanc et al. (2010) (blue asterisks, $2.8 < z < 3.8$), Ouchi et al. (2003) (green squares, $z = 3.7$), Dawson et al. (2007) (black crosses, $z = 4.5$), Wang et al. (2009) (red asterisks, $z = 4.5$) and Shioya et al. (2009) (black triangles, $z = 4.9$). The orange line is the observation of Rauch et al. (2008) ($2.67 < z < 3.75$).

to predict the emergent Ly α EW of LAEs, we can reproduce such a selection and investigate its impact on LFs estimates.

In Figure 5, we focus on the Ly α LF at $z = 3.1$ and show how it varies when selecting galaxies with increasing EWs. The solid curve is the same as in Figure 4 (no selection), the dotted (dashed, dot-dashed) curves correspond to cuts at 35\AA (50\AA , 64\AA). Figure 5 shows that a selection on equivalent width affects the LF at all luminosities, in a rather uniform way. Even at low luminosities ($< 10^{41}\text{erg.s}^{-1}$), our model galaxies have a distribution of EWs peaking at around $\sim 65\text{\AA}$, and are thus affected by drastic EW cuts.

When using the threshold value of 64\AA quoted by Ouchi et al. (2008) at face value, we find that our model under-predicts the number density of LAEs observed by these authors (green open squares in Figure 5). Instead, we find good agreement with their LF when applying a cut at $\sim 50\text{\AA}$. We believe this discrepancy has two causes: (i) our distribution of predicted EWs is perhaps centered at too low values, and (ii) there is a rather large uncertainty

in the estimated value of the effective EW cut from these authors' survey. We discuss our predictions for EWs again in Sec. 5.1.

We learn from this study that narrow-band observations may underestimate the actual number density of LAEs at all luminosities, by a factor ranging from 5 at the bright end to ~ 2 at the very faint end ($L \sim 10^{41}\text{erg.s}^{-1}$). Spectroscopic surveys, which are much less sensitive to EW thresholds, are more efficient to detect the whole sample of LAEs. Indeed, it can be seen from Figure 4 that most data points obtained by spectroscopy (Kudritzki et al. 2000; Blanc et al. 2010; van Breukelen et al. 2005) are most of the time above Ouchi et al. (2008) observations, and in better agreement with our model predictions. However, comparing with Gronwall et al. (2007)'s data (who have a much lower EW limit, i.e. 20\AA) does not lead to the same conclusion. Gronwall et al. (2007)'s data (blue dashed line) are very close to those from Ouchi et al. (2008). Applying the 20\AA to our fiducial model does not reproduce their observed Ly α LF. Understanding why both Ouchi et al. (2008) (sample of 356 objects) and Gronwall et al. (2007) (sample

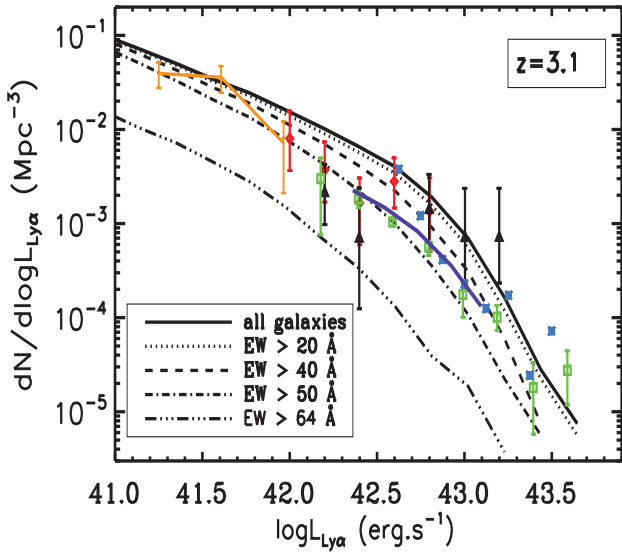


Figure 5. Impact of a Ly α EW threshold on the Ly α LF at $z = 3.1$. We plot five LFs with different cuts in Ly α EW. Solid line: no cut. Dotted line: $EW^{\text{thresh}} > 20 \text{ \AA}$. Dashed line: $EW^{\text{thresh}} > 35 \text{ \AA}$. Dot-Dot-dashed line: $EW^{\text{thresh}} > 50 \text{ \AA}$. Dot-dashed line: $EW^{\text{thresh}} > 64 \text{ \AA}$. Data points are the same as in Figure 4. Gronwall et al. (2007)’s data are shown as a thick violet line.

of 162 objects) give a very similar luminosity function at $z = 3.1$ in spite of quite different EW limits is not straightforward, given that the number of LAEs detected with $EW < 64 \text{ \AA}$ is not negligible (Finkelstein et al. 2007). It may be a cosmic variance effect.

In the next paragraph, we discuss what limitations arise from spectroscopic observations we have compared our model with and for which our Ly α LF shows a better match than with narrow-band data.

Observations of Kudritzki et al. (2000) were carried out with slit spectroscopy over $\sim 50 \text{ arcmin}^2$ so that their results may be biased by flux losses and cosmic variance. Low redshift interlopers may also have been identified as LAEs. Blanc et al. (2010) apply a 20 \AA equivalent width cut to remove OII emitters from their sample. According to our figure 5, such a low EW threshold should remove a small fraction of LAEs only. Integral field spectroscopy data from van Breukelen et al. (2005) cannot distinguish OII emitters so that their sample of LAEs may be considered as a *maximal* sample. They argue that 2 LAEs from their sample could be OII emitters. We did the test of removing those two objects which lie in the two *brighter* bins of their LF. We found that our model is still in good agreement with these two points even after this correction. Nevertheless, the field of view of van Breukelen et al. (2005) is rather small ($\sim 1.4 \text{ arcmin}^2$) and their data may suffer of cosmic variance effects. A more detailed discussion on pros and cons of narrow-band techniques versus integral field spectroscopy or slit spectroscopy is postponed to a future study (Garel et al., in prep).

Finally, we note that EW limits of narrow-band surveys have a decreasing effect with redshift (see Table 3), so that the number of objects found with narrow-band and spectroscopic techniques should converge at higher redshifts.

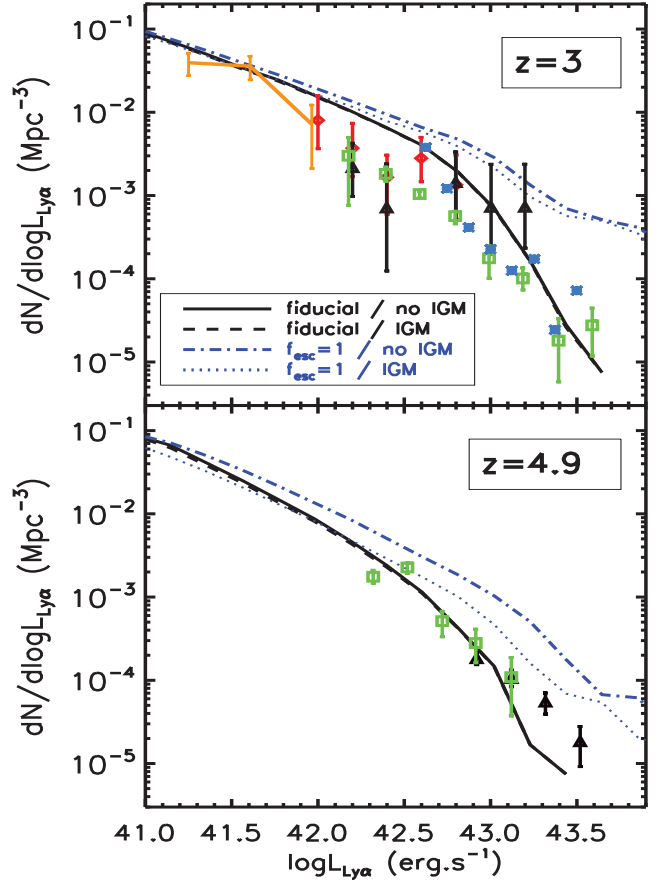


Figure 6. Comparison of the Ly α LFs at $z = 3.1$ and 4.9 with and without IGM transmission. The behaviour is similar at $z = 3.7$ and 4.5 . Black solid line: fiducial model without IGM. Black dashed line: fiducial model with IGM. Violet dot-dashed line: No extinction model without IGM. Violet dotted line: No extinction model with IGM. Note that a horizontal shift of $\log(0.20)$ of the violet curve gives the $f_{\text{esc}} = 0.20$ model in the assumption that the line shape is unchanged by ISM transfer effects. Data points are the same as in Figure 4.

4.4 Effect of the IGM

In the results presented so far, we have not included the effect of IGM transmission. However, photons shortwards 1216 \AA may be scattered off the line of sight by intergalactic hydrogen atoms. We model this effect as Madau (1995), and define the IGM optical depth as:

$$\tau_{\text{IGM}}^{\text{Ly}\alpha} = 0.0036 \left(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\alpha}} \right)^{3.46}, \quad (14)$$

where $\lambda_{\text{obs}} = (1+z)\lambda$ is the observer-frame wavelength.

We apply the IGM transmission $T_{\text{IGM}}^{\text{Ly}\alpha} = e^{-\tau_{\text{IGM}}^{\text{Ly}\alpha}}$ to the blue part of our spectra, only in the fiducial model (in which we build the emergent Ly α spectra) and in the *no extinction* model (where we assume the spectrum is unchanged compared to the Gaussian intrinsic spectrum). Other models do not produce spectra and so we discard them here. Note that if one assumes that the $f_{\text{esc}} = 0.20$ model does not affect the line shape but only its amplitude, it would undergo exactly the same IGM attenuation as the *no extinction model* does.

In Figure 6, we show how the IGM transmission affects the Ly α LF at 3.1 and 4.9 only since the results at $z = 3.7$ and 4.5 lead

to the same conclusions we discuss below. We find that the IGM has a negligible impact on our model's Ly α LFs. This is due to the fact that, in this model, most of the galaxies' spectra have P-Cygni profiles, with a redward peak in emission and a deep absorption on the blue side. As our model for IGM transmission only applies to the blue side of the spectra, we indeed expect little effect from the IGM. This is probably a good approximation in most cases where the IGM does not produce any damped absorption line which could leak redwards of the Ly α line. The fact that the attenuation of Ly α by the IGM may be relatively small or even negligible in case of outflows has already been noted by several authors, including e.g. Haiman (2002); Santos et al. (2004); Verhamme et al. (2008); Dijkstra & Wyithe (2010) and others. In the *no extinction* model, we have assumed the spectra emerging from the galaxy are Gaussian. In this case, the transmission through the IGM has a clear effect on the LF: it reduces luminosities by a factor ~ 2 at $z = 5$. This is not enough, however, to bring this model in agreement with the data at $z \leq 5$, which suggests that IGM attenuation alone cannot explain the observations.

5 PROPERTIES OF LY α EMITTERS

We now study in more detail the properties of LAEs at $3 < z < 5$ as predicted by our fiducial model, and we compare them to other available data.

5.1 Ly α equivalent width

In this section, we present the rest-frame intrinsic Ly α EWs obtained from Eq. 7, and the rest-frame emergent (after radiation transfer) Ly α EWs predicted by our fiducial model from Eq. 11.

In Figure 7, we compare our predicted Ly α EW distributions with observations at various redshifts ($z = 3.1, 3.7, 4.5$ and 4.9). To perform a reliable comparison, we apply the same criteria in terms of Ly α luminosity and EW cuts as in each dataset (see Table 3). In each panel, we show three histograms. The dotted green curve represents the raw distribution of intrinsic Ly α EWs. The peak is at $65 - 70 \text{ \AA}$ at all redshifts, with very few objects having high Ly α EWs ($> 100 \text{ \AA}$). The first reason of the deficit of high Ly α EWs, and of the absence of very high Ly α EWs ($> 200 \text{ \AA}$) may be the absence of star formation bursts in our GALICS galaxies. Indeed, as gas accretion is a continuous and smooth process, the SFRs evolve smoothly and no galaxies show very short timescale bursts able to enhance the Ly α EW. Galaxies displaying a constant SFR have rather low Ly α EWs (Charlot & Fall 1993). Another reason for our lack of high EWs may be that we use a Kennicutt IMF. Considering a shallower IMF, or a higher high-mass cutoff could enhance the intrinsic Ly α EWs (Charlot & Fall 1993). A third reason for the shallow distribution of emergent EWs could be due to large errors in the estimate of EWs. To take into account statistical uncertainties, we have convolved this distribution with a Gaussian ($\sigma = 50 \text{ \AA}$), which yields the green dashed curve. The choice of 50 \AA is arbitrary and corresponds to the size of the bin in Figure 7 and in the Ly α EWs distributions commonly presented by observers. We assume that the dispersion in measurement uncertainties should not exceed this value (though it is hard to quantify). Even with this 'high' σ value, we do not reach very high intrinsic Ly α EWs ($> 200 \text{ \AA}$).

We do not show the raw distribution of emergent Ly α EWs obtained with our model for the sake of clarity. At $z = 3.1 - 3.7$, it is hardly distinguishable from the intrinsic distribution. At z

| author | redshift | EW _{Lyα} ^a (Å) | L _{Lyα} ^b (erg.s ⁻¹) |
|---------------------------|--------------|--|--|
| Ouchi et al. (2008) | $z \sim 3.1$ | 64 | 10^{42} |
| Gronwall et al. (2007) | $z \sim 3.1$ | 20 | 1.1×10^{42} |
| Ouchi et al. (2008) | $z \sim 3.7$ | 44 | 4×10^{42} |
| Dawson et al. (2007) | $z \sim 4.5$ | 14 | 4×10^{42} |
| Finkelstein et al. (2007) | $z \sim 4.5$ | 20 | 4×10^{42} |
| Wang et al. (2009) | $z \sim 4.5$ | 14 | 3.5×10^{42} |
| Ouchi et al. (2003) | $z \sim 4.9$ | 14 | 7×10^{41} |
| Shioya et al. (2009) | $z \sim 4.9$ | 11 | 3.8×10^{42} |

Table 3. Detection limits of narrow-band surveys. a: limiting Ly α rest-frame EW of the survey. b: limiting Ly α luminosity of the survey.

$= 4.5 - 4.9$, the peak would be shifted to the $0 - 50 \text{ \AA}$ bin and the distribution as narrow as the raw distribution. In Figure 7, the solid black line represents the distribution of emergent Ly α EWs convolved with a Gaussian ($\sigma = 50 \text{ \AA}$), as we did for the intrinsic distribution. We can see that, at $z = 3.1, 3.7$ and 4.9 , the locations of the peaks of the distributions in our predictions are in agreement with the observations. We should note that, at $z = 4.5$, even if the model peak matches the observed distribution from Finkelstein et al. (2007), it is not the case compared with Dawson et al. (2007)'s data. However, if we were comparing this $z = 4.5$ model distribution with $z = 4.9$ data from Shioya et al. (2009), we would get a good match (Finkelstein et al. 2007; Shioya et al. 2009; Dawson et al. 2007, have nearly the same luminosity and EW detection limits so the same model can compare with these observations). Then, we argue that it is hard to draw conclusions in that case. On the other hand, it is straightforward to conclude that all our distributions are not spread enough compared with any data. We discuss briefly this issue.

