HAL
open science

Transfert radiatif dans les galaxies à Grand Redshift

Maxime Trebitsch

To cite this version:

Maxime Trebitsch. Transfert radiatif dans les galaxies à Grand Redshift. Astrophysique [astro-ph]. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSE1119 . tel-01402895

HAL Id: tel-01402895

https://theses.hal.science/tel-01402895

Submitted on 25 Nov 2016

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.

N° d'ordre : 2016LYSE1119

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
Physique et Astrophysique de Lyon

Spécialité de doctorat : Astrophysique
Discipline : Physique

Soutenue publiquement le 13/07/2016, par :
Maxime Trebitsch

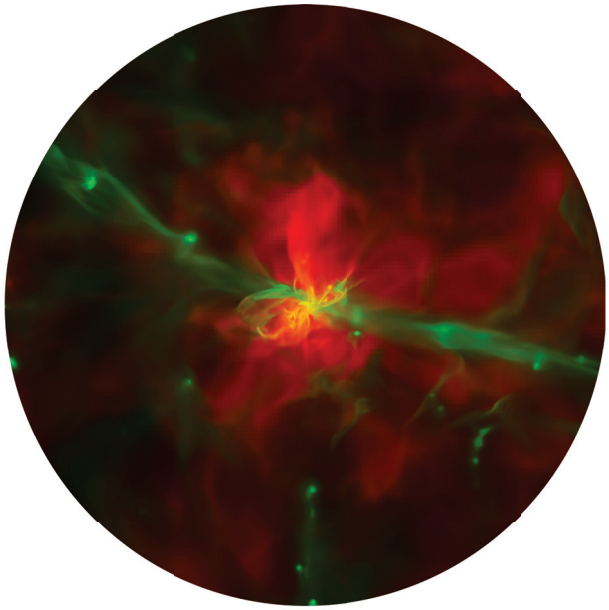
Transfert radiatif dans les galaxies à grand redshift

Devant le jury composé de :

AUBERT Dominique, Maître de Conférence, Observatoire de Strasbourg	Rapporteur
SCHAERER Daniel, Professeur, Observatoire de Genève	Rapporteur
COMBES Françoise, Astronome, Observatoire de Paris	Présidente
CUBY Jean-Gabriel, Astronome, LAM	Examinateur
DEVRIENDT Julien, Chargé de Recherche, CRAL - Oxford University	Examinateur
GONZALEZ Jean-François, Maître de Conférences, CRAL	Examinateur
TRESSE Laurence, Astronome, CRAL	Examinatrice
BLAIZOT Jérémy, Astronome Adjoint, CRAL	Directeur de thèse

TRANSFERT RADIATIF DANS LES GALAXIES À GRAND REDSHIFT

MAXIME TREBITSCH



Thèse de doctorat

Juillet 2016

Maxime Trebitsch : *Transfert radiatif dans les galaxies à grand redshift,*
Thèse de doctorat, © Juillet 2016

Our universe itself keeps on expanding and expanding,
In all of the directions it can whiz ;
As fast as it can go, at the speed of light, you know,
Twelve million miles a minute and that's the fastest speed there is.
So remember, when you're feeling very small and insecure,
How amazingly unlikely is your birth ;
And pray that there's intelligent life somewhere out in space,
'Cause there's bugger all down here on Earth !

— The Monty Python

À mes parents

RÉSUMÉ

Transfert Radiatif dans les Galaxies à Grand Redshift

L'époque de la réionisation, qui s'étend pendant le premier milliard d'années de l'Univers, correspond à la période où les premières étoiles et galaxies apparaissent. Dans ce contexte, l'enjeu majeur de cette thèse est d'étudier la formation de ces premières structures et leur rétroaction radiative sur leur environnement. Pour cela, j'utilise différentes méthodes de simulations numériques permettant de modéliser le transfert radiatif dans les galaxies, dans un cadre cosmologique.

En particulier, les plus petites galaxies seraient celles qui apportent la majorité des photons nécessaires à ioniser l'Univers. J'explore cette hypothèse dans une première partie à l'aide de simulations radio-hydrodynamiques avec le code Ramses-RT, ciblant trois petites galaxies avec une très haute résolution spatiale et temporelle. Je me suis d'abord intéressé aux mécanismes régulant la production et le transfert de photons ionisants dans les galaxies, et j'ai montré que les explosions de supernovae en sont un facteur essentiel. Ensuite, j'ai exploré les propriétés observables dérivées à partir de ces simulations.

Dans un second temps, j'ai développé une extension au code Monte Carlo de transfert radiatif MCLya prenant en compte la polarisation du rayonnement et l'émission diffuse dans une simulation. J'ai utilisé ce code pour post-traiter une simulation d'un blob Lyα, une source étendue d'émission Lyα, et étudier ses propriétés de polarisation à l'aide de pseudo-observations. Contrairement à ce qui était proposé précédemment, j'ai pu montrer que la polarisation n'était pas un indicateur aussi utile qu'espéré pour tracer l'origine des photons Lyα.

MOTS CLEFS galaxies : formation — galaxies : grand redshift — réionisation — simulations numériques — transfert radiatif — diffusion — Ramses — MCLya

ABSTRACT

Radiative Transfer in High Redshift Galaxies

The Epoch of Reionisation, which spans during the first billion year of te Universe, corresponds to the period during which the first stars and galaxy form. In this context, the main topic of this thesis is to study the formation of those early structures and their radiative feedback to their environment. For this purpose, I use various numerical simulations tools designed to model the radiative transfer in galaxies in a cosmological framework.

More specifically, I look at very small galaxies, which are believed to contribute the bulk of the photons required to reionise the Universe. I explore this idea using radiative hydrodynamics simulations performed with Ramses-RT, focusing on three small galaxies with a very high spatial and temporal resolution. I first detail the mechanism that regulate te production and escape of ionising photons in galaxies, and I show that supernovae explosions are a crucial element for this regulation. I then started to investigate the observable properties of those galaxies.

In a second part of my thesis, I developped an extension to the Monte Carlo radiative transfer code MCLya to take light polarisation into account and to model the diffuse emission. I applied this code to post-process the simulation of a Lyman-α blob (an extended Lyα source), and to study its polarisation properties with mock observations. Contrary to what was suggested before, I showed that polarisation is not a strong tracer of the origin of Lyα photons.

KEYWORDS galaxies: formation — galaxies: high redshift — reionisation — methods: numerical — radiative transfer — scattering — Ramses — MCLya

REMERCIEMENTS

There are a lot of people who will give money or materials, but very few who will give time and affection.

— *Flowers for Algernon*, Daniel Keyes

Aucune thèse ne saurait être véritablement complète sans sa page de remerciements. J'espère qu'elle me permettra de rendre hommage à tous ceux qui m'ont soutenu pendant ces dernières années.

Aussi, je tiens avant tout à exprimer ma reconnaissance pour mon directeur de thèse, Jérémy Blaizot, qui m'a accompagné au cours de ce travail. Merci d'avoir toujours été disponible pour discuter, et pour m'avoir fait confiance pendant ces années. J'ai beaucoup évolué entre mon arrivée en 2012 pour un stage de M2, qui s'est prolongé sur ma quatrième année de financement à l'ENS, avant d'aboutir à cette thèse : j'espère que la route ne va pas s'arrêter là et que nous continuerons à travailler ensemble.