The emergent Ly α EWs obtained with our fiducial model are lower than the intrinsic ones which, as discussed above, do not reach large values and have a narrow distribution. Since the amount of dust seen by the continuum and the Ly α line is the same, and given that the Ly α line is resonant (and, consequently, more extinguished), it is impossible for any galaxy to have an emergent Ly α EW greater than the intrinsic one in our model. Only models with clumpy ISM (Neufeld 1991) would allow $EW_{Ly\alpha} > EW_{Ly\alpha}^{intr}$. Despite the lack of large EW systems, we note that our distribution reproduces the vast majority of observed systems, which is satisfactory.

The reproduction of a shallow Ly α EW distribution with very large Ly α EWs is a puzzling issue for other models too (Samui et al. 2009; Dayal et al. 2008). Dayal et al. (2008) argue that physical effects such as gas kinematics, metallicity, population III stars and young stellar ages could spread the EW distribution, and lead to higher EW values. Kobayashi et al. (2010) are able to retrieve the very large Ly α EWs thanks to the inclusion of both young and low-metallicity stellar populations and clumpy dust in their time-sequence outflow model. The value of their *clumpiness parameter* ($q_a = 0.15 = \text{clumpy ISM}$) arises from the calculation of both continuum and Ly α dust opacities which are computed from two different ways.

5.2 UV Luminosity Functions of Ly α Emitters

As noted in Samui et al. (2009), only a fraction of the whole galaxy population is detected as LAEs because of the survey limits (in $L_{Ly\alpha}$ and EW). By applying the same thresholds as in the observa-

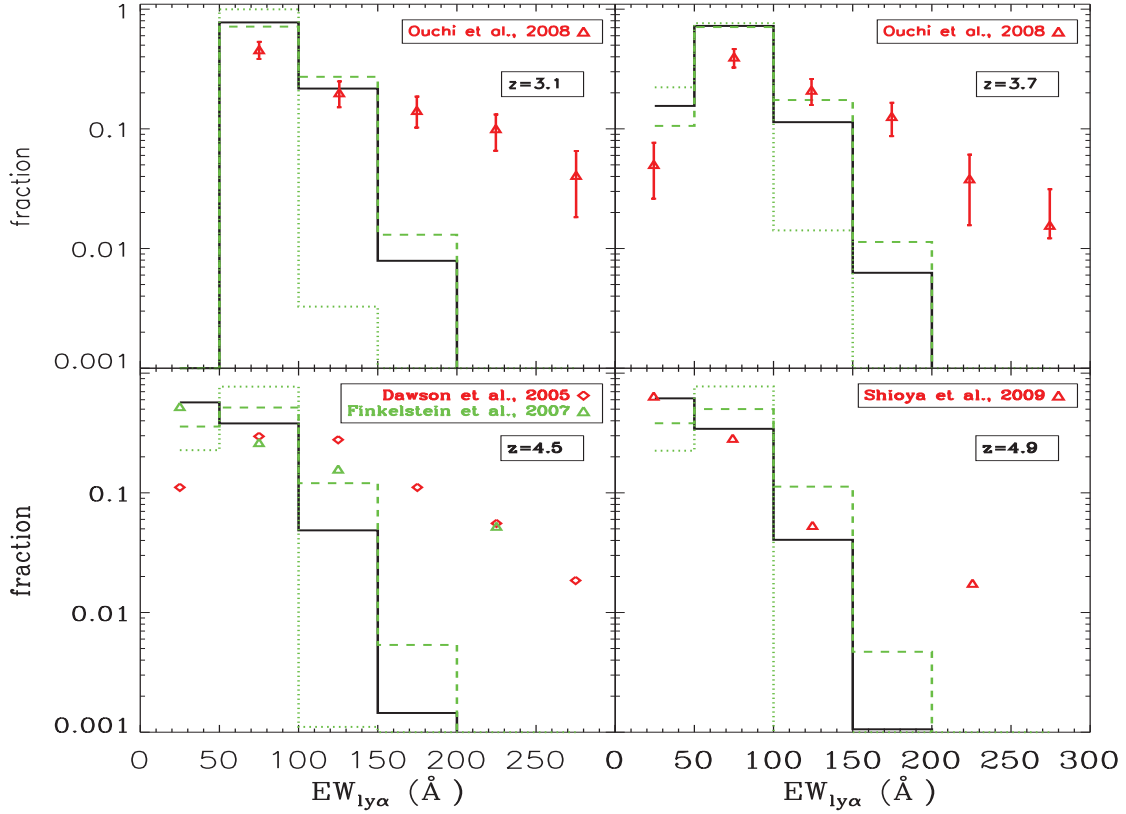


Figure 7. EW distributions at $z = 3, 3.7, 4.5$ and 4.9 . Dotted green line: Raw distribution of intrinsic Ly α EWs. The two other curves have been convolved with a Gaussian ($\sigma = 50$ Å) to account for statistical uncertainties. Solid black line: Emergent Ly α EW distribution (fiducial model) with convolution. Dashed green line: Intrinsic Ly α EW distribution with convolution. We apply the same thresholds in terms of Ly α EW and luminosity as each individual set of data as summarized in Table 3.

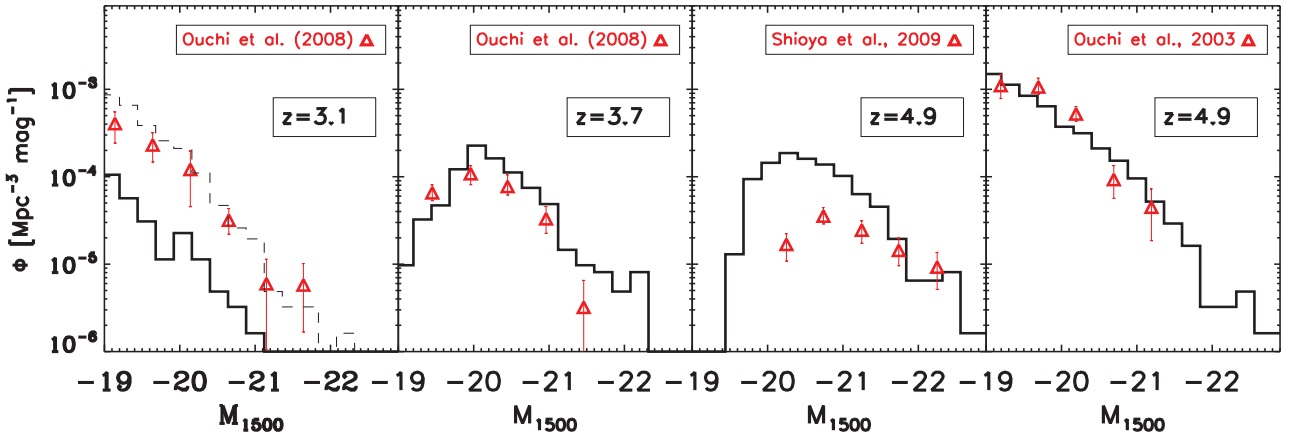


Figure 8. Observed (red symbols) and predicted (black lines) rest-frame UV LFs of LAEs at 1500 Å. For each LF, we apply the same cuts in Ly α luminosity and EW as in the observations. The dashed line at $z \sim 3.1$ (left panel) shows the model applying a somewhat lower EW threshold of 50 Å.

tions, we compute the UV LFs of LAEs at $z = 3.1, 3.7$ and 4.9 with our fiducial model and investigate the relation between UV-selected galaxies (LBGs) and LAEs.

In Figure 8, we show the UV LFs of Ly α -selected model galaxies. We find a rather good agreement with observations, especially with Ouchi et al. (2008) at $z = 3.7$, and with Ouchi et al.

(2003) at $z = 4.9$. However, there are two discrepancies we wish to comment on.

As already discussed with Figure 5, the EW limit of Ouchi et al. (2008) at $z = 3.1$ (64 Å) has a dramatic effect on our model, since we predict very few objects with large EWs. As a consequence, if we reproduce the same EW cut, we again find less LAEs than these authors (solid histogram in left-hand-side panel of Fig-

ure 8). To bypass this conflict, we may lower the EW cut we apply to our model until we find the same number density of LAEs. We obtain this match at $\sim 50 \text{ \AA}$, which is the value we had to apply to our modelled Ly α LF at $z = 3.1$ to fit the data from Ouchi et al. (2008). The UV LF of our model galaxies selected in this way is plotted as the dashed curve on Figure 8. The good agreement we find now tells us that, provided we have the same number of objects, we manage to reproduce their UV luminosity distribution.

For other redshifts, the EW thresholds are lower, so that our lack of high EW is no longer a problem. However, our model does not match $z = 4.9$ data from Shioya et al. (2009), and we find many more UV-faint objects than they do. The reason of this disagreement is unclear, especially given that our model agrees with data from Ouchi et al. (2003) at the same redshift. This suggests that observations themselves may not agree one set with another and that more data is needed to shed light on this issue.

From this discussion, we conclude that our model is in broad agreement with observed UV properties of LAEs. And we once again demonstrate the special care that needs to be taken to reproduce selection effects.

We may now turn the question the other way around, and ask whether our model reproduces the Ly α properties of UV-selected galaxies. Shapley et al. (2003) studied the Ly α emission of LBGs at $z = 3$. They divided their LBG sample into four bins of Ly α EW and found that $\sim 25\%$ of LBGs have EWs $> 20 \text{ \AA}$ and $\sim 50\%$ show Ly α emission (EW $> 0 \text{ \AA}$). It is not straightforward to apply the LBG selection to our model galaxies, and even more given the complex selections inherent to spectroscopic followups. Instead, here, we simply apply various rest-frame UV absolute magnitude cuts which should roughly bracket the selection of Shapley et al. (2003). With a selection limit of $M_{1500} < -21$, we find that 28% of the selected LBGs have EW $> 20 \text{ \AA}$ and 69% display Ly α emission (EW $> 0 \text{ \AA}$) at $z = 3.1$. Varying our selection limit, we find, for $M_{1500} < -21.5$ ($M_{1500} < -20.5$), that 25% (39%) of the objects have EW $> 20 \text{ \AA}$, and 74% (71%) of the selected LBGs are detected in emission. Thus the model predicts 1.75 to 3 times less LBGs with EW $> 20 \text{ \AA}$ than LBGs simply displaying Ly α emission, whereas Shapley et al. (2003) found a factor of two. The discrepancy with their observations may come from the rest-frame selection instead of apparent magnitude selection, the value of the cut, and maybe the fact that they may have missed the detection of very faint Ly α lines (very low Ly α EW) in their sample.

5.3 Stellar masses of Ly α Emitters

Figure 9 plots the stellar mass distributions of LAEs divided into three Ly α luminosity bins at $z = 3.1$ and 4.9. Stellar mass distributions slowly shift to lower stellar masses by increasing the redshift. At intermediate redshifts, the results show the same behaviour as those at $z = 3.1$ and 4.9 so we do not show them here.

We compare the results of our fiducial model (left column) and the $f_{\text{esc}} = 0.20$ model (right column). As expected, in the latter model, brightest LAEs ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$) have higher stellar masses, and fainter LAEs are less massive objects. It is expected since Ly α luminosities scale with SFRs which is tightly correlated to stellar mass at these redshifts. In our fiducial model, however, the behaviour is slightly different. If high Ly α luminosity objects have medium and rather large stellar masses (from 10^8 to $10^{11} M_{\odot}$), the most massive objects ($> 10^{11} M_{\odot}$) are faint LAEs ($L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{41} \text{ erg.s}^{-1}$). This is a consequence of the nearly flat escape fraction distribution of high SFR (massive) objects due to the large amount of dust that is present in the ISM of these galax-

ies (Figure 3). For the largest fraction of LAEs which are currently observed ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$), we predict stellar masses ranging from 10^7 to $10^{11} M_{\odot}$.

At $z = 3.1$, Gawiser et al. (2006) find a mean stellar mass of $5 \cdot 10^8 M_{\odot}$ which agrees with the mean value predicted by our fiducial model for LAEs in the range $10^{42} < L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$. The *constant Ly α escape fraction* model predicts, however, a mean value almost ten times higher for this luminosity range.

Massive LAEs ($10^{10-11} M_{\odot}$) recently observed at $z = 3-4$ by Ono et al. (2010) have Ly α luminosities comprised between $\sim 10^{42}$ and $2 \times 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$. Those more massive galaxies fit in the range of prediction of our model (green and red curves of the top left panel of Figure 9).

LAEs reported by Finkelstein et al. (2007) at $z = 4.5$ have stellar masses ranging from $2 \cdot 10^7$ to $2 \cdot 10^9 M_{\odot}$. For $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$, the fiducial model yields a mass range from $2 \cdot 10^7$ to $2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, whereas the *constant Ly α escape fraction* model predicts higher masses.

Pirzkal et al. (2007) observed LAEs with $L_{\text{Ly}\alpha} > 2 \cdot 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$ having $10^7 < M_{\text{star}} < 2 \cdot 10^9 M_{\odot}$ at $z \sim 5$, which is rather similar to the results obtained from the fiducial model at $z = 4.9$, and below the interval spanned by the *constant Ly α escape fraction* model.

Therefore, in the redshift range $3 < z < 5$, our model gives stellar masses for bright LAEs ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$) closer to what is observed than the *constant Ly α escape fraction* model, and naturally recovers the observational fact that LAEs which are currently observed are not very massive objects.

5.4 Ando effect

Many authors reported a deficit of high Ly α EW ($> 100 \text{ \AA}$) in UV bright objects ($M_{1500} < -22$) between $z = 3$ and 6 (Ando et al. 2006; Shimasaku et al. 2006; Ouchi et al. 2008; Stark et al. 2010). We will refer to this effect as the Ando effect. It has also been discussed in theoretical papers (Verhamme et al. 2008; Kobayashi et al. 2010). The reasons invoked to explain this effect are multiple: the time-sequence of a starburst, the amount of HI gas in UV bright objects, a clumpy dust distribution and/or the age of the stellar population. We investigate this feature with our model and plot our results in Figure 10. We find that we recover this effect at $3 < z < 5$. Since our model does not reproduce very accurately the observed Ly α EW, we do not compare with observational data, but we only discuss the effect qualitatively.

To see why our model predicts this lack of high Ly α EW in UV bright galaxies, we show the relation between the dust-uncorrected UV magnitude, and the intrinsic Ly α EW in Figure 11. There is almost no correlation between those two quantities, except that the highest intrinsic Ly α EWs come from UV faint galaxies. It is due to the fact that UV bright objects have old stellar populations, whereas fainter galaxies display a whole range of ages. A fraction of the UV-faint objects are young, so that they have a high ratio of ionizing luminosity over UV-continuum luminosity $L_{\lambda < 912} / L_{\text{cont}}$ which produces large intrinsic Ly α EWs. This ratio is, on average, smaller for older, UV-brighter galaxies, so that large intrinsic Ly α EWs do not exist for those objects. From this study of the galaxy SEDs, we are able to find part of the explanation of the absence of high Ly α EWs among UV-bright objects.