J'aimerais également remercier Anne Verhamme, qui m'a coencadré sur le projet qui a mené au chapitre 6 de cette thèse, et à l'article correspondant. C'est toujours un plaisir de discuter du transfert Lyman-α et de travailler ensemble ! Merci également à Joki Rosdahl, Léo Michel-Dansac et Thibault Garel pour les discussions autour des simulations et des détails insondables de Ramses. En particulier, c'est grâce aux développements de Joki qui ont mené à Ramses-RT que j'ai pu mener cette thèse à bien. C'est également avec plaisir que je remercie Julien Devriendt et Adrianne Slyz pour m'avoir accueilli à Oxford lors de ma dernière année.

Je tiens également à exprimer ma gratitude envers les membres de mon jury pour avoir accepté (parfois un peu à la dernière minute) de lire ma thèse et de juger mes travaux. En particulier, merci à Françoise Combes d'avoir présidé le jury lors de la soutenance, et à Daniel Schaerer et Dominique Aubert pour leurs commentaires constructifs sur le manuscrit.

J'ai également beaucoup appris de mes interactions avec le reste de l'équipe GALPAC, au CRAL, et en particulier le groupe Johan Richard : en plus d'être intéressantes, je suis sûr que les discussions sur les observations ont contribué à forger ma vision de la discipline. Merci aussi à toute l'équipe du service de diffusion des connaissances, avec qui j'ai pu m'initier à la vulgarisation scientifique : je compte bien reproduire l'expérience ! Merci également à Thomas Buchert, qui m'a suggéré de venir visiter l'Observatoire lorsque je cherchais un stage pour mon M2 à l'ENS. J'en profite pour remercier également

toutes les autres personnes travaillant au CRAL : Emmanuel et Arlette (sans qui je serais certainement mort de faim en haut de la colline), Sylvie, Nathalie, Mylène et tout le reste de l'administration, et plus généralement tout le personnel pour la bonne humeur générale.

Enfin, merci à Bruno Baguenard, pour m'avoir fait confiance pendant trois ans pour enseigner en L2, ainsi qu'à l'équipe encadrante de l'Agrégation de Physique à l'École Normale Supérieure de Lyon : cette expérience d'enseignement a été une véritable découverte pour moi, et dans le bon sens du terme. Merci aussi à Christophe Dujardin et Henning Samtleben pour avoir dirigé l'École Doctorale : c'était un plaisir de travailler avec vous.

La thèse, ce n'est pas qu'un boulot, c'est aussi un environnement, Pour tout ça, un grand merci également à tous les doctorants et post-doctorants du labo, passés ou présents, qui ont rendu le temps que j'ai passé à l'Observatoire (et à Lyon) inoubliable. Dans le désordre, merci à Nico, Sam, Alyssa, Vera, Guillaume, Johany, Floriane, Hanae, David, Benjamin, Thibault, Glenn, Peter, Martin, Stephen, Anthony, Francesco, Christian, Jonathan, Matthew, Takuya : vous allez me manquer ! Mention spéciale pour Nico, qui était là même quand on était seuls au baby ! Merci aussi à ceux d'en bas, au CRAL ENS : Alex, Adrien, Fosca, Pierre et Jacques. Une pensée aussi pour Thomas et Guillaume, membres honoraires de l'Astro Gang.

Il existe une vie en dehors de la thèse (ce n'est pas qu'un mythe), aussi je veux partager quelques mots pour les autres personnes qui m'ont accompagné dans cette aventure lyonnaise. À commencer par un énorme merci à Anh Thy, qui m'a accompagné même dans les moments difficile et qui m'a permis de devenir ce que je suis. Merci aussi à Diane, que j'ai retrouvé à l'ENS un peu par hasard alors qu'on perdus depuis le lycée : on ne va plus laisser ça arriver ! Merci également aux « colocs », Vincent, Mathias et François, ainsi qu'au cercle un peu plus large de Julien, Simon, Sam, et Fred, avec qui j'ai eu plaisir à partager ces années, même quand je n'étais plus un « coloc ». Un pensée également pour tous ceux avec qui j'ai eu plaisir à partager du temps à l'ENS et après, que ce soit du côté des métalleux (Timothée, Hugo, Alexis, Aisling, et les autres), des gens qui traînent au Foyer de l'ENS, les membres du Raton-Laveur et leur spam décomplexé, les grimpeurs du Mur (même si la séparation avec l'Astro Gang s'effrite peu à peu). J'ai également beaucoup profité de ces quelques années de jeu de rôle : François, Vincent, Joss, Clément, Rémy et le reste des ambreux, on se revoit cet été et les prochains !

Je pourrais continuer encore un long moment à énumérer les gens qui m'ont marqué au cours de ces années, mais il est temps de passer au contenu principal de ce manuscrit ! Avant cela, j'aimerais remercier ma famille, qui a toujours été présente et qui m'a encouragé à continuer ce que je voulais faire, en dépit des nombreux obstacles qui se sont mis en travers de la route. Merci du fond du cœur.

TABLE DES MATIÈRES

1 INTRODUCTION 1
- 1.1 Une brève histoire de l'Univers 1
- 1.2 L'époque de la réionisation 3
  - 1.2.1 Modéliser la réionisation 5
  - 1.2.2 Contraintes sur la réionisation 6
  - 1.2.3 Les sources de la réionisation 12
  - 1.2.4 Fraction d'échappement f_{esc} 17
- 1.3 Les simulations comme expériences "in silico" 18
- 1.4 Structure de la thèse 21

I MÉTHODES NUMÉRIQUES 23

2 MODÉLISER LA FORMATION DES GALAXIES 25
- 2.1 Simulations numériques 26
  - 2.1.1 Grilles et particules 26
  - 2.1.2 Simulations à N corps 28
  - 2.1.3 RAMSES : un code adaptatif 29
- 2.2 Hydrodynamique numérique 31
  - 2.2.1 Formulation eulérienne de l'hydrodynamique 31
  - 2.2.2 Méthode de Godunov 33
  - 2.2.3 Équation de Poisson 35
- 2.3 Simulations de galaxies 37
  - 2.3.1 Conditions initiales et zooms 37
  - 2.3.2 Fonction de refroidissement 39
  - 2.3.3 Modèle stellaire sous-grille 42
- 2.4 Hydrodynamique radiative avec RAMSES-RT 46
  - 2.4.1 Notions de transfert de rayonnement 47
  - 2.4.2 Implémentation dans RAMSES-RT 53

3 TRANSFERT RADIATIF LYMAN-α 61
- 3.1 Physique de la raie Lyman-α 62
  - 3.1.1 Structure de l'atome d'hydrogène 62
  - 3.1.2 Émission d'un photon Lyman-α 64
- 3.2 Transfert résonnant 64
  - 3.2.1 Absorption par un atome d'hydrogène 65
  - 3.2.2 Réémission et redistribution 71
  - 3.2.3 Interaction avec la poussière 78
  - 3.2.4 Transfert radiatif polarisé 79
- 3.3 Émission de photons Lyman-α 82
  - 3.3.1 Production d'un photon 82
  - 3.3.2 Sources de photons Lyman-α 87
- 3.4 Le code MCLya 90
  - 3.4.1 Transfert radiatif Lyman-α Monte Carlo 92
  - 3.4.2 Émission d'un photon 93
  - 3.4.3 Propagation jusqu'à la prochaine interaction 94
  - 3.4.4 Diffusion 95
  - 3.4.5 Tests de la polarisation 98

II TRANSFERT RADIATIF DANS LES PROTOGALAXIES 101
4 CONTRIBUTION DES GALAXIES PRIMORDIALES À LA RÉIONISATION 103
4.1 Formation des galaxies de faible masse 105
4.1.1 Préparation des simulations 106
4.1.2 Assemblage de la masse stellaire 109
4.1.3 Un feedback des supernovae très efficace 111
4.2 Contribution à la Réionisation 114
4.2.1 Évolution de $f_{esc}(t)$ 115
4.2.2 Directions d'échappement 117
4.2.3 Feedback des supernovae 119
4.2.4 Production de photons ionisants 121
4.2.5 Comparaison des estimateurs de f_{esc} 124
4.3 Échappement local des photons 125
4.3.1 Sites de formation stellaire 125
4.3.2 Absorption dans le milieu circumgalactique 130
4.4 Discussion 131
4.4.1 Nécessité de résoudre le milieu interstellaire 132
4.4.2 Modélisation des étoiles 135
4.5 Résumé de ce chapitre 137
5 PROPRIÉTÉS OBSERVABLES DES PREMIÈRES GALAXIES 139
5.1 Observabilité des galaxies à grand z 142
5.1.1 Évolution de la magnitude UV 142
5.1.2 Luminosité Lyman-α 145
5.1.3 Corrélation UV-Lyman-α 146
5.2 Corrélation avec les propriétés physiques 149
5.2.1 Formation stellaire 149
5.2.2 Contribution au fond UV 152
5.3 Résumé de ce chapitre 163
6 ÉMISSION LYMAN-α ÉTENDUE À $z = 3$ 165
6.1 Motivation 165
6.2 Lyman-α blobs : polarization arising from cold accretion 167
6.2.1 Introduction 168
6.2.2 Méthode 169
6.2.3 Résultats 171
6.2.4 Discussions et conclusions 176
6.3 Robustesse des résultats 182
6.3.1 Résolution des cartes de polarisation 182
6.3.2 Limite de bruit 183
7 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 185
7.1 Conclusion des travaux présentés 185
7.2 Travaux en cours 186
7.3 Perspectives 188

Appendice 189
A DÉRIVATION DES ÉQUATIONS 191
A.1 Équations d'Euler 191
A.2 Équation du transfert radiatif 194

BIBLIOGRAPHIE 197

TABLE DES FIGURES

Figure 1.1 Premières représentations de galaxies. 2
Figure 1.2 Représentation schématique de la réionisation. 4
Figure 1.3 Principales contraintes sur le déroulement de la réionisation (Bouwens et al., 2015). 7
Figure 1.4 Évolution de l'opacité de Gunn-Peterson avec z, tirée de Bolton et Haehnelt (2007). 8
Figure 1.5 Traceurs observationnels de l'évolution de l'opacité du milieu intergalactique. 9
Figure 1.6 Taux de photoionisation de l'IGM. 13
Figure 1.7 Évolution de la fonction de luminosité UV des galaxies, issue de Bouwens et al. (2015). 15
Figure 1.8 Résumé des contraintes sur f_{esc}, d'après Bergvall et al. (2013). 18
Figure 1.9 Résultats de la simulation analogique de Holmberg (1941). 20
Figure 2.1 Structure en octree de Ramses. 30
Figure 2.2 Hiérarchie des pas de temps dans Ramses. 31
Figure 2.3 Problème de Riemann. 34
Figure 2.4 Assignement *Cloud In Cell* en deux dimensions. 36
Figure 2.5 Illustration de la méthode du zoom. 39
Figure 2.6 Courbe de refroidissement pour le CIE. 41
Figure 2.7 Courbes de refroidissement pour du gaz au CIE et complètement ionisé. 41
Figure 2.8 Comparaison des modèles de formation d'étoiles. 45
Figure 2.9 Évolution spectrale d'une population stellaire. 55
Figure 2.10 Luminosités des groupes de photons de Ramses-RT. 56
Figure 3.1 Structure atomique de l'atome d'hydrogène. 63
Figure 3.2 Profil de Voigt. 68
Figure 3.3 Probabilité d'interaction pour un photon. 70
Figure 3.4 Diffusion sur un atome en (0,0,0) dans le référentiel extérieur. 71
Figure 3.5 Fonction de phase. 74
Figure 3.6 Redistribution en fréquence. 75
Figure 3.7 Spectre émergent d'une sphère d'épaisseur optique τ_0. 77
Figure 3.8 Ellipse de polarisation indiquant l'ellipticité β et l'angle de polarisation χ. 80
Figure 3.9 Transitions radiatives menant à l'émission Lyα. 83
Figure 3.10 Probabilité qu'une recombinaison mène à l'émission d'un photon Lyα. 86
Figure 3.11 Test des fonctions de phases de MCLya. 98
Figure 3.12 Test de la polarisation avec une coquille en expansion. 99
Figure 4.1 Distribution des f_{esc} en fonction de la masse du halo obtenues par différentes études. 105

Figure 4.2 Conditions initiales pour le halo le plus massif de l'échantillon. 107
Figure 4.3 Cartes des galaxies à la fin de la simulation. 109
Figure 4.4 Assemblage de la masse stellaire des galaxies. 110
Figure 4.5 Évolution des baryons du le halo le plus massif. 112
Figure 4.6 Comparaison des histoires de formation stellaire du halo intermédiaire pour différentes simulations. 113
Figure 4.7 $f_{esc}(t)$ pour les trois halos. 116
Figure 4.8 Corrélation entre f_{esc}, SFR et les vents galactiques. 117
Figure 4.9 Directions d'échappement des vents galactiques et du rayonnement. 118
Figure 4.10 Effet du feedback sur f_{esc}. 120
Figure 4.11 Évolution du SFR et des flux de masse et de photons selon la durée de vie des étoiles massives. 121
Figure 4.12 Luminosité ionisante du halo le plus massif. 122
Figure 4.13 Rendement radiatif du halo le plus massif. 123
Figure 4.14 Comparaison des estimateurs de f_{esc}. 125
Figure 4.15 Environnement local des particules stellaires avant, pendant et après une série de supernovae. 127
Figure 4.16 Contribution à la luminosité ionisante des étoiles dans un environnement transparent. 128
Figure 4.17 Distribution locale et globale des f_{esc} 129
Figure 4.18 Comparaison de $\langle r_{\tau=1} \rangle$ et R_{vir}. 131
Figure 4.19 Distribution de $r_{\tau=1}$ pour deux pas de temps avec des f_{esc} très différentes. 132
Figure 4.20 Test de convergence de f_{esc} sur le halo le plus massif. En rouge, $\ell = 21$, et en vert, $\ell = 20$. 133
Figure 4.21 Test de convergence de $M_\star$ sur le halo le plus massif. En rouge, $\ell = 21$, et en vert, $\ell = 20$. 134
Figure 5.1 Comparaison des deux estimateurs de $L_{Ly\alpha}$. 141
Figure 5.2 Évolution de M_{UV} pour les trois halos simulés. 142
Figure 5.3 Visibilité des galaxies en fonction de $M_\star$. 143
Figure 5.4 Effet de la mauvaise estimation de Z sur M_{UV}. 144
Figure 5.5 Luminosité Lyα du halo le plus massif. 145
Figure 5.6 Comparaison des processus d'émission Lyα. 147
Figure 5.7 Comparaison des luminosités UV et Lyα pour le halo massif. 148
Figure 5.8 Évolution temporelle du SFR et de la luminosité. 150
Figure 5.9 Relation $M_\star$- M_{UV} pour le halo le plus massif. 152
Figure 5.10 Absence de corrélation de f_{esc} et de la luminosité. 153
Figure 5.11 Influence du rapport $L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å})$. 155
Figure 5.12 Faible corrélation entre f_{esc} et U. 157
Figure 5.13 Corrélation de l'émissivité ionisante intrinsèque. 158
Figure 5.14 Corrélation de l'émissivité ionisante après transfert. 159
Figure 5.15 Corrélation du paramètre d'ionisation et de la luminosité ionisante. 161
Figure 5.16 Corrélation entre la largeur équivalente Lyα et de la luminosité ionisante. 162
Figure 6.1 Illustrations du blob H2. 167
Figure 6.2 Deux formes spectrales différentes 171
Figure 6.3 Cartes du LAB. 172
Figure 6.4 Effets du transfert et de la PSF. 173