Looking again at Figure 10, we can see that this lack is more significant for the observed Ly α EW (after radiative transfer) than in the $M_{1500}^{\text{uncorr}} - \text{EW}_{\text{Ly}\alpha}^{\text{intr}}$ plane. We find that UV-bright galaxies include more HI gas (and more dust, by construction of the dust opac-

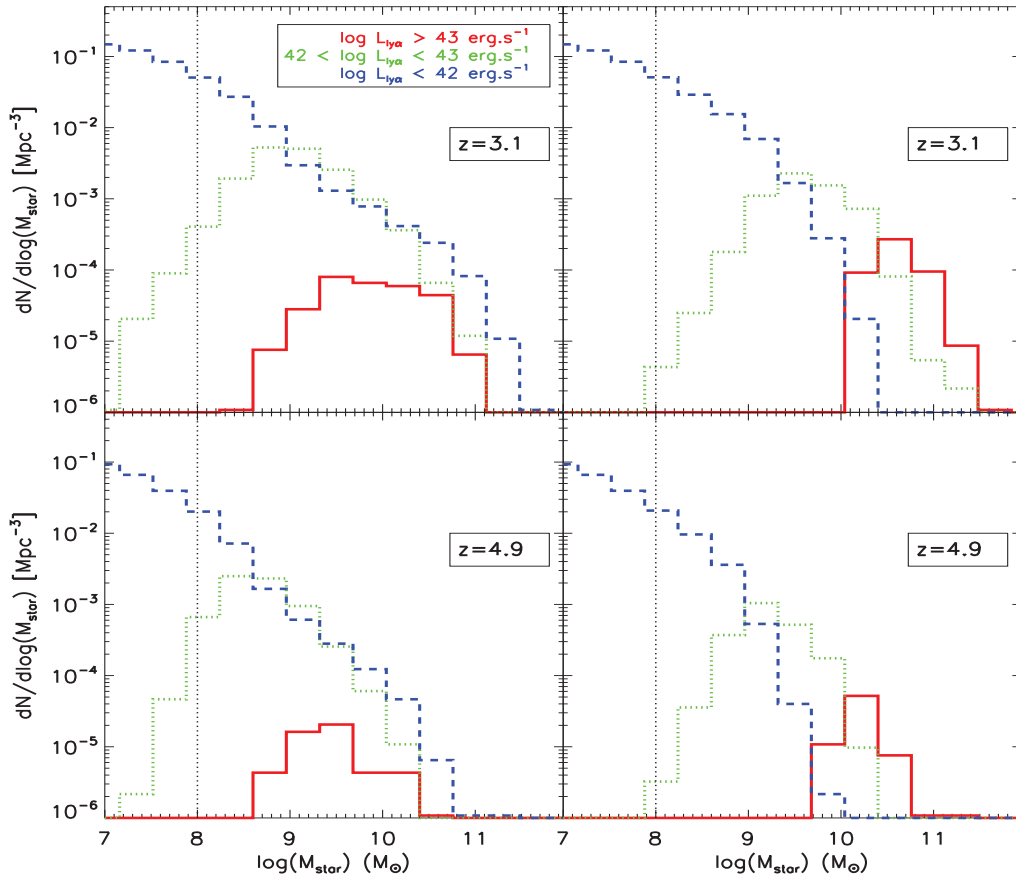


Figure 9. Distribution of the stellar masses divided in three bins of Ly α luminosity at $z = 3.1$ (top) and 4.9 (bottom). In each bin, the number of objects is divided by the bin size and the volume of the box. Solid red line: $L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$. Dotted green line: $10^{42} < L_{\text{Ly}\alpha} < 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$. In the left column, we show the fiducial model results. Most massive galaxies are not the brightest LAEs as a consequence of their high dust extinction. The mass ranges spanned by bright LAEs ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$) corresponding to currently observed LAEs) broadly agree with observational estimates at various redshifts. In the right column, we present the stellar mass distribution computed from the *constant Ly α escape fraction* model ($f_{\text{esc}} = 0.20$), for comparison with our fiducial model. In the *constant Ly α escape fraction* model, the stellar mass scales with the Ly α luminosity which predicts higher masses than what is observationally derived. The mass resolution effect of the simulation starts playing a role in the stellar mass distributions at $\sim 10^8 M_{\odot}$ (vertical dotted line in each panel).

ity in our model) as shown by Figure 12. We then argue that, in those galaxies, Ly α photons are more extinguished than in UV-faint galaxies, because of the resonance of the Ly α line in a dense, dusty medium.

As we do not reproduce the observed distribution of Ly α EWs at high values ($> 150 \text{ \AA}$), we have to be prudent with our conclusions. We can wonder what would be the impact of the physical effects that we identified as a possible explanation for very large Ly α EWs on the Ando effect. Would clumpiness and resolved starbursts (young stellar populations) lead to high Ly α EW values in UV bright or faint galaxies preferentially? A possible answer can be inferred from Kobayashi et al. (2010). They find that these two effects lead to smaller (larger) Ly α EWs in UV brighter (fainter) galaxies. Then, the no-reproduction of large Ly α EWs in our model should not impact our interpretation of the Ando effect.

Therefore, we find two main reasons to explain the Ando effect in our model: (i) UV-bright galaxies are old, so that they do not show high intrinsic Ly α EWs, and (ii) HI gas masses (and hence also dust) in the ISM of UV-bright objects are larger, which leads to a larger destruction of Ly α photons as a consequence of radiation transfer effects, as already suggested by Verhamme et al. (2008).

6 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In this paper, we have presented a new semi-analytic model for high redshift LAEs. We have investigated the Ly α emission and transfer processes taking into account resonant scattering effects through expanding shells. To this aim, we have coupled the output of the GALICS semi-analytic model with results of Monte-Carlo radiation transfer runs which compute the Ly α transfer through static and expanding shells. We had to make a few simplifying assumptions (central emission, sphericity and homogeneity of the shell), and to use relations for the expanding shell that scale with the physical properties of the galaxies as they are computed by the semi-analytic model.

We have run this new model on a high-resolution N-body simulation (1024^3 particles) of a large cosmological volume ($V = (100h^{-1})^3 \text{ Mpc}^3$) of dark matter. Then, we have enough statistics for massive, rare objects, and enough resolution for less massive objects ($M_{\text{halo}}^{\text{min}} = 1.70 \times 10^9 M_{\odot}$). In this first paper, we aim at getting a coherent view of LAEs. We fit the UV LF at $z = 3 - 5$ on a compilation of available data (Figure 1) by adopting a high normalization of the SFR, that, in any case, scales with gas mass as in Kennicutt’s local relation. Then, we get the following results:

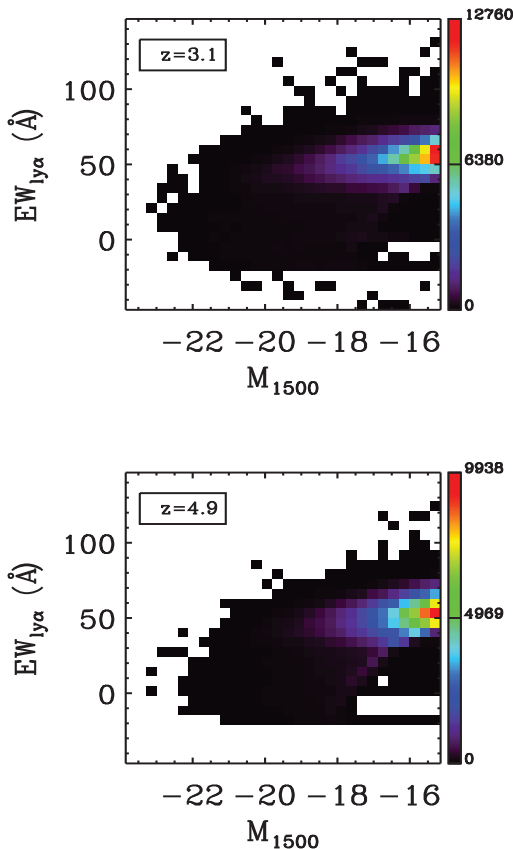


Figure 10. Observed Ly α EW versus the UV magnitude at 1500 Å for the fiducial model at $z = 3.1$ and 4.9. The colour of each pixel represent the number of objects in that pixel.

- The Ly α escape fraction for each galaxy is obtained by taking into account the resonant nature of the Ly α line. This is in sharp contrast with the assumptions made in previous semi-analytical models. The distribution of f_{esc} is broad, and we see a trend with stellar masses of galaxies (Figure 3). Low-mass galaxies have f_{esc} of the order of unity, and massive galaxies span a broad range of f_{esc} values.

- Because of this trend, the resulting Ly α LFs are steeper from bright to faint luminosities than observed in simpler toy models (*constant Ly α escape fraction, screen and slab*).

- Ly α LFs are well reproduced between $z = 3$ and 5 (Figure 4) without any additional free parameter in the Ly α model. More specifically, low-luminosity data from Rauch et al. (2008) at $z \sim 3$ are reproduced, so that we predict more faint LAEs than commonly used *constant Ly α escape fraction* models.

- We have shown that Ly α LFs are sensitive to Ly α EW cuts (Figure 5). This may explain the scatter in the compilation of data, since surveys (both spectroscopic and narrow-band) are subject to different Ly α EW selection limits.

- The IGM attenuation of Ly α photons is very weak in our model, because the predicted Ly α spectra are redshifted with respect to the Ly α line center, as a consequence of the scatter of Ly α photons in the expanding shell (Figure 6). Therefore, in our model, the Ly α transfer through the moving ISM alone explains the observed luminosities of LAEs.

- The predicted distributions of Ly α EWs are narrower than

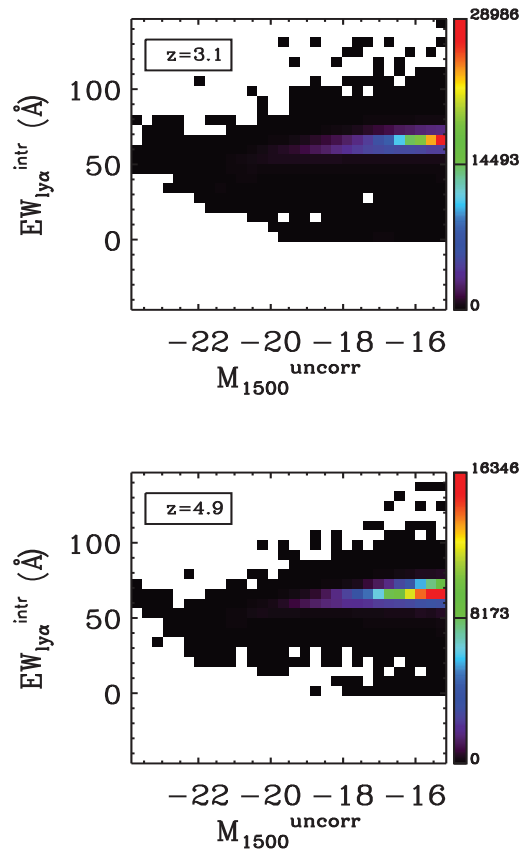


Figure 11. Intrinsic Ly α EW versus the dust-uncorrected UV magnitude at 1500 Å for the fiducial model at $z = 3.1$ and 4.9. The colour of each pixel represent the number of objects in that pixel.

the data (Figure 7). About 85 % of the observed samples have $0 < \text{EW} < 150$ Å, and are roughly reproduced by the model. However, we predict very few objects with $\text{EW} > 150$ Å, whereas some are observed. Effects that are not included in the model, like short bursts of star formation, a top-heavy IMF, population III stars and/or ISM clumpiness, may be the cause of such high Ly α EWs. On the other hand, even without invoking such processes, our fiducial model is able to recover roughly the bulk of the EW distribution.

- The UV LFs of LAEs are in agreement with most data, with some discrepancies (Figure 8). The scatter in the data may be due to poorly-controlled selection criteria.

- We find that our predictions of the fraction of Ly α emitting LBGs follow the same trend as the one found by Shapley et al. (2003), that is to say, ~ 2 times less LBGs having $\text{EW} > 20$ Å than LBGs having $\text{EW} > 0$ Å. However, our LBG selection (in rest-frame magnitude) is somehow arbitrary since, in this study, we do not attempt to take into account the apparent colors and magnitudes that are necessary to select LBGs correctly.

- Whereas in a simple *constant Ly α escape fraction* model, Ly α luminosities scale with stellar masses, we find that most massive objects are faint LAEs (Figure 9). Our predicted stellar masses for rather bright LAEs are in correct agreement with observational estimates which find that LAEs are intermediate-mass objects.

- The deficit of high Ly α EWs (the Ando effect) that is found in UV-bright galaxies is well reproduced by our model (Figure

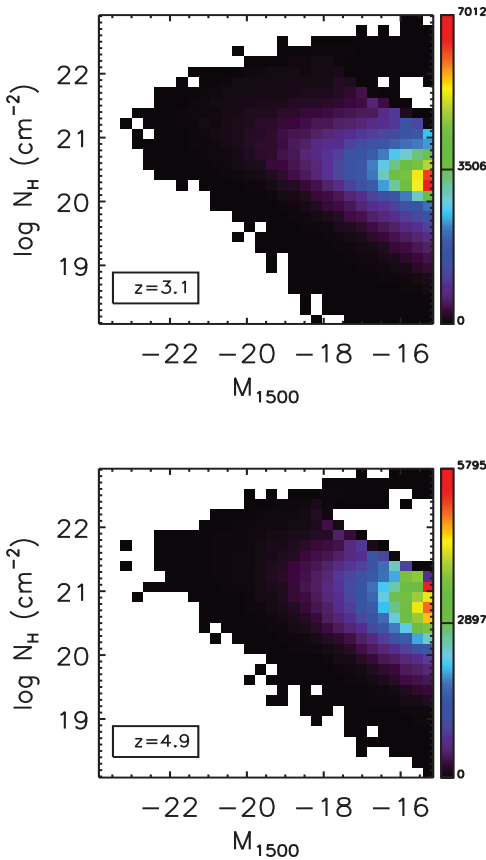


Figure 12. HI shell column density versus the UV magnitude at 1500 Å for the fiducial model at $z = 3.1$ and 4.9 . The colour of each pixel represent the number of objects in that pixel. The no-data area (white hole) at $M_{1500} \sim -16$ and $\log(N_{\text{H}}) \sim 22$ is due to the fact that (i) $\log(N_{\text{H}})$ is correlated to the dust-uncorrected magnitude M_{1500}^{uncorr} (both proportional to the galaxy mass), and (ii) τ_{dust} is proportional to N_{H} (Eq. 2). This implies that intrinsically bright UV galaxies, in our model, have large $\log(N_{\text{H}})$ values and are strongly extinguished, in terms of UV magnitude, by $\sim -2.5 \times \log(\exp(-\tau_{\text{dust}})) \sim \tau_{\text{dust}} \propto N_{\text{H}}$. This makes the rightward shift of large $\log(N_{\text{H}})$ points in this figure.

10). The absence of such large Ly α EWs comes from the fact that UV-bright objects are surrounded by dense shells of HI gas which preferentially extinguishes Ly α photons, as already suggested by Verhamme et al. (2008). Moreover, UV-bright (and consequently massive) galaxies host older stellar populations which prevent them from having high intrinsic Ly α EWs.

In spite of some discrepancies with specific data sets, the overall picture seems to be quite satisfactory, given the crudeness of the assumptions. Most of the observational constraints on high redshift LAEs are well recovered by our model.

Although the coupling of the semi-analytic model with Ly α radiation transfer is admittedly very crude, our global description seems to catch the intuitive trend according to which fainter galaxies, on an average, are more transparent for Ly α photons.

The hypothesis that gas outflows (with speed from a few tens to hundreds km.s^{-1}) are common in high redshift galaxies is well supported by observations. With such a model, we have been able to agree with many observational data and we found no need to invoke the influence of gas infalls on the Ly α line. Indeed, it has already

been shown that it is hard to recover the redward asymmetry of the Ly α line with models of Ly α radiative transfer through infalling neutral gas (Verhamme et al. 2006; Dijkstra et al. 2007).

Obviously more refined models are still necessary, to relax some of the assumptions, especially spherical symmetry and homogeneity of the shell. The cases for more realistic geometries and the effect of galaxy inclination are being investigated (Verhamme et al., in prep.).

The simulation we used in this paper has been run with initial conditions in agreement with the WMAP 3 release, in which the σ_8 value is low. Structure growth is delayed with this low normalisation of the power spectrum, and fewer objects form at high redshift. This choice has consequences on our ability to reproduce galaxies beyond $z = 6$, and we somehow correct this effect for lower redshifts (3 to 5) by normalizing the SFR parameter in order to fit the UV LFs. New simulations with an up-to-date cosmology (WMAP 5/7), where the derived σ_8 value is larger, can help to investigate higher redshifts with our approach.

Even if the number of detections of LAEs is always increasing, the data are still quite heterogeneous. Forthcoming LAE surveys with the Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX, Hill et al. 2008) ($z < 3.8$; bright objects only), and the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE, Bacon et al. 2006) at the Very Large Telescope ($2.8 < z < 6.7$) should produce more coherent datasets. In a forthcoming paper (Garel et al., in prep.), we will present predictions for MUSE observations with our model.

7 ACKNOWLEDGEMENTS

The authors thank Roland Bacon, Stéphanie Courty, Steven L. Finkelstein, Léo Michel-Dansac, Johan Richard, Karl Joakim Rosdhal and Christian Tapken for useful comments and discussions. The simulation used in this work was carried out and provided by the Horizon project. The authors also acknowledge support from the the BINGO Project (ANR-08-BLAN-0316-01). DS and MH are supported by the Swiss National Science Foundation.

We thank the anonymous referee for his/her careful reading of the manuscript, and his/her comments and suggestions that have helped the authors improve the paper.

Catalogues containing the model outputs presented in this paper can be available on request at: thibault.garel@univ-lyon1.fr

REFERENCES

- Ando M., Ohta K., Iwata I., Akiyama M., Aoki K., Tamura N., 2006, *ApJ*, 645, L9
- Arnouts S., Schiminovich D., Ilbert O., Tresse L., Milliard B., Treyer M., Bardelli S., Budavari T., Wyder T. K., Zucca E., Le Fèvre O., Martin D. C., Vettolani G., Adami C., Arnaboldi M., Barlow T., Bianchi L., Bolzonella M., Bottini D., Byun Y., Cappi A., Charlot S., Contini T., Donas J., Forster K., Foucaud S., Franzetti P., Friedman P. G., Garilli B., Gavignaud I., Guzzo L., Heckman T. M., Hoopes C., Iovino A., Jelinsky P., Le Brun V., Lee Y., Maccagni D., Madore B. F., Malina R., Marano B., Marinoni C., McCracken H. J., Mazure A., Meneux B., Merighi R., Morrissey P., Neff S., Paltani S., Pellò R., Picat J. P., Pollo A., Pozzetti L., Radovich M., Rich R. M., Scaramella R., Scoddeggio M., Seibert M., Siegmund O., Small T., Szalay A. S., Welsh B., Xu C. K., Zamorani G., Zanichelli A., 2005, *ApJ*, 619, L43

- Bacon R., Bauer S., Böhm P., Boudon D., Brau-Nogue S., Caillier P., Caponni L., Carollo C. M., Champavert N., Contini T., Daguise E., Dalle D., Delabre B., Devriendt J., Dreizler S., Dubois J., Dupieux M., Dupin J., Emsellem E., Ferruit P., Franx M., Gallou G., Gerssen J., Guiderdoni B., Hahn T., Hofmann D., Jarno A., Kelz A., Koehler C., Kollatschny W., Kosmowski J., Laurent F., Lilly S. J., Lizon J., Loupiaz M., Lynn S., Manescau A., McDermid R. M., Monstein C., Nicklas H., Perès L., Pasquini L., Pécontal E., Pécontal-Rousset A., Pello R., Petit C., Picat J., Popow E., Quirrenbach A., Reiss R., Renault E., Roth M., Schaye J., Soucail G., Steinmetz M., Ströbele S., Stuijk R., Weilbacher P., Wozniak H., de Zeeuw P. T., 2006, *The Messenger*, 124, 5
- Baker A. J., Tacconi L. J., Genzel R., Lehnert M. D., Lutz D., 2004, *ApJ*, 604, 125
- Bertone S., Stoehr F., White S. D. M., 2005, *MNRAS*, 359, 1201
- Blaizot J., Guiderdoni B., Devriendt J. E. G., Bouchet F. R., Hatton S. J., Stoehr F., 2004, *MNRAS*, 352, 571
- Blanc G. A., Adams J., Gebhardt K., Hill G. J., Drory N., Hao L., Bender R., Ciardullo R., Finkelstein S. L., Gawiser E., Gronwall C., Hopp U., Jeong D., Kelzenberg R., Komatsu E., MacQueen P., Murphy J. D., Roth M. M., Schneider D. P., Tufts J., 2010, *ArXiv e-prints*
- Bouwens R. J., Illingworth G. D., Franx M., Ford H., 2007, *ApJ*, 670, 928
- Cattaneo A., Dekel A., Faber S. M., Guiderdoni B., 2008, *MNRAS*, 389, 567
- Charlot S., Fall S. M., 1993, *ApJ*, 415, 580
- Dawson S., Rhoads J. E., Malhotra S., Stern D., Wang J., Dey A., Spinrad H., Jannuzi B. T., 2007, *ApJ*, 671, 1227
- Dawson S., Spinrad H., Stern D., Dey A., van Breugel W., de Vries W., Reuland M., 2002, *ApJ*, 570, 92
- Dayal P., Ferrara A., Gallerani S., 2008, *MNRAS*, 389, 1683
- Dekel A., Birnboim Y., 2006, *MNRAS*, 368, 2
- Devriendt J. E. G., Guiderdoni B., Sadat R., 1999, *A&A*, 350, 381
- Dijkstra M., Haiman Z., Spaans M., 2006, *ApJ*, 649, 14
- Dijkstra M., Lidz A., Wyithe J. S. B., 2007, *MNRAS*, 377, 1175
- Dijkstra M., Loeb A., 2008, *MNRAS*, 391, 457
- Dijkstra M., Wyithe J. S. B., 2010, *MNRAS*, 408, 352
- Finkelstein S. L., Rhoads J. E., Malhotra S., Pirzkal N., Wang J., 2007, *ApJ*, 660, 1023
- Furlanetto S. R., Schaye J., Springel V., Hernquist L., 2005, *ApJ*, 622, 7
- Gabasch A., Bender R., Seitz S., Hopp U., Saglia R. P., Feulner G., Snigula J., Drory N., Appenzeller I., Heidt J., Mehlert D., Noll S., Böhm A., Jäger K., Ziegler B., Fricke K. J., 2004, *A&A*, 421, 41
- Gawiser E., van Dokkum P. G., Gronwall C., Ciardullo R., Blanc G. A., Castander F. J., Feldmeier J., Francke H., Franx M., Habertzettl L., Herrera D., Hickey T., Infante L., Lira P., Maza J., Quadri R., Richardson A., Schawinski K., Schirmer M., Taylor E. N., Treister E., Urry C. M., Virani S. N., 2006, *ApJ*, 642, L13
- Gronwall C., Ciardullo R., Hickey T., Gawiser E., Feldmeier J. J., van Dokkum P. G., Urry C. M., Herrera D., Lehmer B. D., Infante L., Orsi A., Marchesini D., Blanc G. A., Francke H., Lira P., Treister E., 2007, *ApJ*, 667, 79
- Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B., 1987, *A&A*, 186, 1
- Haiman Z., 2002, *ApJ*, 576, L1
- Hansen M., Oh S. P., 2006, *MNRAS*, 367, 979
- Hatton S., Devriendt J. E. G., Ninin S., Bouchet F. R., Guiderdoni B., Vibert D., 2003, *MNRAS*, 343, 75
- Hayes M., Östlin G., Schaerer D., Mas-Hesse J. M., Leitherer C., Atek H., Kunth D., Verhamme A., de Barros S., Melinder J., 2010, *Nature*, 464, 562
- Hill G. J., Gebhardt K., Komatsu E., Drory N., MacQueen P. J., Adams J., Blanc G. A., Koehler R., Rafal M., Roth M. M., Kelz A., Gronwall C., Ciardullo R., Schneider D. P., 2008, in T. Kodama, T. Yamada, & K. Aoki ed., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 399 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, The Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX): Description and Early Pilot Survey Results*. pp 115–+
- Hu E. M., Cowie L. L., Barger A. J., Capak P., Kakazu Y., Trouille L., 2010, *ArXiv e-prints*
- Hu E. M., Cowie L. L., McMahon R. G., 1998, *ApJ*, 502, L99+
- Iwata I., Ohta K., Tamura N., Akiyama M., Aoki K., Ando M., Kiuchi G., Sawicki M., 2007, *MNRAS*, 376, 1557
- Kennicutt Jr. R. C., 1983, *ApJ*, 272, 54
- Kennicutt Jr. R. C., 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kitzbichler M. G., White S. D. M., 2007, *MNRAS*, 376, 2
- Kobayashi M. A. R., Totani T., Nagashima M., 2007, *ApJ*, 670, 919
- Kobayashi M. A. R., Totani T., Nagashima M., 2010, *ApJ*, 708, 1119
- Kudritzki R., Méndez R. H., Feldmeier J. J., Ciardullo R., Jacoby G. H., Freeman K. C., Arnaboldi M., Capaccioli M., Gerhard O., Ford H. C., 2000, *ApJ*, 536, 19
- Kunth D., Mas-Hesse J. M., Terlevich E., Terlevich R., Lequeux J., Fall S. M., 1998, *A&A*, 334, 11
- Laursen P., Sommer-Larsen J., 2007, *ApJ*, 657, L69
- Laursen P., Sommer-Larsen J., Andersen A. C., 2009, *ApJ*, 704, 1640
- Le Delliou M., Lacey C., Baugh C. M., Guiderdoni B., Bacon R., Courtois H., Sousbie T., Morris S. L., 2005, *MNRAS*, 357, L11
- Le Delliou M., Lacey C. G., Baugh C. M., Morris S. L., 2006, *MNRAS*, 365, 712
- Madau P., 1995, *ApJ*, 441, 18
- Mao J., Lapi A., Granato G. L., de Zotti G., Danese L., 2007, *ApJ*, 667, 655
- Mas-Hesse J. M., Kunth D., Tenorio-Tagle G., Leitherer C., Terlevich R. J., Terlevich E., 2003, *ApJ*, 598, 858
- Mathis J. S., Mezger P. G., Panagia N., 1983, *A&A*, 128, 212
- McLinden E., Finkelstein S. L., Rhoads J. E., Malhotra S., Hibon P., Richardson M., 2011, in *Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 43 of Bulletin of the American Astronomical Society, First Spectroscopic Measurements Of [OIII] Emission From Field Lyman-alpha Selected Galaxies At z=3.1*. pp 33543–+
- McLure R. J., Cirasuolo M., Dunlop J. S., Foucaud S., Almaini O., 2009, *MNRAS*, 395, 2196
- Nagamine K., Ouchi M., Springel V., Hernquist L., 2008, *Lyman-alpha Emitters and Lyman-break Galaxies at z=3-6 in Cosmological SPH Simulations*
- Neufeld D. A., 1991, *ApJ*, 370, L85
- Okamoto T., Gao L., Theuns T., 2008, *MNRAS*, 390, 920
- Ono Y., Ouchi M., Shimasaku K., Akiyama M., Dunlop J., Farrah D., Lee J. C., McLure R., Okamura S., Yoshida M., 2010, *MNRAS*, 402, 1580
- Osterbrock D. E., 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Ouchi M., Shimasaku K., Akiyama M., Simpson C., Saito T., Ueda Y., Furusawa H., Sekiguchi K., Yamada T., Kodama T., Kashikawa N., Okamura S., Iye M., Takata T., Yoshida M.,

- Yoshida M., 2008, *ApJS*, 176, 301
- Ouchi M., Shimasaku K., Furusawa H., Miyazaki M., Doi M., Hamabe M., Hayashino T., Kimura M., Kodaira K., Komiyama Y., Matsuda Y., Miyazaki S., Nakata F., Okamura S., Sekiguchi M., Shioya Y., Tamura H., Taniguchi Y., Yagi M., Yasuda N., 2003, *ApJ*, 582, 60
- Ouchi M., Shimasaku K., Furusawa H., SAITO T., Yoshida M., Akiyama M., Ono Y., Yamada T., Ota K., Kashikawa N., Iye M., Kodama T., Okamura S., Simpson C., Yoshida M., 2010, *ArXiv e-prints*
- Partridge R. B., Peebles P. J. E., 1967, *ApJ*, 147, 868
- Pettini M., Kellogg M., Steidel C. C., Dickinson M., Adelberger K. L., Giavalisco M., 1998, *ApJ*, 508, 539
- Pettini M., Shapley A. E., Steidel C. C., Cuby J., Dickinson M., Moorwood A. F. M., Adelberger K. L., Giavalisco M., 2001, *ApJ*, 554, 981
- Pirzkal N., Malhotra S., Rhoads J. E., Xu C., 2007, *ApJ*, 667, 49
- Rauch M., Haehnelt M., Bunker A., Becker G., Marleau F., Graham J., Cristiani S., Jarvis M., Lacey C., Morris S., Peroux C., Röttgering H., Theuns T., 2008, *ApJ*, 681, 856
- Reddy N. A., Steidel C. C., Fadda D., Yan L., Pettini M., Shapley A. E., Erb D. K., Adelberger K. L., 2006, *ApJ*, 644, 792
- Reddy N. A., Steidel C. C., Pettini M., Adelberger K. L., Shapley A. E., Erb D. K., Dickinson M., 2008, *ApJS*, 175, 48
- Samui S., Srianand R., Subramanian K., 2009, *MNRAS*, 398, 2061
- Santos M. R., Ellis R. S., Kneib J., Richard J., Kuijken K., 2004, *ApJ*, 606, 683
- Sawicki M., Thompson D., 2006, *ApJ*, 648, 299
- Schaerer D., Hayes M., Verhamme A., Teyssier R., 2011, *ArXiv e-prints*
- Shapley A. E., Steidel C. C., Pettini M., Adelberger K. L., 2003, *ApJ*, 588, 65
- Shimasaku K., Kashikawa N., Doi M., Ly C., Malkan M. A., Matsuda Y., Ouchi M., Hayashino T., Iye M., Motohara K., Murayama T., Nagao T., Ohta K., Okamura S., Sasaki T., Shioya Y., Taniguchi Y., 2006, *PASJ*, 58, 313
- Shioya Y., Taniguchi Y., Sasaki S. S., Nagao T., Murayama T., Saito T., Ideue Y., Nakajima A., Matsuoka K., Trump J., Scoville N. Z., Sanders D. B., Mobasher B., Aussel H., Capak P., Kartaltepe J., Koekemoer A., Carilli C., Ellis R. S., Garilli B., Giavalisco M., Kitzbichler M. G., Impey C., LeFevre O., Schinnerer E., Smolcic V., 2009, *ApJ*, 696, 546
- Shu C., Mo H., Shu-DeMao 2005, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 5, 327
- Somerville R. S., Primack J. R., Faber S. M., 2001, *MNRAS*, 320, 504
- Spergel D. N., Bean R., Doré O., Nolte M. R., Bennett C. L., Dunkley J., Hinshaw G., Jarosik N., Komatsu E., Page L., Peiris H. V., Verde L., Halpern M., Hill R. S., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Odegard N., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E., Wright E. L., 2007, *ApJS*, 170, 377
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Stark D. P., Ellis R. S., Chiu K., Ouchi M., Bunker A., 2010, *MNRAS*, 408, 1628
- Steidel C. C., Adelberger K. L., Giavalisco M., Dickinson M., Pettini M., 1999, *ApJ*, 519, 1
- Tapken C., Appenzeller I., Gabasch A., Heidt J., Hopp U., Bender R., Mehlert D., Noll S., Seitz S., Seifert W., 2006, *A&A*, 455, 145
- Tapken C., Appenzeller I., Mehlert D., Noll S., Richling S., 2004, *A&A*, 416, L1
- Tapken C., Appenzeller I., Noll S., Richling S., Heidt J., Meinköhn E., Mehlert D., 2007, *A&A*, 467, 63
- Tenorio-Tagle G., Silich S. A., Kunth D., Terlevich E., Terlevich R., 1999, *MNRAS*, 309, 332
- Tilvi V., Malhotra S., Rhoads J. E., Scannapieco E., Thacker R. J., Iliev I. T., Mellema G., 2009, *ApJ*, 704, 724
- Tweed D., Devriendt J., Blaizot J., Colombi S., Slyz A., 2009, *A&A*, 506, 647
- Valls-Gabaud D., 1993, *ApJ*, 419, 7
- van Breukelen C., Jarvis M. J., Venemans B. P., 2005, *MNRAS*, 359, 895
- Verhamme A., Schaerer D., Atek H., Tapken C., 2008, *A&A*, 491, 89
- Verhamme A., Schaerer D., Maselli A., 2006, *A&A*, 460, 397
- Wang J., Malhotra S., Rhoads J. E., Zhang H., Finkelstein S. L., 2009, *ApJ*, 706, 762
- Zheng Z., Cen R., Trac H., Miralda-Escudé J., 2010, *ApJ*, 716, 574
- Zheng Z., Miralda-Escudé J., 2002, *ApJ*, 578, 33