Figure 6.5 Profils de brillance de surface. 173
Figure 6.6 Profils radiaux de polarisation pour l'émission galactique et extragalactique. 174
Figure 6.7 Distribution des angles entre les directions radiales et de polarisation. 174
Figure 6.8 Distribution de r_{em} vs. r_{obs} 175
Figure 6.9 Profil de polarisation en fonction de la distance parcourue par les photons. 175
Figure 6.10 Effets de l'IGM. 176
Figure 6.11 Test de résolution pour le degré de polarisation. 183
Figure 6.12 Test de résolution pour l'angle de polarisation. 183
Figure 6.13 Limite de bruit pour la polarisation. 184

LISTE DES TABLEAUX

Table 2.1 Domaine de validité de l'approximation de la lumière lente. 60
Table 4.1 Résumé des variantes de la simulation du halo intermédiaire. 114
Table 6.1 Budget lumineux Lyα en 10^{42} erg s^{-1}. 171

1

INTRODUCTION

All that is, was and will be
Universe much too big to see
Time and space never ending
Disturbing thoughts, questions pending

— *Through the Never*, Metallica

1.1 Une brève histoire de l'Univers 1
1.2 L'époque de la réionisation 3
1.2.1 Modéliser la réionisation 5
1.2.2 Contraintes sur la réionisation 6
1.2.3 Les sources de la réionisation 12
1.2.4 Fraction d'échappement f_{esc} 17
1.3 Les simulations comme expériences "in silico" 18
1.4 Structure de la thèse 21

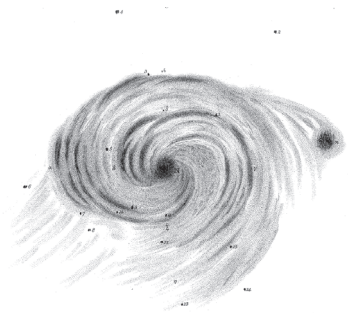
1.1 UNE BRÈVE HISTOIRE DE L'UNIVERS

L'astronomie compte parmi les plus anciennes des sciences, mais la nature de la grande bande laiteuse que l'on peut voir dans le ciel par les nuits de beau temps — la Voie Lactée — est longtemps restée énigmatique. Démocrite suggère que la lumière de la Galaxie provient d'une multitude d'étoiles, mais il faudra attendre les observations à la lunette astronomique en avoir la confirmation : en regardant la constellation d'Orion en 1610, Galilée note qu'il peut y voir bien plus d'étoiles qu'à l'œil nu. Plus d'un siècle plus tard, en 1750, Thomas Wright propose que l'apparence de la Voie Lactée dans le ciel s'explique s'il s'agit d'un disque d'étoiles aplati et vu par la tranche. Il est également le premier à suggérer que les nébuleuses observées au télescope puissent en fait être composées d'étoiles incroyablement distantes. Ces idées seront reprises par Emmanuel Kant, dans son *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* (1755), qui introduit (sans la nommer) la notion de galaxie. Plus encore, il propose que les étoiles de ces systèmes soient en train de tomber les unes sur les

autres ; enfin, il fait l'hypothèse que ces « galaxies » se seraient formées à partir d'un nuage de gaz en rotation, préfigurant le domaine actuel de la formation des galaxies.

La première représentation « scientifique » de la Voie Lactée, due à William et Caroline Herschel, est reproduite en figure 1.1a : le Soleil est au centre. La mise au point en 1845 par Lord Rosse du « Léviathan de Parsonstown », un télescope de 183 cm, lui permit d'observer une structure spirale dans certaines nébuleuses (voir figure 1.1b), qui étaient alors considérées comme étant à l'intérieur de la Voie Lactée.

(a) Représentation de la Voie Lactée d'après William et Caroline Herschel. Reproduit à partir de Herschel (1785).



(b) Dessin d'une « nébuleuse spirale » observée par Rosse (1850).

Figure 1.1 – Premières représentations de galaxies.

Ce dernier point fut amplement discuté lors du *Grand Débat* qui opposa en 1920 deux astronomes américains, Harlow Shapley et Heber Curtis. Le premier défendait la thèse selon laquelle toutes les nébuleuses spirales étaient contenues dans la Voie Lactée, alors que le second proposait qu'il s'agissait en fait d'autres systèmes stellaires, étendant ainsi la taille de l'Univers au-delà de la Galaxie. Les mesures de vitesses radiales de certaines de ces nébuleuses spirales par effet Doppler par Slipher (1917, par exemple) mirent en évidence que nombre d'entre elles s'éloignaient trop rapidement du système Solaire pour être gravitationnellement liées à la Voie Lactée, renforçant la théorie des « Univers-Îles ». C'est l'observation par Hubble (1925) d'étoiles variables dans NGC 6822 qui permet de mesurer sa distance (supérieure à 200 kpc), mettant définitivement en évidence l'existence de galaxies.

La fin des années 1920 et le début des années 1930 marquent la naissance de la cosmologie moderne et de l'astronomie extragalactique, avec notamment la découverte par Hubble (1929) d'une relation de proportionnalité entre les distances et vitesses radiales des galaxies. Le développement de la théorie de la relativité générale par Einstein, puis de ses solutions pour un univers homogène par Friedmann (1922) et Lemaître (1927) puis Robertson (1929) et Walker (1933) permis d'interpréter les observations de Hubble à la lumière d'un

Univers en expansion. Le modèle du « Big Bang » qui en émergea fut longtemps controversé, mais l'observation par Penzias et Wilson (1965) du fond diffus micro-onde prévu par Gamow (1946) en donna une première preuve concrète.

Les développements subséquents des télescopes et détecteurs ont permis de pousser les observations d'objets extragalactiques de plus en plus loin, et donc de remonter de plus en plus tôt dans l'histoire de l'Univers. L'astrophysique extragalactique connaît un tournant avec la découverte par Schmidt (1965) d'un quasar, 3C9, à $z \simeq 2$ (soit environ 4 Gyr après le Big Bang d'après le modèle ΛCDM moderne), marquant ainsi le début d'une quête pour trouver l'objet le plus lointain. Aujourd'hui, le record de distance serait détenu par GN-z11 (Oesch et al., 2016), une galaxie distante à $z \simeq 11.1$, à peine plus de 400 Myr après le Big Bang.