Bibliographie

- Adams, T. F. *The Escape of Resonance-Line Radiation from Extremely Opaque Media*. ApJ, 174, 439–+ (1972). 50, 52
- Adelberger, K. L. and C. C. Steidel. *Multiwavelength Observations of Dusty Star Formation at Low and High Redshift*. ApJ, 544, 218–241 (2000). 31
- Ahn, S.-H., H.-W. Lee and H. M. Lee. *Ly α Line Formation in Starbursting Galaxies. I. Moderately Thick, Dustless, and Static H I Media*. ApJ, 554, 604–614 (2001). 11, 47, 54
- Ajiki, M., Y. Taniguchi, S. S. Fujita, Y. Shioya, T. Nagao, T. Murayama, S. Yamada, K. Umeda and Y. Komiyama. *A Subaru Search for Ly α Emitters at Redshift 5.7*. AJ, 126, 2091–2107 (2003). 70, 115
- Ajiki, M., Y. Taniguchi, S. S. Fujita, Y. Shioya, T. Nagao, T. Murayama, S. F. Yamada, K. Umeda, S. S. Sasaki, R. Sumiya and Y. Komiyama. *A Subaru Search for Lyman α Emitters at $z = 5.8$ with an Intermediate-Band Filter*. PASJ, 56, 597–603 (2004). 70
- Ajiki, M., B. Mobasher, Y. Taniguchi, Y. Shioya, T. Nagao, T. Murayama and S. S. Sasaki. *Narrowband Survey of the GOODS Fields : Search for Ly α Emitters at $z = 5.7$* . ApJ, 638, 596–602 (2006). 70, 115
- Ando, M., K. Ohta, I. Iwata, M. Akiyama, K. Aoki and N. Tamura. *Deficiency of Large Equivalent Width Ly α Emission in Luminous Lyman Break Galaxies at $z \sim 5-6$?* ApJ, 645, L9–L12 (2006). 72, 78, 126
- Arnouts, S., D. Schiminovich, O. Ilbert, L. Tresse, B. Milliard, M. Treyer, S. Bardelli, T. Budavari, T. K. Wyder, E. Zucca, O. Le Fèvre, D. C. Martin, G. Vettolani, C. Adami, M. Arnaboldi et al. *The GALEX VIMOS-VLT Deep Survey Measurement of the Evolution of the 1500 Å Luminosity Function*. ApJ, 619, L43–L46 (2005). 40, 78, 80
- Bacon, R., Y. Copin, G. Monnet, B. W. Miller, J. R. Allington-Smith, M. Bureau, C. M. Carollo, R. L. Davies, E. Emsellem, H. Kuntschner, R. F. Peletier, E. K. Verolme and P. T. de Zeeuw. *The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph*. MNRAS, 326, 23–35 (2001). 67
- Bacon, R., S. Bauer, P. Böhm, D. Boudon, S. Brau-Nogue, P. Caillier, L. Capoani, C. M. Carollo, N. Champavert, T. Contini, E. Daguise, D. Dalle, B. Delabre, J. Devriendt, S. Dreizler et al. *Probing Unexplored Territories with MUSE : a Second-Generation Instrument for the VLT*. The Messenger, 124, 5–+ (2006). 11, 67, 136, 137
- Baker, A. J., L. J. Tacconi, R. Genzel, M. D. Lehnert and D. Lutz. *Molecular Gas in the Lensed Lyman Break Galaxy cB58*. ApJ, 604, 125–140 (2004). 38

- Baugh, C. M., C. G. Lacey, C. S. Frenk, G. L. Granato, L. Silva, A. Bressan, A. J. Benson and S. Cole. *Can the faint submillimetre galaxies be explained in the Λ cold dark matter model?* MNRAS, 356, 1191–1200 (2005). 9
- Bennett, C. L., M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, C. Barnes, M. R. Greason, R. S. Hill et al. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results*. ApJS, 148, 1–27 (2003). 2
- Benson, A. J., R. G. Bower, C. S. Frenk, C. G. Lacey, C. M. Baugh and S. Cole. *What Shapes the Luminosity Function of Galaxies?* ApJ, 599, 38–49 (2003). 9
- Bertone, S., F. Stoehr and S. D. M. White. *Semi-analytic simulations of galactic winds : volume filling factor, ejection of metals and parameter study*. MNRAS, 359, 1201–1216 (2005). 106
- Bigiel, F., A. Leroy, F. Walter, E. Brinks, W. J. G. de Blok, B. Madore and M. D. Thornley. *The Star Formation Law in Nearby Galaxies on Sub-Kpc Scales*. AJ, 136, 2846–2871 (2008). 27
- Binney, J. *The physics of dissipational galaxy formation*. ApJ, 215, 483–491 (1977). 8, 26
- Blaizot, J., B. Guiderdoni, J. E. G. Devriendt, F. R. Bouchet, S. J. Hatton and F. Stoehr. *GALICS- III. Properties of Lyman-break galaxies at a redshift of 3*. MNRAS, 352, 571–588 (2004). 130
- Blaizot, J., Y. Wadadekar, B. Guiderdoni, S. T. Colombi, E. Bertin, F. R. Bouchet, J. E. G. Devriendt and S. Hatton. *MoMaF : the Mock Map Facility*. MNRAS, 360, 159–175 (2005). 4, 136, 137, 138
- Blanc, G. A., J. Adams, K. Gebhardt, G. J. Hill, N. Drory, L. Hao, R. Bender, R. Ciardullo, S. L. Finkelstein, E. Gawiser, C. Gronwall, U. Hopp, D. Jeong, R. Kelzberg, E. Komatsu et al. *The HETDEX Pilot Survey for Emission Line Galaxies - II : The Evolution of the Ly-alpha Escape Fraction from the UV Slope and Luminosity Function of 1.9z3.8 LAEs*. ArXiv e-prints (2010). 69, 113, 115
- Blitz, L. and E. Rosolowsky. *The Role of Pressure in GMC Formation II : The H₂-Pressure Relation*. ApJ, 650, 933–944 (2006). 27
- Blumenthal, G. R., S. M. Faber, J. R. Primack and M. J. Rees. *Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter*. Nature, 311, 517–525 (1984). 6
- Bond, J. R., S. Cole, G. Efstathiou and N. Kaiser. *Excursion set mass functions for hierarchical Gaussian fluctuations*. ApJ, 379, 440–460 (1991). 7
- Bouché, N., A. Dekel, R. Genzel, S. Genel, G. Cresci, N. M. Förster Schreiber, K. L. Shapiro, R. I. Davies and L. Tacconi. *The Impact of Cold Gas Accretion Above a Mass Floor on Galaxy Scaling Relations*. ApJ, 718, 1001–1018 (2010). 27
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, J. P. Blakeslee, T. J. Broadhurst and M. Franx. *Galaxy Size Evolution at High Redshift and Surface Brightness Selection Effects : Constraints from the Hubble Ultra Deep Field*. ApJ, 611, L1–L4 (2004). 2

- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, M. Franx and H. Ford. *UV Luminosity Functions at $z \sim 4, 5,$ and 6 from the Hubble Ultra Deep Field and Other Deep Hubble Space Telescope ACS Fields : Evolution and Star Formation History.* ApJ, 670, 928–958 (2007). 40, 70, 78, 80
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, M. Franx, R.-R. Chary, G. R. Meurer, C. J. Conselice, H. Ford, M. Giavalisco and P. van Dokkum. *UV Continuum Slope and Dust Obscuration from $z \sim 6$ to $z \sim 2$: The Star Formation Rate Density at High Redshift.* ApJ, 705, 936–961 (2009). 150
- Bouwens, R. J., G. D. Illingworth, P. A. Oesch, I. Labbe, M. Trenti, P. van Dokkum, M. Franx, M. Stiavelli, C. M. Carollo, D. Magee and V. Gonzalez. *UV Luminosity Functions from $132 z \sim 7$ and $z \sim 8$ Lyman-Break Galaxies in the ultra-deep HUDF09 and wide-area ERS WFC3/IR Observations.* ArXiv e-prints (2010). 40, 78
- Bower, R. G., S. L. Morris, R. Bacon, R. J. Wilman, M. Sullivan, S. Chapman, R. L. Davies, P. T. de Zeeuw and E. Emsellem. *Deep SAURON spectral imaging of the diffuse Lyman α halo LAB1 in SSA 22.* MNRAS, 351, 63–69 (2004). 67
- Bower, R. G., A. J. Benson, R. Malbon, J. C. Helly, C. S. Frenk, C. M. Baugh, S. Cole and C. G. Lacey. *Breaking the hierarchy of galaxy formation.* MNRAS, 370, 645–655 (2006). 9
- Bower, R. G., I. Vernon, M. Goldstein, A. J. Benson, C. G. Lacey, C. M. Baugh, S. Cole and C. S. Frenk. *The parameter space of galaxy formation.* MNRAS, 407, 2017–2045 (2010). 38
- Brinchmann, J., R. Abraham, D. Schade, L. Tresse, R. S. Ellis, S. Lilly, O. Le Fevre, K. Glazebrook, F. Hammer, M. Colless, D. Crampton and T. Broadhurst. *Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. I. Morphological Properties.* ApJ, 499, 112–+ (1998). 2
- Brocklehurst, M. *Calculations of level populations for the low levels of hydrogenic ions in gaseous nebulae.* MNRAS, 153, 471–490 (1971). 62
- Bruzual, G. and S. Charlot. *Stellar population synthesis at the resolution of 2003.* MNRAS, 344, 1000–1028 (2003). 56, 71, 72
- Bruzual A., G. and S. Charlot. *Spectral evolution of stellar populations using isochrone synthesis.* ApJ, 405, 538–553 (1993). 10, 56, 57
- Calzetti, D., L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef and T. Storchi-Bergmann. *The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies.* ApJ, 533, 682–695 (2000). 72
- Cassata, P., O. Le Fèvre, B. Garilli, D. Maccagni, V. Le Brun, M. Scodreggio, L. Tresse, O. Ilbert, G. Zamorani, O. Cucciati, T. Contini, R. Bielby, Y. Mellier, H. J. McCracken, A. Pollo et al. *The VIMOS VLT Deep Survey : star formation rate density of Ly α emitters from a sample of 217 galaxies with spectroscopic redshifts $2 \leq z \leq 6.6$.* A&A, 525, A143 + (2011). 63, 67, 68, 69, 113, 114, 115, 136, 142, 163
- Castellano, M., A. Fontana, D. Paris, A. Grazian, L. Pentericci, K. Boutsia, P. Santini, V. Testa, M. Dickinson, M. Giavalisco, R. Bouwens, J.-G. Cuby, F. Mannucci, B. Clément, S. Cristiani et al. *The bright end of the $z \sim 7$ UV luminosity function from a wide and deep HAWK-I survey.* A&A, 524, A28+ (2010). 40

- Castor, J., R. McCray and R. Weaver. Interstellar bubbles. *ApJ*, 200, L107–L110 (1975). 28
- Cattaneo, A., A. Dekel, J. Devriendt, B. Guiderdoni and J. Blaizot. Modelling the galaxy bimodality : shutdown above a critical halo mass. *MNRAS*, 370, 1651–1665 (2006). 9
- Chandrasekhar, S. Radiative transfer (1960). 50
- Charlot, S. and S. M. Fall. Lyman-Alpha Emission from Galaxies. *ApJ*, 415, 580–+ (1993). 10, 71, 112
- Chevalier, R. A. and A. W. Clegg. Wind from a starburst galaxy nucleus. *Nature*, 317, 44–+ (1985). 28
- Cole, S. and C. Lacey. The structure of dark matter haloes in hierarchical clustering models. *MNRAS*, 281, 716–+ (1996). 17
- Cole, S., C. G. Lacey, C. M. Baugh and C. S. Frenk. Hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 319, 168–204 (2000). 9, 30
- Colless, M., G. Dalton, S. Maddox, W. Sutherland, P. Norberg, S. Cole, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, C. Collins, W. Couch, N. Cross, K. Deeley, R. De Propris, S. P. Driver et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey : spectra and redshifts. *MNRAS*, 328, 1039–1063 (2001). xviii, 2, 5, 144
- Cowie, L. L. and E. M. Hu. High-z Lyalpha Emitters. I. A Blank-Field Search for Objects near Redshift $Z = 3.4$ in and around the Hubble Deep Field and the Hawaii Deep Field SSA 22. *AJ*, 115, 1319–1328 (1998). 10, 11, 66, 141
- Crampton, D. and S. Lilly. Searching for $z = 6.5$ Galaxies with Multislit Windows. In R. Weymann, L. Storrie-Lombardi, M. Sawicki, & R. Brunner, ed., *Photometric Redshifts and the Detection of High Redshift Galaxies*, vol. 191 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 229–+ (1999). 67
- Croton, D. J., V. Springel, S. D. M. White, G. De Lucia, C. S. Frenk, L. Gao, A. Jenkins, G. Kauffmann, J. F. Navarro and N. Yoshida. The many lives of active galactic nuclei : cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. *MNRAS*, 365, 11–28 (2006). 9
- Daddi, E., D. Elbaz, F. Walter, F. Bournaud, F. Salmi, C. Carilli, H. Dannerbauer, M. Dickinson, P. Monaco and D. Riechers. Different Star Formation Laws for Disks Versus Starbursts at Low and High Redshifts. *ApJ*, 714, L118–L122 (2010). 27
- Dahlem, M., K. A. Weaver and T. M. Heckman. An X-Ray Minisurvey of Nearby Edge-on Starburst Galaxies. I. The Data. *ApJS*, 118, 401–453 (1998). 28
- Dawson, S., H. Spinrad, D. Stern, A. Dey, W. van Breugel, W. de Vries and M. Reuland. A Galactic Wind at $z=5.190$. *ApJ*, 570, 92–99 (2002). 74
- Dawson, S., J. E. Rhoads, S. Malhotra, D. Stern, A. Dey, H. Spinrad, B. T. Jannuzi, J. Wang and E. Landes. Spectroscopic Properties of the $z \sim 4.5$ Ly α Emitters. *ApJ*, 617, 707–717 (2004). 63

- Dawson, S., J. E. Rhoads, S. Malhotra, D. Stern, J. Wang, A. Dey, H. Spinrad and B. T. Jannuzi. A Luminosity Function of Ly α -emitting Galaxies at $z \sim 4.5$. *ApJ*, 671, 1227–1240 (2007). 63, 71, 72, 112, 115
- Dayal, P., A. Ferrara and S. Gallerani. Signatures of reionization on Ly α emitters. *MNRAS*, 389, 1683–1696 (2008). 11, 12
- Dayal, P., A. Ferrara, A. Saro, R. Salvaterra, S. Borgani and L. Tornatore. Lyman alpha emitter evolution in the reionization epoch. *MNRAS*, 400, 2000–2011 (2009). 12
- Dayal, P., A. Maselli and A. Ferrara. The visibility of Lyman α emitters during reionization. *MNRAS*, 1592–+ (2010). 12
- De Lucia, G. and J. Blaizot. The hierarchical formation of the brightest cluster galaxies. *MNRAS*, 375, 2–14 (2007). 9
- de Propris, R., C. J. Pritchett, F. D. A. Hartwick and P. Hickson. A search for primeval galaxies using a narrow-band imaging technique. *AJ*, 105, 1243–1250 (1993). 10
- Deharveng, J.-M., T. Small, T. A. Barlow, C. Péroux, B. Milliard, P. G. Friedman, D. C. Martin, P. Morrissey, D. Schiminovich, K. Forster, M. Seibert, T. K. Wyder, L. Bianchi, J. Donas, T. M. Heckman et al. Ly α -Emitting Galaxies at 0.2z0.35 from GALEX Spectroscopy. *ApJ*, 680, 1072–1082 (2008). 113
- Dekel, A. and Y. Birnboim. Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating. *MNRAS*, 368, 2–20 (2006). 24
- Dekel, A. and J. Silk. The origin of dwarf galaxies, cold dark matter, and biased galaxy formation. *ApJ*, 303, 39–55 (1986). 28
- Dekel, A., Y. Birnboim, G. Engel, J. Freundlich, T. Goerdt, M. Mumcuoglu, E. Neistein, C. Pichon, R. Teyssier and E. Zinger. Cold streams in early massive hot haloes as the main mode of galaxy formation. *Nature*, 457, 451–454 (2009). 24, 26, 37
- Devriendt, J. E. G., B. Guiderdoni and R. Sadat. Galaxy modelling. I. Spectral energy distributions from far-UV to sub-mm wavelengths. *A&A*, 350, 381–398 (1999). 27, 105
- Dijkstra, M. and A. Loeb. The polarization of scattered Ly α radiation around high-redshift galaxies. *MNRAS*, 386, 492–504 (2008). 49
- Dijkstra, M., Z. Haiman and M. Spaans. Ly α Radiation from Collapsing Protogalaxies. I. Characteristics of the Emergent Spectrum. *ApJ*, 649, 14–36 (2006). 11, 52, 54
- Dijkstra, M., A. Lidz and J. S. B. Wyithe. The impact of The IGM on high-redshift Ly α emission lines. *MNRAS*, 377, 1175–1186 (2007). 105
- Djorgovski, S. and D. J. Thompson. Searches for Primeval Galaxies. In B. Barbuy & A. Renzini, ed., *The Stellar Populations of Galaxies, vol. 149 of IAU Symposium*, 337–+ (1992). 10
- Dopita, M. A. and R. S. Sutherland. *Astrophysics of the diffuse universe* (2003). 55, 58
- Dove, J. B. and J. M. Shull. Photoionization of the diffuse interstellar medium and galactic halo by OB associations. *ApJ*, 430, 222–235 (1994). 59

- Dressler, A., C. L. Martin, A. Henry, M. Sawicki and P. McCarthy. Detections of Faint Lyman-alpha Emitters at $z = 5.7$: Galaxy Building Blocks and Engines of Reionization. *ArXiv e-prints* (2011). 67, 69, 114, 115, 136, 141, 142
- Drory, N. and M. Alvarez. The Contribution of Star Formation and Merging to Stellar Mass Buildup in Galaxies. *ApJ*, 680, 41–53 (2008). 41
- Efstathiou, G. Suppressing the formation of dwarf galaxies via photoionization. *MNRAS*, 256, 43P–47P (1992). 22
- Eliche-Moral, M. C., M. Balcells, J. A. L. Aguerri and A. C. González-García. Growth of galactic bulges by mergers. II. Low-density satellites. *A&A*, 457, 91–108 (2006). 29
- Elmegreen, B. G. Star Formation from Galaxies to Globules. *ApJ*, 577, 206–220 (2002). 27
- Elmegreen, B. G. Star Formation during Galaxy Formation. *ArXiv e-prints* (2011). 26
- Faber, S. M. and J. S. Gallagher. Masses and mass-to-light ratios of galaxies. *ARA&A*, 17, 135–187 (1979). 6
- Ferland, G. and H. Netzer. Application of line transfer calculations to active nuclei and novae. *ApJ*, 229, 274–290 (1979). 10
- Fernández-Soto, A., K. M. Lanzetta and H. Chen. The UV escape fraction of high-redshift galaxies. In V. Avila-Reese, C. Firmani, C. S. Frenk, & C. Allen, ed., *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, vol. 17 of Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 27, 218–219 (2003). 105
- Field, G. B., D. W. Goldsmith and H. J. Habing. Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas. *ApJ*, 155, L149+ (1969). 55
- Finkelstein, S. L., J. E. Rhoads, S. Malhotra, N. Pirzkal and J. Wang. The Ages and Masses of Ly α Galaxies at $z \sim 4.5$. *ApJ*, 660, 1023–1029 (2007). 73, 124
- Finlator, K., R. Davé, C. Papovich and L. Hernquist. The Physical and Photometric Properties of High-Redshift Galaxies in Cosmological Hydrodynamic Simulations. *ApJ*, 639, 672–694 (2006). 41
- Gabasch, A., R. Bender, S. Seitz, U. Hopp, R. P. Saglia, G. Feulner, J. Snigula, N. Drory, I. Appenzeller, J. Heidt, D. Mehlert, S. Noll, A. Böhm, K. Jäger, B. Ziegler et al. The evolution of the luminosity functions in the FORS Deep Field from low to high redshift. I. The blue bands. *A&A*, 421, 41–58 (2004). 40, 78, 80
- Gawiser, E., P. G. van Dokkum, C. Gronwall, R. Ciardullo, G. A. Blanc, F. J. Castander, J. Feldmeier, H. Francke, M. Franx, L. Habertzettl, D. Herrera, T. Hickey, L. Infante, P. Lira, J. Maza et al. The Physical Nature of Ly α -emitting Galaxies at $z=3.1$. *ApJ*, 642, L13–L16 (2006). 73, 74, 124, 136
- Genzel, R., L. J. Tacconi, J. Gracia-Carpio, A. Sternberg, M. C. Cooper, K. Shapiro, A. Bolatto, N. Bouché, F. Bournaud, A. Burkert, F. Combes, J. Comerford, P. Cox, M. Davis, N. M. F. Schreiber et al. A study of the gas-star formation relation over cosmic time. *MNRAS*, 407, 2091–2108 (2010). 27

- Gnedin, N. Y., A. V. Kravtsov and H. Chen. Escape of Ionizing Radiation from High-Redshift Galaxies. *ApJ*, 672, 765–775 (2008). 105
- Gronwall, C., R. Ciardullo, T. Hickey, E. Gawiser, J. J. Feldmeier, P. G. van Dokkum, C. M. Urry, D. Herrera, B. D. Lehmer, L. Infante, A. Orsi, D. Marchesini, G. A. Blanc, H. Francke, P. Lira et al. Ly α Emission-Line Galaxies at $z = 3.1$ in the Extended Chandra Deep Field-South. *ApJ*, 667, 79–91 (2007). 66, 68, 69, 72, 116, 118, 119, 141, 155
- Gronwall, C., N. A. Bond, R. Ciardullo, E. Gawiser, M. Altmann, G. A. Blanc and J. J. Feldmeier. The Rest-frame Ultraviolet Light Profile Shapes of Ly-alpha-Emitting Galaxies at $z=3.1$. *ArXiv e-prints* (2010). 74
- Guiderdoni, B. and B. Rocca-Volmerange. A model of spectrophotometric evolution for high-redshift galaxies. *A&A*, 186, 1–21 (1987). 9, 31
- Guo, Q. and S. D. M. White. High-redshift galaxy populations and their descendants. *MNRAS*, 396, 39–52 (2009). 31
- Haiman, Z. and M. Spaans. Models for Dusty Lyalpha Emitters at High Redshift. *ApJ*, 518, 138–144 (1999). 12
- Hamilton, D. R. The Resonance Radiation Induced by Elliptically Polarized Light. *ApJ*, 106, 457–+ (1947). 50
- Harrington, J. P. The scattering of resonance-line radiation in the limit of large optical depth. *MNRAS*, 162, 43–+ (1973). 11, 52
- Hartmann, L. W., J. P. Huchra, M. J. Geller, P. O’Brien and R. Wilson. Lyman-alpha emission in star-forming galaxies. *ApJ*, 326, 101–109 (1988). 10
- Hartquist, T. Book Review : The physics of the interstellar medium.- 2nd ed. / Institute of Physics Publishing, 1997. *Astronomy and Geophysics*, 44, 35–+ (2003). 55
- Hatton, S., J. E. G. Devriendt, S. Ninin, F. R. Bouchet, B. Guiderdoni and D. Vibert. GALICS-I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation. *MNRAS*, 343, 75–106 (2003). 9, 15, 24, 30, 36
- Hayes, M., G. Östlin, D. Schaerer, J. M. Mas-Hesse, C. Leitherer, H. Atek, D. Kunth, A. Verhamme, S. de Barros and J. Melinder. Escape of about five per cent of Lyman- α photons from high-redshift star-forming galaxies. *Nature*, 464, 562–565 (2010). 113
- Heckman, T. M., L. Armus and G. K. Miley. On the nature and implications of starburst-driven galactic superwinds. *ApJS*, 74, 833–868 (1990). 28
- Heney, L. G. and J. L. Greenstein. Diffuse radiation in the Galaxy. *Annales d’Astrophysique*, 3, 117–+ (1940). 83
- Hill, G. J., K. Gebhardt, E. Komatsu, N. Drory, P. J. MacQueen, J. Adams, G. A. Blanc, R. Koehler, M. Rafal, M. M. Roth, A. Kelz, C. Gronwall, R. Ciardullo and D. P. Schneider. The Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX) : Description and Early Pilot Survey Results. In T. Kodama, T. Yamada, & K. Aoki, ed., Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution, vol. 399 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 115–+ (2008). 11

- Hogg, D. W., J. G. Cohen, R. Blandford and M. A. Pahre. The O II Luminosity Density of the Universe. *ApJ*, 504, 622–+ (1998). 68
- Hu, E. M., L. L. Cowie, P. Capak, R. G. McMahon, T. Hayashino and Y. Komiyama. The Luminosity Function of Ly α Emitters at Redshift $z \sim 5.7$. *AJ*, 127, 563–575 (2004). 72
- Hu, E. M., L. L. Cowie, A. J. Barger, P. Capak, Y. Kakazu and L. Trouille. An Atlas of $z=5.7$ and $z=6.5$ Ly alpha Emitters. *ArXiv e-prints* (2010). 11, 66, 67, 70, 75, 76, 114, 115, 120, 135, 142, 143
- Hummer, D. G. Non-coherent scattering : I. The redistribution function with Doppler broadening. *MNRAS*, 125, 21–37 (1962). 51, 84
- Inoue, A. K., I. Iwata and J. Deharveng. The escape fraction of ionizing photons from galaxies at $z = 0-6$. *MNRAS*, 371, L1–L5 (2006). 105
- Iwata, I., K. Ohta, N. Tamura, M. Akiyama, K. Aoki, M. Ando, G. Kiuchi and M. Sawicki. Differential evolution of the UV luminosity function of Lyman break galaxies from $z \sim 5$ to 3. *MNRAS*, 376, 1557–1576 (2007). 40, 78
- Kauffmann, G. and S. D. M. White. The merging history of dark matter haloes in a hierarchical universe. *MNRAS*, 261, 921–928 (1993). 9
- Kauffmann, G., S. D. M. White and B. Guiderdoni. The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes. *MNRAS*, 264, 201–+ (1993). 9
- Kauffmann, G., B. Guiderdoni and S. D. M. White. Faint Galaxy Counts in a Hierarchical Universe. *MNRAS*, 267, 981–+ (1994). 9
- Kauffmann, G., J. M. Colberg, A. Diaferio and S. D. M. White. Clustering of galaxies in a hierarchical universe - I. Methods and results at $z=0$. *MNRAS*, 303, 188–206 (1999). 9, 17
- Kennicutt, R. C., Jr. The rate of star formation in normal disk galaxies. *ApJ*, 272, 54–67 (1983). 26
- Kennicutt, R. C., Jr. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *ApJ*, 498, 541–+ (1998). 26, 27, 38, 61
- Kitzbichler, M. G. and S. D. M. White. The high-redshift galaxy population in hierarchical galaxy formation models. *MNRAS*, 376, 2–12 (2007). 31
- Kobayashi, M. A. R., T. Totani and M. Nagashima. Ly α Emitters in Hierarchical Galaxy Formation. *ApJ*, 670, 919–927 (2007). 11, 12, 116
- Kobayashi, M. A. R., T. Totani and M. Nagashima. Ly α Emitters in Hierarchical Galaxy Formation. II. Ultraviolet Continuum Luminosity Function and Equivalent Width Distribution. *ApJ*, 708, 1119–1134 (2010). 12, 72, 116
- Komatsu, E., J. Dunkley, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S. Meyer et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 180, 330–376 (2009). 138