1.2 L'ÉPOQUE DE LA RÉIONISATION

Lorsqu'ils ont pu avoir accès au spectre du quasar 3C9 de Schmidt (1965), Gunn et Peterson (1965) ont très vite réalisé l'importance de ces observations pour les modèles cosmologiques. En remarquant la présence d'émission continue à plus courtes longueurs d'ondes que la raie Lyman-α de l'hydrogène ($\lambda_{\mathrm{Ly}\alpha} = 1215.68$ Å), ils en ont conclu que l'hydrogène présent dans le milieu intergalactique entre le quasar et un observateur sur Terre devait être ionisé. Dans le cas contraire, un photon initialement à $\lambda < \lambda_{\mathrm{Ly}\alpha}$ et décalé vers le rouge lors de son trajet vers l'observateur finirait par être vu localement à $\lambda_{\mathrm{Ly}\alpha}$ par le gaz, et serait alors diffusé hors de la ligne de visée. La même année, Penzias et Wilson (1965) ont apporté une première confirmation expérimentale au modèle du *Big Bang Chaud*, dont les conséquences sur la nucléosynthèse primordiale ont été ébauchées dans un article de Gamow (1946). En particulier, après la recombinaison des électrons sur les protons à $z \simeq 1100$ (voir par exemple Peebles, 1993, avec les paramètres cosmologiques modernes), l'essentiel de l'hydrogène dans le milieu intergalactique devrait être neutre.

Ces deux observations combinées impliquent donc qu'au cours de son évolution, l'Univers a subi au moins deux transitions de phases : une première fois lorsque le plasma primordial s'est recombiné, puis lorsque l'univers a été ionisé pour la seconde fois. Pour être compatibles avec ces deux contraintes, les modèles cosmologiques doivent pouvoir expliquer avec succès cette *réionisation*.

Le scénario aujourd'hui généralement admis (voir par exemple les revues de Barkana et Loeb 2001 ; Zaroubi 2013 et la figure 1.2) invoque la formation des structures comme source de rayonnement ionisant pour expliquer la réionisation de l'Univers. Lorsque les premières étoiles puis galaxies se forment à $z \gtrsim 20$, elles produisent une grande quantité de photons ultraviolets ionisants pour l'hydro-

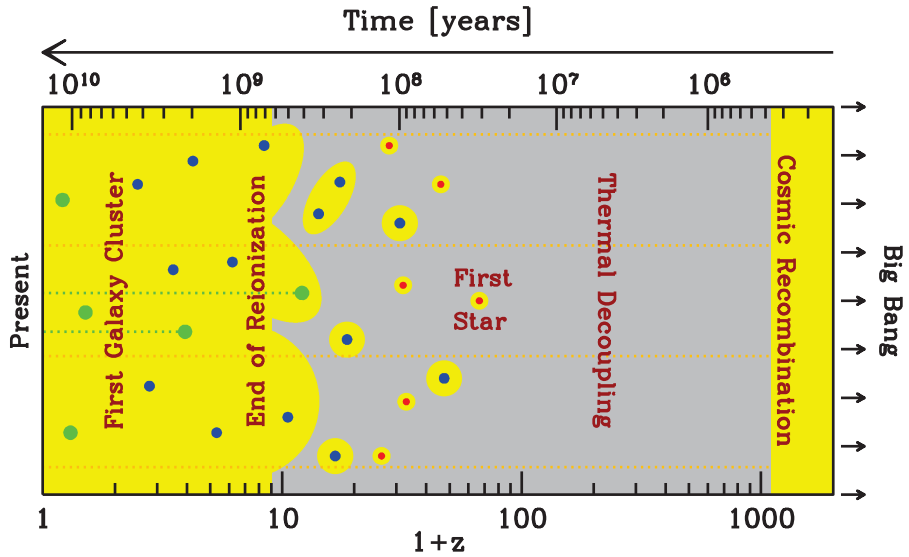


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de la réionisation tirée de (BARKANA, 2006) : les étoiles dans les premiers halos (en rouge) ionisent leur environnement, créant des bulles ionisées (en jaune). Avec l'apparition des halos plus massifs (en bleu, puis vert), les bulles ionisées grossissent et coalescent.

gène [1], creusant ainsi des bulles d'ionisation. Au fur et à mesure que les galaxies grossissent et fusionnent entre elles, de plus en plus de photons sont produits et s'échappent dans le milieu intergalactique, faisant croître les régions ionisées. À terme, aux alentours de $z \sim 6$, les bulles se recouvrent et l'Univers est complètement (ré)ionisé : c'est la fin de l'*époque de la réionisation*. Même s'il n'existe pas (encore) d'expérience permettant de une mesure directe de cette évolution, elle peut être étudiée à travers les empreintes indirectes que nous allons présenter dans la section 1.2.2. On exposera ensuite les différentes approches pour modéliser l'histoire de la réionisation dans la section 1.2.1. Ces contraintes sur le déroulement du processus de réionisation et les modèles les reproduisant permettent à leur tour de déterminer quelles sources astrophysiques contribuent de manière prédominante au fond ultraviolet ; la section 1.2.3 présente ces différentes sources et leurs importances relatives pour la réionisation, avant de mettre l'emphase dans la section 1.2.4 sur un paramètre clef, la fraction f_{esc} de photons s'échappant des galaxies.

1. Lorsque l'on parle de l'époque de la réionisation, on sous-entend en général implicitement que l'on s'intéresse à l'histoire de l'état d'ionisation de l'hydrogène intergalactique ; de même lorsque l'on parlera de photons ionisants sans plus de précisions, il s'agira de photons ionisants *pour l'hydrogène*. Pendant l'époque de la réionisation, l'hélium subit également une transition de phase, transformant He en He^{+}. Il existe également une époque de la réionisation de l'hélium, où He^{+} devient He^{++}, et qui arrive plus tard dans l'histoire de l'Univers

1.2.1 *Modéliser la réionisation*

Étudier cette période de transition dans l'histoire de l'Univers, cela revient avant tout à déterminer l'évolution de son état d'ionisation moyen, et donc de la fraction de volume rempli par du gaz ionisé par rapport au volume total, que l'on notera $Q_{\mathrm{H\,II}}(z)$ dans la suite. Lorsque $Q_{\mathrm{H\,II}} = 1$, les bulles d'ionisation se recouvrent (on est dans la phase dite d'*overlap*), et l'Univers est complètement ionisé.