- Komatsu, E., K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon et al.* Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ArXiv e-prints* (2010). 34
- Komatsu, E., K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon et al.* Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 192, 18–+ (2011). 6
- Koo, D. C. and R. T. Kron.* Primeval galaxies - A new look in red light. *PASP*, 92, 537–545 (1980). 10
- Krug, H., S. Veilleux, V. Tilvi, S. Malhotra, J. Rhoads, P. Hibon, R. Swaters, R. Probst, A. Dey, M. Dickinson and B. Jannuzi.* Searching for High-Redshift Lyman Alpha Emitters in the COSMOS Field with NEWFIRM. *ArXiv e-prints* (2011). 11
- Krumholz, M. R., C. F. McKee and J. Tumlinson.* The Star Formation Law in Atomic and Molecular Gas. *ApJ*, 699, 850–856 (2009). 27
- Kudritzki, R., R. H. Méndez, J. J. Feldmeier, R. Ciardullo, G. H. Jacoby, K. C. Freeman, M. Arnaboldi, M. Capaccioli, O. Gerhard and H. C. Ford.* Discovery of Nine Ly α Emitters at Redshift $z \sim 3.1$ Using Narrowband Imaging and VLT Spectroscopy. *ApJ*, 536, 19–30 (2000). 70, 113, 115
- Kunth, D., J. M. Mas-Hesse, E. Terlevich, R. Terlevich, J. Lequeux and S. M. Fall.* HST study of Lyman-alpha emission in star-forming galaxies : the effect of neutral gas flows. *A&A*, 334, 11–20 (1998). 11, 74, 77, 130
- Lacey, C. and S. Cole.* Merger rates in hierarchical models of galaxy formation. *MNRAS*, 262, 627–649 (1993). 7, 9
- Lagos, C. D. P., C. G. Lacey, C. M. Baugh, R. G. Bower and A. J. Benson.* On the impact of empirical and theoretical star formation laws on galaxy formation. *MNRAS*, 416, 1566–1584 (2011). 41
- Lai, K., J. Huang, G. Fazio, L. L. Cowie, E. M. Hu and Y. Kakazu.* The Stellar Population of Ly α -emitting Galaxies at $z \sim 5.7$. *ApJ*, 655, 704–713 (2007). 73, 124
- Lai, K., J.-S. Huang, G. Fazio, E. Gawiser, R. Ciardullo, M. Damen, M. Franx, C. Gronwall, I. Labbe, G. Magdis and P. van Dokkum.* Spitzer Constraints on the Stellar Populations of Ly α -Emitting Galaxies at $z = 3.1$. *ApJ*, 674, 70–74 (2008). 73
- Landy, S. D. and A. S. Szalay.* Bias and variance of angular correlation functions. *ApJ*, 412, 64–71 (1993). 157, 158
- Larson, R. B.* Effects of supernovae on the early evolution of galaxies. *MNRAS*, 169, 229–246 (1974). 28
- Laurson, P. and J. Sommer-Larsen.* Ly α Resonant Scattering in Young Galaxies : Predictions from Cosmological Simulations. *ApJ*, 657, L69–L72 (2007). 11, 53, 54

- Le Delliou, M., C. Lacey, C. M. Baugh, B. Guiderdoni, R. Bacon, H. Courtois, T. Sousbie and S. L. Morris.* The abundance of Ly α emitters in hierarchical models. *MNRAS*, 357, L11–L15 (2005). 11, 116
- Le Delliou, M., C. G. Lacey, C. M. Baugh and S. L. Morris.* The properties of Ly α emitting galaxies in hierarchical galaxy formation models. *MNRAS*, 365, 712–726 (2006). 11
- Le Fèvre, O., R. Abraham, S. J. Lilly, R. S. Ellis, J. Brinchmann, D. Schade, L. Tresse, M. Colless, D. Crampton, K. Glazebrook, F. Hammer and T. Broadhurst.* Hubble Space Telescope imaging of the CFRS and LDSS redshift surveys - IV. Influence of mergers in the evolution of faint field galaxies from $z \sim 1$. *MNRAS*, 311, 565–575 (2000). 2
- Le Fèvre, O., M. Saisse, D. Mancini, S. Brau-Nogue, O. Caputi, L. Castinel, S. D’Odorico, B. Garilli, M. Kissler-Patig, C. Lucuix, G. Mancini, A. Pauget, G. Sciarretta, M. Scodeggio, L. Tresse et al.* Commissioning and performances of the VLT-VIMOS instrument. In *M. Iye & A. F. M. Moorwood, ed., Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, vol. 4841 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1670–1681 (2003).* 67
- Li, A. and B. T. Draine.* On Ultrasmall Silicate Grains in the Diffuse Interstellar Medium. *ApJ*, 550, L213–L217 (2001). 52
- Lilly, S., D. Schade, R. Ellis, O. Le Fevre, J. Brinchmann, L. Tresse, R. Abraham, F. Hammer, D. Crampton, M. Colless, K. Glazebrook, G. Mallen-Ornelas and T. Broadhurst.* Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. II. Structural Parameters and the Evolution of Disk Galaxies to Z approximately 1. *ApJ*, 500, 75–+ (1998). 2
- Madau, P.* Radiative transfer in a clumpy universe : The colors of high-redshift galaxies. *ApJ*, 441, 18–27 (1995). 70, 122
- Madore, B. F.* Numerical simulations of the rate of star formation in external galaxies. *MNRAS*, 178, 1–9 (1977). 26
- Magdis, G. E., D. Elbaz, E. Daddi, G. E. Morrison, M. Dickinson, D. Rigopoulou, R. Gobat and H. S. Hwang.* A Multi-wavelength View of the Star Formation Activity at $z \sim 3$. *ApJ*, 714, 1740–1745 (2010). 31
- Makino, J. and P. Hut.* Merger Rate of Equal-Mass Spherical Galaxies. *ApJ*, 481, 83–+ (1997). 29
- Malhotra, S. and J. E. Rhoads.* Large Equivalent Width Ly α line Emission at $z=4.5$: Young Galaxies in a Young Universe? *ApJ*, 565, L71–L74 (2002). 63, 66, 71
- Mao, J., A. Lapi, G. L. Granato, G. de Zotti and L. Danese.* The Role of the Dust in Primeval Galaxies : A Simple Physical Model for Lyman Break Galaxies and Ly α Emitters. *ApJ*, 667, 655–666 (2007). 12
- Martin, C. L.* Properties of Galactic Outflows : Measurements of the Feedback from Star Formation. *ApJ*, 513, 156–160 (1999). 28
- Martin, C. L.* Galactic Winds in Nearby Dwarf Galaxies. In *J. S. Mulchaey & J. T. Stocke, ed., Extragalactic Gas at Low Redshift, vol. 254 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 305–+ (2002).* 28

- Martin, C. L.* The Neutral Component of Galactic Winds. In *R. Braun, ed., Extra-Planar Gas, vol. 331 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 305–+ (2005).* 130
- Martin, C. L.* Mapping Large-Scale Gaseous Outflows in Ultraluminous Infrared Galaxies with Keck II ESI Spectra : Spatial Extent of the Outflow. *ApJ, 647, 222–243 (2006).* 130
- Mas-Hesse, J. M., D. Kunth, G. Tenorio-Tagle, C. Leitherer, R. J. Terlevich and E. Terlevich.* Ly α Emission in Starbursts : Implications for Galaxies at High Redshift. *ApJ, 598, 858–877 (2003).* 11
- Massey, P. and C. B. Foltz.* The Spectrum of the Night Sky over Mount Hopkins and Kitt Peak : Changes after a Decade. *PASP, 112, 566–573 (2000).* 62
- Mathis, J. S., P. G. Mezger and N. Panagia.* Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds. *A&A, 128, 212–229 (1983).* 31
- Matsuda, Y., T. Yamada, T. Hayashino, H. Tamura, R. Yamauchi, M. Ajiki, S. S. Fujita, T. Murayama, T. Nagao, K. Ohta, S. Okamura, M. Ouchi, K. Shimasaku, Y. Shioya and Y. Taniguchi.* A Subaru Search for Ly α Blobs in and around the Protocluster Region At Redshift $z = 3.1$. *AJ, 128, 569–584 (2004).* 54
- McKee, C. F. and J. P. Ostriker.* A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ, 218, 148–169 (1977).* 55
- McLinden, E., S. L. Finkelstein, J. E. Rhoads, S. Malhotra, P. Hibon and M. Richardson.* First Spectroscopic Measurements Of [OIII] Emission From Field Lyman-alpha Selected Galaxies At $z = 3.1$. In *Bulletin of the American Astronomical Society, vol. 43 of Bulletin of the American Astronomical Society, 33543–+ (2011).* 11, 77, 130
- McLure, R. J., M. Cirasuolo, J. S. Dunlop, S. Foucaud and O. Almaini.* The luminosity function, halo masses and stellar masses of luminous Lyman-break galaxies at redshifts $5 < z < 6$. *MNRAS, 395, 2196–2209 (2009).* 40, 78, 80
- McLure, R. J., J. S. Dunlop, M. Cirasuolo, A. M. Koekemoer, E. Sabbi, D. P. Stark, T. A. Targett and R. S. Ellis.* Galaxies at $z = 6-9$ from the WFC3/IR imaging of the Hubble Ultra Deep Field. *MNRAS, 403, 960–983 (2010).* 40, 78, 80
- Meier, D. L. and R. Terlevich.* Extragalactic H II regions in the UV - Implications for primeval galaxies. *ApJ, 246, L109–L113 (1981).* 10
- Mihalas, D.* Stellar atmospheres /2nd edition/ (1978). 47
- Mo, H. J., S. Mao and S. D. M. White.* The formation of galactic discs. *MNRAS, 295, 319–336 (1998).* 26
- Monaco, P., F. Fontanot and G. Taffoni.* The MORGANA model for the rise of galaxies and active nuclei. *MNRAS, 375, 1189–1219 (2007).* 9
- Moster, B. P., R. S. Somerville, J. A. Newman and H.-W. Rix.* A Cosmic Variance Cookbook. *ApJ, 731, 113–+ (2011).* 144

- Murayama, T., Y. Taniguchi, N. Z. Scoville, M. Ajiki, D. B. Sanders, B. Mobasher, H. Aussel, P. Capak, A. Koekemoer, Y. Shioya, T. Nagao, C. Carilli, R. S. Ellis, B. Garilli, M. Giavalisco et al. Ly α Emitters at Redshift 5.7 in the COSMOS Field. *ApJS*, 172, 523–544 (2007). 70, 115, 141
- Nagamine, K., M. Ouchi, V. Springel and L. Hernquist. Lyman- α Emitters and Lyman-Break Galaxies at $z = 3-6$ in Cosmological SPH Simulations. *PASJ*, 62, 1455– (2010). 11, 12, 41, 116
- Nagashima, M. and Y. Yoshii. Hierarchical Formation of Galaxies with Dynamical Response to Supernova-Induced Gas Removal. *ApJ*, 610, 23–44 (2004). 9
- Navarro, J. F., C. S. Frenk and S. D. M. White. Simulations of X-ray clusters. *MNRAS*, 275, 720–740 (1995). 17
- Neufeld, D. A. The transfer of resonance-line radiation in static astrophysical media. *ApJ*, 350, 216–241 (1990). 11, 52, 53, 54, 85
- Neufeld, D. A. The escape of Lyman-alpha radiation from a multiphase interstellar medium. *ApJ*, 370, L85–L88 (1991). 11, 71, 112
- Nilsson, K. K., C. Tapken, P. Møller, W. Freudling, J. P. U. Fynbo, K. Meisenheimer, P. Laurson and G. Östlin. Evolution in the properties of Lyman- α emitters from redshifts $z \sim 3$ to $z \sim 2$. *A&A*, 498, 13–23 (2009). 74
- Ocvirk, P., C. Pichon and R. Teyssier. Bimodal gas accretion in the Horizon-MareNostrum galaxy formation simulation. *MNRAS*, 390, 1326–1338 (2008). 24, 25, 37
- Ono, Y., M. Ouchi, K. Shimasaku, M. Akiyama, J. Dunlop, D. Farrah, J. C. Lee, R. McLure, S. Okamura and M. Yoshida. Stellar populations of Ly α emitters at $z = 3-4$ based on deep large area surveys in the Subaru-SXDS/UKIDSS-UDS Field. *MNRAS*, 402, 1580–1598 (2010). 73, 124
- Orsi, A., C. G. Lacey, C. M. Baugh and L. Infante. The clustering of Ly α emitters in a Λ CDM Universe. *MNRAS*, 391, 1589–1604 (2008). 159, 160
- Osterbrock, D. E. and G. J. Ferland. Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei (2006). 55
- Östlin, G., M. Hayes, D. Kunth, J. M. Mas-Hesse, C. Leitherer, A. Petrosian and H. Atek. The Lyman Alpha Morphology of Local Starburst Galaxies : Release of Calibrated Images. *AJ*, 138, 923–940 (2009). 74
- Ouchi, M., K. Shimasaku, H. Furusawa, M. Miyazaki, M. Doi, M. Hamabe, T. Hayashino, M. Kimura, K. Kodaira, Y. Komiyama, Y. Matsuda, S. Miyazaki, F. Nakata, S. Okamura, M. Sekiguchi et al. Subaru Deep Survey. II. Luminosity Functions and Clustering Properties of Ly α Emitters at $z=4.86$ in the Subaru Deep Field. *ApJ*, 582, 60–68 (2003). 11, 65, 66, 68, 70, 72, 115, 125, 126, 162, 163
- Ouchi, M., K. Shimasaku, M. Akiyama, C. Simpson, T. Saito, Y. Ueda, H. Furusawa, K. Sekiguchi, T. Yamada, T. Kodama, N. Kashikawa, S. Okamura, M. Iye, T. Takata, M. Yoshida et al. The Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS). IV. Evolution of Ly α Emitters from $z=3.1$ to 5.7 in the 1 deg²Field : Luminosity Functions and AGN. *ApJS*, 176, 301 – 330 (2008). 11, 65, 66, 67, 69, 70, 71, 72, 113, 114, 115, 116, 118, 119, 120, 124, 125, 126, 135, 141, 142, 143, 155, 1