Commençons par une approche analytique pour estimer l'évolution de $Q_{\mathrm{H\,II}}$. Shapiro et Giroux (1987) ont étudié la croissance des régions H II dans un Univers en expansion ; et à part cette expansion, cette fraction est essentiellement déterminée par la compétition entre photoionisation et recombinaisons dans l'IGM. En suivant Madau et al. (1999) et Meiksin (2009), on peut exprimer son évolution comme

$$\frac{dQ_{\mathrm{H\,II}}}{dt} = \frac{\dot{\mathcal{N}}_{\mathrm{ion}}}{\langle n_{\mathrm{H}} \rangle} - \frac{Q_{\mathrm{H\,II}}}{\bar{t}_{\mathrm{rec}}}, \tag{1.1}$$

où tous les termes dépendent entre autres de z. Le premier terme décrit le taux de photoionisation ($\dot{\mathcal{N}}_{\mathrm{ion}}$ est le nombre de photons ionisants et $\langle n_{\mathrm{H}} \rangle$ la densité d'hydrogène moyenne de l'Univers) et le second le nombre de recombinaisons unité de temps. $\bar{t}_{\mathrm{rec}}$ représente une mesure du temps de recombinaison moyen du gaz dans l'IGM et dépend entre autres du *facteur de clumping* C qui estime l'inhomogénéité du gaz dans l'Univers :

$$\bar{t}_{\mathrm{rec}} = \left[C \alpha^{B}(T) \langle n_{\mathrm{H}} \rangle \left(1 + \frac{Y}{4X} \right) (1+z)^3 \right]^{-1}, \tag{1.2}$$

avec $\alpha^{B}(T)$ le coefficient de recombinaison sur l'hydrogène dans le cas B, X et Y les fractions de masses respectivement d'hydrogène et d'hélium. Derrière les différents termes de cette équation se cache en fait toute la complexité de la réionisation : $\langle n_{\mathrm{H}} \rangle$ encode directement l'expansion de l'Univers, $\bar{t}_{\mathrm{rec}}$ est lié à la fois à l'inhomogénéité de la formation des structures (via le facteur de *clumping*) et à l'histoire thermique de l'Univers, et $\dot{\mathcal{N}}_{\mathrm{ion}}$ représente le terme source. Il est utile d'exprimer la production de photons comme le produit de trois termes :

$$\dot{\mathcal{N}}_{\mathrm{ion}} = \rho_{\mathrm{UV}} \xi_{\mathrm{ion}} f_{\mathrm{esc}}, \tag{1.3}$$

où ρ_{UV} correspond à l'émissivité volumique dans l'UV des sources, ξ_{ion} donne un facteur de conversion entre la production de photons dans le continu UV et ionisant, et f_{esc} est la fraction d'échappement qui décrit quelle proportion des photons émis par les sources va atteindre l'IGM et contribuer à la réionisation. Notons au passage que cette paramétrisation simplifiée se généralise lorsque plusieurs types de sources sont présentes en sommant leurs contributions.

Les progrès de cette approche analytique depuis le début des années 2000 tiennent principalement à une amélioration de la modélisation des sources et de l'évolution du milieu intergalactique à l'aide

de nouvelles observations (Alvarez et al., 2012 ; Choudhury et Ferrara, 2005 ; Kuhlen et Faucher-Giguère, 2012 ; Madau et al., 1999 ; Miralda-Escudé et al., 2000 ; Mitra et al., 2013 ; Robertson et al., 2010 ; Robertson et al., 2015 ; Robertson et al., 2013 ; Wyithe et Loeb, 2003, voir par exemple). Des modèles *semi-numériques* (Mesinger et Furlanetto, 2007 ; Zahn et al., 2007) ont été développés pour incorporer ces prescriptions dans un contexte cosmologique tout en gardant un coût numérique réduit. En parallèle, des modèles semi-analytiques de formation de galaxies (Benson et al., 2006 ; Mutch et al., 2015, par exemple) ont été enrichis pour modéliser la réionisation, et des simulations à grande échelle ($\gtrsim 100\,\mathrm{Mpc/h}$) ont commencé à voir le jour, soit en couplant un code de dynamique à N corps pour la matière noire à un code de transfert radiatif (Iliev et al., 2014 ; Iliev et al., 2006 ; Iliev et al., 2007 ; Iliev et al., 2012 ; McQuinn et al., 2007), soit en incluant la dynamique du gaz (Gnedin, 2014 ; Ocvirk et al., 2015). Zahn et al. (2011) comparent ces différentes techniques, et trouvent qu'à très grande échelle, elles donnent des résultats similaires. Ces simulations prennent en général tout ou partie des termes de l'équation (1.3) comme paramètres. Si les très grandes simulations comme CROC (Gnedin, 2014) ou *Cosmic Dawn* (Ocvirk et al., 2015) permettent de mesurer ρ_{UV} directement[2], elles ne peuvent pas résoudre le transfert du rayonnement à l'intérieur des halos, et doivent donc traiter f_{esc} comme un paramètre libre. À l'opposé de ces modèles, des simulations à haute résolution mais se concentrant sur un petit volume permettent de traiter précisément le trajet des photons entre leur site d'émission et le milieu intergalactique. Au cours de ma thèse, j'ai pu développer de telles simulations dans le but de mieux comprendre les mécanismes contrôlant la valeur de f_{esc} pour les petites galaxies (voir chapitre 4).

1.2.2 *Contraintes sur la réionisation*

Modèles et observations s'accordent aujourd'hui pour marquer la fin de l'époque de la réionisation autour de $z \simeq 6$, et un début autour de $z \sim 15 - 20$. La figure 1.3 présente un récapitulatif des principales contraintes sur le déroulement de la réionisation. Nous allons présenter dans cette sections différentes méthodes observationnelles permettant de placer ces limites.

1.2.2.1 *Observation des spectres de quasars*

Historiquement, ce sont les observations de quasars lointains qui ont permis de démontrer sans ambiguïté que l'Univers a été réionisé. En mesurant le flux absorbé aux longueurs d'ondes plus courtes que

2. Comme dans la majorité des simulations de galaxies, la formation d'étoiles et le feedback des supernovae reposent toutefois des modèles sous-grille.

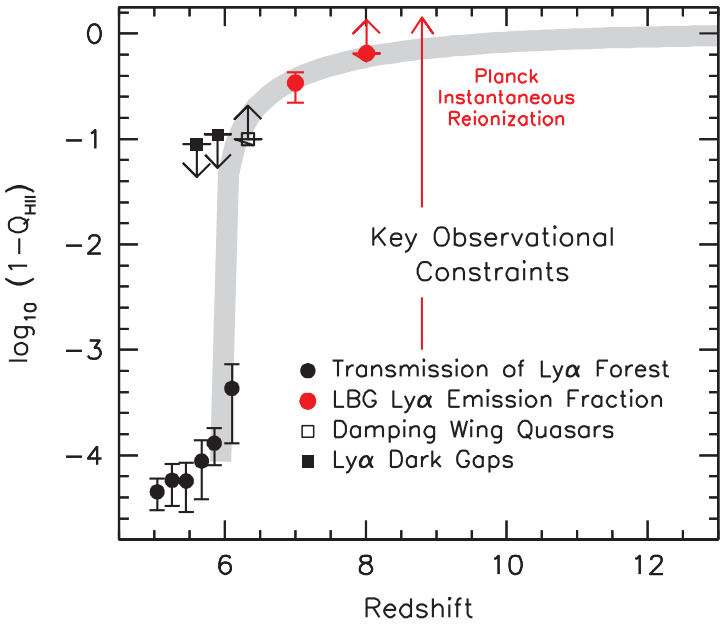


FIGURE 1.3 – Principales contraintes sur le déroulement de la réionisation (BOUWENS et al., 2015).

la raie Lyman-α[3] de l'hydrogène, il est en principe possible d'estimer la fraction d'hydrogène neutre $x_{\mathrm{H\,I}}$ à un redshift z_{abs} donné à l'aide de l'*opacité Gunn-Peterson* τ_{GP} (voir par exemple FAN et al. 2006a) :

$$\tau_{\mathrm{GP}}(z_{\mathrm{abs}}) = 4.9 \times 10^5 \left(\frac{\Omega_m h^2}{0.13}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02}\right) \left(\frac{1+z_{\mathrm{abs}}}{7}\right)^{\frac{3}{2}} x_{\mathrm{H\,I}}(z_{\mathrm{abs}}). \tag{1.4}$$

Le flux à $\lambda_{\mathrm{abs}} = (1+z_{\mathrm{abs}})\lambda_{\mathrm{Ly}\alpha}$ sera alors réduit d'un facteur $e^{-\tau_{\mathrm{GP}}}$. Dès que $x_{\mathrm{H\,I}}$ est de l'ordre de 10^{-3}, la raie d'absorption sera complètement saturée : cette technique est donc sensible à la fin de la réionisation. Il a toutefois fallu attendre plus de 35 ans entre l'article fondateur de GUNN et PETERSON (1965) et la première détection par BECKER et al. (2001) d'un *fossé de Gunn-Peterson*[4] complet. Les observations spectroscopiques du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS ; YORK et al., 2000) ont par la suite permis d'étendre l'échantillon de quasars pour lesquels des fossés de Gunn-Peterson ont été observés (FAN et al., 2006b ; FAN et al., 2003 ; SONGAILA, 2004 ; WHITE et al., 2003, etc.). La découverte par MORTLOCK et al. (2011) d'un quasar à $z \simeq 7.1$ a permis d'étendre encore les contraintes sur l'histoire de la réionisaton. BOLTON et HAEHNELT (2007) résument sur la figure 1.4 l'évolution de τ_{GP} en fonction de z. Des méthodes statistiques comme l'analyse des *dark pixels* (MCGREER et al., 2015 ; MCGREER et al., 2011 ; MESINGER, 2010) dans les

3. On a un effet similaire pour toutes les raies de la série de Lyman, et les mesures de la forêt Lyman-β sont couramment employées pour contraindre l'histoire de la réionisation.

4. Le terme anglais, *trough*, se traduit selon le contexte par *abreuvoir*, *dépression*, *creux* ou encore *fossé*. À défaut de mieux, on emploiera le terme de *fossé*.

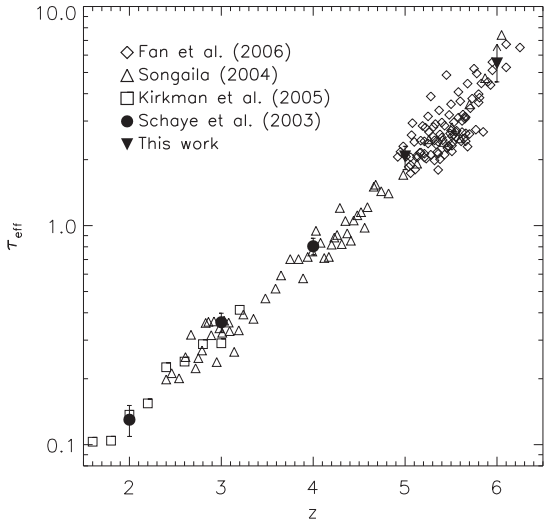


FIGURE 1.4 – Évolution de l'opacité de Gunn-Peterson avec z, tirée de BOLTON et HAEHNELT (2007).

spectres de quasars ou de la longueur des fossés de Gunn-Peterson permettent de raffiner un peu ces mesures, mais restent encore délicates à mettre effectivement en pratique.

Les quasars étant de puissantes sources ionisantes, ils sont entourés de bulles ionisées où le milieu intergalactique est transparent aux photons à $\lambda \lesssim \lambda_{\mathrm{Ly}\alpha}$. L'existence de ces « zones proches » se traduit par un excès de flux (par rapport à un fossé de Gunn-Peterson complet) à ces longueurs d'ondes, qui est en principe mesurable. Il résulte de telles observations qu'en moyenne, les bulles d'ionisations croissent entre $z = 7$ et $z = 6$, il est difficile de tirer un résultat plus quantitatif. De même, le profil de la raie Lyman-α est tel qu'il devrait y avoir une absorption non-négligeable des photons juste plus rouges que Lyman-α, et l'importance de ces *damping wings* doit théoriquement permettre d'estimer la quantité d'hydrogène neutre dans le milieu intergalactique, mais ces mesures sont très incertaines et peu quantitatives.

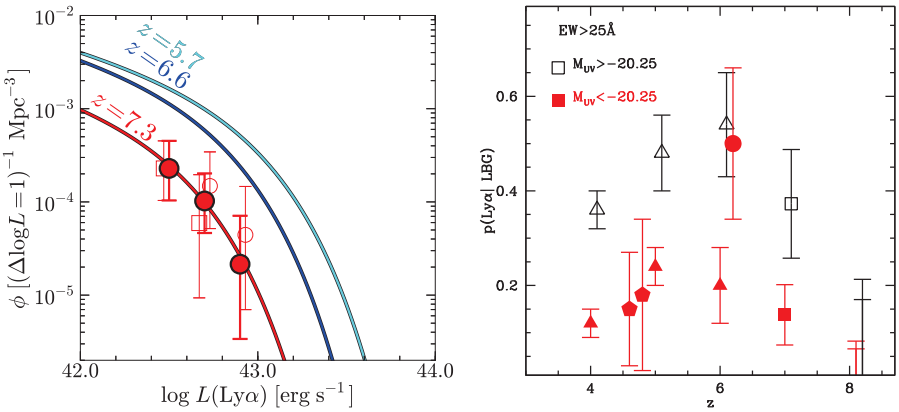
Citons enfin la revue de MORTLOCK (2016), qui présente plus en détails les différentes contraintes sur l'histoire de la réionisation dérivées des quasars.

1.2.2.2 *Émetteurs Lyman-α*

PARTRIDGE et PEEBLES (1967) ont proposé d'utiliser la raie Lyman-α comme outil de détection de galaxies lointaines (voir aussi la section 3.3.2). Si le milieu intergalactique est bien neutre à grand redshift, la visibilité des émetteurs Lyman-α devrait être compromise. C'est sur ce constat que se base une seconde série de contraintes sur la réionisation. DIJKSTRA (2016) passe en revue l'utilisation des émet-

teurs Lyman-α pour sonder l'époque de la réionisation : nous allons ici présenter les principales contraintes qu'ils apportent.

Les grands relevés d'émetteurs Lyman-α ont permis de montrer que leur fonction de luminosité (ou LF pour *luminosity function*) ne présente qu'une faible évolution entre $z = 3$ et $z = 5.7$ (Ouchi et al., 2008). Avec le développement de détecteurs plus sensibles dans l'infrarouge proche, ces relevés ont été poussés à plus grand redshift, et les données semblent confirmer une décroissance rapide de la fonction de luminosité Lyman-α (voir par exemple Clément et al., 2012 ; Faisst et al., 2014 ; Kashikawa et al., 2006 ; Kashikawa et al., 2011 ; Konno et al., 2014 ; Ouchi et al., 2010) comme illustré sur la figure 1.5a. Il est tentant d'interpréter cette évolution comme un changement d'opacité du milieu intergalactique, mais ces données seules sont insuffisantes pour conclure. Konno et al. (2014) notent en revanche que la fonction de luminosité dans l'UV (non ionisant) ne commence à évoluer notablement qu'à $z \gtrsim 8$ (voir aussi Bouwens et al., 2015 ; Oesch et al., 2013), renforçant ainsi le scénario selon lequel l'évolution de la fonction de luminosité Lyman-α entre $z = 6$ et 8 est l'empreinte de la réionisation.