- Ouchi, M., K. Shimasaku, H. Furusawa, T. SAITO, M. Yoshida, M. Akiyama, Y. Ono, T. Yamada, K. Ota, N. Kashikawa, M. Iye, T. Kodama, S. Okamura, C. Simpson and M. Yoshida. *Statistics of 207 Ly α Emitters at a Redshift Near 7 : Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models*. ArXiv e-prints (2010). [11](#), [65](#), [66](#), [114](#), [115](#), [135](#), [142](#), [143](#)
- Partridge, R. B. and P. J. E. Peebles. *Are Young Galaxies Visible?* ApJ, 147, 868–+ (1967). [10](#), [68](#)
- Peacock, J. and P. Murdin. *Cosmology : Standard Model* (2002). [6](#), [38](#)
- Peebles, P. J. E. *The Gravitational-Instability Picture and the Nature of the Distribution of Galaxies*. ApJ, 189, L51+ (1974). [6](#)
- Peebles, P. J. E. *The large-scale structure of the universe* (1980). [6](#), [7](#), [18](#), [144](#), [157](#)
- Peebles, P. J. E. and R. H. Dicke. *Origin of the Globular Star Clusters*. ApJ, 154, 891–+ (1968). [6](#)
- Perlmutter, S., G. Aldering, M. della Valle, S. Deustua, R. S. Ellis, S. Fabbro, A. Fruchter, G. Goldhaber, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, R. G. McMahon et al. *Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe*. Nature, 391, 51–+ (1998). [6](#)
- Pettini, M., M. Kellogg, C. C. Steidel, M. Dickinson, K. L. Adelberger and M. Giavalisco. *Infrared Observations of Nebular Emission Lines from Galaxies at $Z \sim 3$* . ApJ, 508, 539–550 (1998). [11](#), [130](#)
- Pettini, M., A. E. Shapley, C. C. Steidel, J. Cuby, M. Dickinson, A. F. M. Moorwood, K. L. Adelberger and M. Giavalisco. *The Rest-Frame Optical Spectra of Lyman Break Galaxies : Star Formation, Extinction, Abundances, and Kinematics*. ApJ, 554, 981–1000 (2001). [11](#), [28](#), [74](#), [130](#)
- Pettini, M., S. A. Rix, C. C. Steidel, K. L. Adelberger, M. P. Hunt and A. E. Shapley. *New Observations of the Interstellar Medium in the Lyman Break Galaxy MS 1512-cB58*. ApJ, 569, 742–757 (2002). [130](#)
- Pirzkal, N., S. Malhotra, J. E. Rhoads and C. Xu. *Optical-to-Mid-Infrared Observations of Ly α Galaxies at $z \sim 5$ in the Hubble Ultra Deep Field : A Young and Low-Mass Population*. ApJ, 667, 49–59 (2007). [73](#), [74](#), [124](#)
- Press, W. H. and P. Schechter. *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation*. ApJ, 187, 425–438 (1974). [7](#)
- Pritchett, C. J. *The search for primeval galaxies*. PASP, 106, 1052–1067 (1994). [10](#)
- Rauch, M., M. Haehnelt, A. Bunker, G. Becker, F. Marleau, J. Graham, S. Cristiani, M. Jarvis, C. Lacey, S. Morris, C. Peroux, H. Röttgering and T. Theuns. *A Population of Faint Extended Line Emitters and the Host Galaxies of Optically Thick QSO Absorption Systems*. ApJ, 681, 856–880 (2008). [54](#), [67](#), [69](#), [113](#), [114](#), [115](#), [136](#), [141](#), [142](#), [163](#)
- Reddy, N. A., C. C. Steidel, D. Fadda, L. Yan, M. Pettini, A. E. Shapley, D. K. Erb and K. L. Adelberger. *Star Formation and Extinction in Redshift $z \sim 2$ Galaxies : Inferences from Spitzer MIPS Observations*. ApJ, 644, 792–812 (2006). [31](#)

- Reddy, N. A., C. C. Steidel, M. Pettini, K. L. Adelberger, A. E. Shapley, D. K. Erb and M. Dickinson. *Multiwavelength Constraints on the Cosmic Star Formation History from Spectroscopy : the Rest-Frame Ultraviolet, H α , and Infrared Luminosity Functions at Redshifts 1.9 \sim 3.4*. ApJS, 175, 48–85 (2008). 40, 78, 80
- Refregier, A. *Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure*. ARA&A, 41, 645–668 (2003). 6
- Rhoads, J. E., S. Malhotra, A. Dey, D. Stern, H. Spinrad and B. T. Jannuzi. *First Results from the Large-Area Lyman Alpha Survey*. ApJ, 545, L85–L88 (2000). 11, 66
- Rocca-Volmerange, B. and B. Guiderdoni. *An atlas of synthetic spectra of galaxies*. A&AS, 75, 93–106 (1988). 9
- Samui, S., R. Srianand and K. Subramanian. *Understanding the redshift evolution of the luminosity functions of Lyman α emitters*. MNRAS, 398, 2061–2068 (2009). 11, 12
- Santos, M. R., R. S. Ellis, J. Kneib, J. Richard and K. Kuijken. *The Abundance of Low-Luminosity Ly α Emitters at High Redshift*. ApJ, 606, 683–701 (2004). 105
- Sawicki, M. and D. Thompson. *Keck Deep Fields. III. Luminosity-dependent Evolution of the Ultraviolet Luminosity and Star Formation Rate Densities at $z \sim 4, 3$, and 2*. ApJ, 648, 299–309 (2006). 40, 78, 80
- Schaerer, D. *The transition from Population III to normal galaxies : Ly α and He II emission and the ionising properties of high redshift starburst galaxies*. A&A, 397, 527–538 (2003). 71, 112
- Schaerer, D., M. Hayes, A. Verhamme and R. Teyssier. *Grid of Ly α radiation transfer models for the interpretation of distant galaxies*. ArXiv e-prints (2011). xvii, 80, 81, 82, 83, 90, 91, 92, 105, 107, 131
- Schechter, P. *An analytic expression for the luminosity function for galaxies*. ApJ, 203, 297–306 (1976). 69
- Shapley, A. E., C. C. Steidel, K. L. Adelberger, M. Dickinson, M. Giavalisco and M. Pettini. *The Rest-Frame Optical Properties of $z \sim 3$ Galaxies*. ApJ, 562, 95–123 (2001). 78
- Shapley, A. E., C. C. Steidel, M. Pettini and K. L. Adelberger. *Rest-Frame Ultraviolet Spectra of $z \sim 3$ Lyman Break Galaxies*. ApJ, 588, 65–89 (2003). 11, 28, 73, 74, 78, 116, 122, 126, 130, 136
- Shimasaku, K., N. Kashikawa, M. Doi, C. Ly, M. A. Malkan, Y. Matsuda, M. Ouchi, T. Hayashino, M. Iye, K. Motohara, T. Murayama, T. Nagao, K. Ohta, S. Okamura, T. Sasaki et al. *Ly α Emitters at $z = 5.7$ in the Subaru Deep Field*. PASJ, 58, 313–334 (2006). 11, 66, 70, 72, 75, 77, 114, 115, 125, 126, 135, 155
- Shioya, Y., Y. Taniguchi, S. S. Sasaki, T. Nagao, T. Murayama, T. Saito, Y. Ideue, A. Nakajima, K. Matsuoka, J. Trump, N. Z. Scoville, D. B. Sanders, B. Mobasher, H. Aussel, P. Capak et al. *Photometric Properties of Ly α Emitters at $z \sim 4.86$ in the COSMOS 2 Square Degree Field*. ApJ, 696, 546–561 (2009). 66, 70, 72, 73, 112, 115, 125, 126, 141

- Shu, C., H. Mo and Shu-DeMao. *An Analytic Model of Galactic Winds and Mass Outflows.* , 5, 327–346 (2005). 106
- Silk, J. *On the fragmentation of cosmic gas clouds. I - The formation of galaxies and the first generation of stars.* ApJ, 211, 638–648 (1977). 8
- Silk, J. *Feedback, Disk Self-Regulation, and Galaxy Formation.* ApJ, 481, 703–+ (1997). 27
- Silk, J. *A new prescription for protogalactic feedback and outflows : where have all the baryons gone ?* MNRAS, 343, 249–254 (2003). 28
- Smoot, G. F., C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, J. Aymon, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, S. Gulkis, M. G. Hauser, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall et al. *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps.* ApJ, 396, L1–L5 (1992). 2
- Somerville, R. S. and J. R. Primack. *Semi-analytic modelling of galaxy formation : the local Universe.* MNRAS, 310, 1087–1110 (1999). 9
- Spitzer, L. *Physical Processes in the Interstellar Medium* (1998). 58
- Springel, V. *The cosmological simulation code GADGET-2.* MNRAS, 364, 1105–1134 (2005). 16
- Springel, V., S. D. M. White, G. Tormen and G. Kauffmann. *Populating a cluster of galaxies - I. Results at $[formmu_2]z=0$.* MNRAS, 328, 726–750 (2001). 9
- Stanway, E. R., A. J. Bunker, K. Glazebrook, R. G. Abraham, J. Rhoads, S. Malhotra, D. Cramp-ton, M. Colless and K. Chiu. *The GLARE Survey - II. Faint $z \sim 6$ Ly α line emitters in the HUDF.* MNRAS, 376, 727–738 (2007). 72, 126
- Stark, D. P., R. S. Ellis, K. Chiu, M. Ouchi and A. Bunker. *Keck spectroscopy of faint $3 < z < 7$ Lyman break galaxies - I. New constraints on cosmic reionization from the luminosity and redshift-dependent fraction of Lyman α emission.* MNRAS, 408, 1628–1648 (2010). 126
- Steidel, C. C. and D. Hamilton. *Deep imaging of high redshift QSO fields below the Lyman limit. II - Number counts and colors of field galaxies.* AJ, 105, 2017–2030 (1993). 77
- Steidel, C. C., M. Pettini and D. Hamilton. *Lyman Imaging of High-Redshift Galaxies.III.New Observations of Four QSO Fields.* AJ, 110, 2519–+ (1995). 2
- Steidel, C. C., K. L. Adelberger, M. Giavalisco, M. Dickinson and M. Pettini. *Lyman-Break Galaxies at $z \sim 4$ and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift.* ApJ, 519, 1–17 (1999). 78, 130
- Steigman, G. *BBN and the Primordial Abundances,* 331–+ (2006). 2
- Stenflo, J. O. *Resonance-line polarization. V - Quantum-mechanical interference between states of different total angular momentum.* A&A, 84, 68–74 (1980). 50
- Taniguchi, Y., M. Ajiki, T. Nagao, Y. Shioya, T. Murayama, N. Kashikawa, K. Kodaira, N. Kaifu, H. Ando, H. Karoji, M. Akiyama, K. Aoki, M. Doi, S. S. Fujita, H. Furusawa et al. *The SUBARU Deep Field Project : Lyman α Emitters at a Redshift of 6.6.* PASJ, 57, 165–182 (2005). 141

- Tapken, C., I. Appenzeller, D. Mehlert, S. Noll and S. Richling. *The nature of the Ly α -emission region of FDF-4691*. A&A, 416, L1–L4 (2004). 74
- Tapken, C., I. Appenzeller, A. Gabasch, J. Heidt, U. Hopp, R. Bender, D. Mehlert, S. Noll, S. Seitz and W. Seifert. *Ly α emission galaxies at a redshift of $z \sim 5.7$ in the FORS deep field*. A&A, 455, 145–152 (2006). 74
- Tapken, C., I. Appenzeller, S. Noll, S. Richling, J. Heidt, E. Meinköhn and D. Mehlert. *Ly α emission in high-redshift galaxies*. A&A, 467, 63–72 (2007). 74, 75, 89, 90
- Tasitsiomi, A. *Ly α Radiative Transfer in Cosmological Simulations and Application to a $z \sim 8$ Ly α Emitter*. ApJ, 645, 792–813 (2006a). 54
- Tasitsiomi, A. *Ly α Radiative Transfer in Cosmological Simulations and Application to a $z \sim 8$ Ly α Emitter*. ApJ, 645, 792–813 (2006b). 11
- Tenorio-Tagle, G., S. A. Silich, D. Kunth, E. Terlevich and R. Terlevich. *The evolution of superbubbles and the detection of Ly α in star-forming galaxies*. MNRAS, 309, 332–342 (1999). 11
- Teyssier, R. *Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES*. A&A, 385, 337–364 (2002). 25
- Tilvi, V., S. Malhotra, J. E. Rhoads, E. Scannapieco, R. J. Thacker, I. T. Iliev and G. Mellema. *A Physical Model of Ly α Emitters*. ApJ, 704, 724–732 (2009). 12
- Tilvi, V., J. E. Rhoads, P. Hibon, S. Malhotra, J. Wang, S. Veilleux, R. Swaters, R. Probst, H. Krug, S. L. Finkelstein and M. Dickinson. *The Luminosity Function of Ly α Emitters at Redshift $z = 7.7$* . ApJ, 721, 1853–1860 (2010). 11
- Trac, H., R. Cen and A. Loeb. *Imprint of Inhomogeneous Hydrogen Reionization on the Temperature Distribution of the Intergalactic Medium*. ApJ, 689, L81–L84 (2008). 12
- Trimble, V. *Existence and nature of dark matter in the universe*. ARA&A, 25, 425–472 (1987). 6
- Tweed, D., J. Devriendt, J. Blaizot, S. Colombi and A. Slyz. *Building merger trees from cosmological N-body simulations. Towards improving galaxy formation models using subhaloes*. A&A, 506, 647–660 (2009). 18
- Valageas, P. and J. Silk. *The reheating and reionization history of the universe*. A&A, 347, 1–20 (1999). 22
- Valls-Gabaud, D. *On the Lyman-Alpha Emission of Starburst Galaxies*. ApJ, 419, 7–+ (1993). 10
- van Breukelen, C., M. J. Jarvis and B. P. Venemans. *The luminosity function of Ly α emitters at $2.3 < z < 4.6$ from integral-field spectroscopy**. MNRAS, 359, 895 – 905 (2005). 69, 70, 113, 115, 136
- Verhamme, A., D. Schaerer and A. Maselli. *3D Ly α radiation transfer. I. Understanding Ly α line profile morphologies*. A&A, 460, 397–413 (2006). 11, 31, 54, 80, 81, 82, 85, 86, 89, 90

- Verhamme, A., D. Schaerer, H. Atek and C. Tapken.* 3D Ly α radiation transfer. III. Constraints on gas and stellar properties of $z \sim 3$ Lyman break galaxies (LBG) and implications for high- z LBGs and Ly α emitters. *A&A*, 491, 89–111 (2008). 72, 81, 85, 89, 129, 136
- Walker, I. R., J. C. Mihos and L. Hernquist.* Quantifying the Fragility of Galactic Disks in Minor Mergers. *ApJ*, 460, 121–+ (1996). 29
- Wang, J., S. Malhotra, J. E. Rhoads, H. Zhang and S. L. Finkelstein.* Ly α -Emitting Galaxies at Redshift $z \sim 4.5$ in the LALA Cetus Field. *ApJ*, 706, 762–771 (2009). 63, 115
- White, S. D. M. and C. S. Frenk.* Galaxy formation through hierarchical clustering. *ApJ*, 379, 52–79 (1991). 9, 24
- White, S. D. M. and M. J. Rees.* Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *MNRAS*, 183, 341–358 (1978). 8, 28
- Wu, K. K. S., O. Lahav and M. J. Rees.* The large-scale smoothness of the Universe. *Nature*, 397, 225–230 (1999). 6
- York, D. G., J. Adelman, J. E. Anderson, Jr., S. F. Anderson, J. Annis, N. A. Bahcall, J. A. Bakken, R. Barkhouser, S. Bastian, E. Berman, W. N. Boroski, S. Bracker, C. Briegel, J. W. Briggs, J. Brinkmann et al.* The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary. *AJ*, 120, 1579–1587 (2000). 2, 144
- Zheng, Z. and J. Miralda-Escudé.* Monte Carlo Simulation of Ly α Scattering and Application to Damped Ly α Systems. *ApJ*, 578, 33–42 (2002). 11, 12, 82, 84
- Zheng, Z., R. Cen, H. Trac and J. Miralda-Escudé.* Radiative Transfer Modeling of Ly α Emitters. I. Statistics of Spectra and Luminosity. *ApJ*, 716, 574–598 (2010). 12