(a) Évolution de la fonction de luminosité Lyα (Konno et al., 2014)

(b) Évolution de la fraction d'émetteurs Lyα (Treu et al., 2013)

Figure 1.5 – Traceurs observationnels de l'évolution de l'opacité du milieu intergalactique.

Un second indicateur inspiré de cette dernière remarque appuie cette interprétation. Les galaxies à haut redshift sont généralement détectées soit par leur émission Lyman-α (on parle de LAE, pour *Lyman-α Emitters*), soit par la discontinuité présente dans leur spectre aux longueurs d'ondes plus courte que Lyman-α (on parle alors de LBG, pour *Lyman-Break Galaxies*). Ces deux sélections ne sont pas exclusives, et une fraction X_{LAE} des LBG sont également des LAE. Si X_{LAE} augmente régulièrement entre $z = 2$ et $z = 6$ (Cassata et al., 2015 ; Stark et al., 2010 ; Stark et al., 2011), cette fraction semble décroître rapidement au delà de $z \simeq 6$ (Caruana et al., 2012 ; Caruana

et al., 2014 ; Fontana et al., 2010 ; Ono et al., 2012 ; Pentericci et al., 2011 ; Schenker et al., 2014 ; Schenker et al., 2012 ; Tilvi et al., 2014 ; Treu et al., 2013), comme on peut le voir sur la figure 1.5b. Cette inversion de tendance de $X_{LAE}(z)$ est difficilement explicable par un changement dans les propriétés des galaxies (même si Garel et al. 2015 suggèrent une origine physique à cette évolution) ; d'autant plus qu'entre $z = 6$ et $z = 8$, il ne se passe qu'à peine 300 Myr, impliquant qu'une évolution physique serait très brutale. Il est plus confortable de comprendre la soudaine diminution de $X_{LAE}(z)$ à la lumière de la réionisation : les LBG à $z \gtrsim 6$ sont également des émetteurs Lyman-α, mais dont la raie Lyman-α a été complètement absorbée par le milieu intergalactique. Cette méthode permet de faire abstraction de l'évolution intrinsèque du nombre de galaxies, et permet donc de placer des contraintes sur la neutralité du milieu intergalactique jusqu'à $z \sim 8$.

Ces contraintes vont profiter des instruments comme MUSE (*Multi Unit Spectroscopic Explorer*, Bacon et al., 2010) ou *Hyper Suprime-Cam* (Miyazaki et al., 2012) sur le télescope Subaru, qui vont rendre possible la réalisation de relevés plus larges et plus profonds à $3 \lesssim z \lesssim 7$, et de futurs relevés spatiaux avec le *James Webb Space Telescope* (JWST).

1.2.2.3 *Étude du fond diffus cosmologique*

La dernière méthode pour estimer le redshift de la réionisation repose sur l'étude du fond diffus cosmologique. Au cours de leur trajet vers l'observateur, les photons du CMB vont interagir avec les électrons libres dans le milieu intergalactique par diffusion Thomson, laissant ainsi une empreinte visible dans le fond diffus cosmologique (voir par exemple Dunkley et al., 2009 ; Haiman et Knox, 1999). La présence d'électrons libres va atténuer les anisotropies de température du CMB aux petites échelles ($\lesssim 0.1°$) d'un facteur $e^{-2\tau_e}$, où τ_e est la profondeur optique pour la diffusion Thomson. La mesure de cette atténuation permet alors en principe de mesurer τ_e. Par ailleurs, les diffusions Thomson sur ces électrons libres vont affecter la polarisation des photons du CMB, et en particulier les modes « E ». Ce signal va se traduire par une augmentation de l'amplitude du spectre de puissance croisé des fluctuations de température et de ces modes E aux grandes échelles angulaires ($\gtrsim 10°$).

Ces deux effets permettent de calculer à partir des données du CMB la valeur de τ_e, que l'on peut relier à l'évolution de la fraction ionisée $x_{H\,II}(z)$ via la densité d'électrons $n_e(z)$:

$$\tau_e(z) = \int_0^z n_e(z') \frac{c\sigma_T}{(1+z')H(z')}\, dz', \tag{1.5}$$

où $H(z)$ est le facteur de Hubble, σ_T la section efficace de diffusion Thomson, et n_e la densité volumique d'électrons dans l'Univers. La mesure de la profondeur optique Thomson entre le CMB et l'observa-

teur permet alors de mesurer la quantité totale d'électrons, et ainsi de placer des limites sur le redshift z_{re} auquel l'Univers a été réionisé.

La première mesure par la sonde WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*), après un an de mission, a donné une valeur assez haute de $\tau_e = 0.17 \pm 0.04$ (Spergel et al., 2003). Cette valeur a par la suite été réduite avec la publications des données successives, pour converger à $\tau_e = 0.089 \pm 0.014$ (Bennett et al., 2013) après neuf ans de collecte de données. En faisant l'hypothèse d'une réionisation instantanée, c'est-à-dire $x_{H\,II}(z) = 0$ à $z > z_{re}$ et $x_{H\,II}(z) = 1$ après, ces mesures se traduisent en termes de z_{re} : les données WMAP-1 indiquent ainsi une réionisation à $z_{re} = 17 \pm 5$, ce qui est complètement incohérent avec les résultats provenant des quasars et des relevés d'émetteurs Lyα. Cette estimation a été révisée avec les données de WMAP-9 à $z_{re} = 10.6 \pm 1.1$, toujours plus haute que $z \sim 6$, mais nettement moins problématique. Le satellite européen *Planck* a encore réduit la valeur de l'opacité Thomson à $\tau_e = 0.066 \pm 0.013$ (Planck Collaboration et al., 2015). Le modèle de réionisation correspond à une transition rapide durant $\Delta z = 0.5$ autour de $z_{re} = 8.8 \pm 1.3$, nettement en dessous des valeurs de WMAP. Ces mesures pourraient encore être amenées à évoluer avec la publication des données de polarisation de *Planck* (voir par exemple Planck Collaboration et al., 2016). En réalité, la réionisation est un phénomène progressif, et la comparaison entre z_{re} et les contraintes plaçant la fin de la réionisation vers $z \sim 6$ donne une idée la durée du processus. En revanche, l'expression (1.5) peut être utilisée pour contraindre les modèles, comme ceux présentés dans la section 1.2.1.

1.2.2.4 *Autres contraintes*

D'autres méthodes ont été envisagées pour suivre le déroulement de la réionisation. Par exemple, les sursauts gamma, ou GRB (*Gamma-Ray Bursts*), ont été proposés comme sondes de la fin de la réionisation. Les GRB sont parmi les événements les plus lumineux de l'Univers et peuvent donc être observés à $z \simeq 10$, et leur spectre est quasiment dépourvu de raies. Bien qu'éphémères, ces phénomènes profitent de la dilatation cosmologique des durées, et leur émission rémanente reste donc observable pendant jusqu'à plusieurs jours (Lamb et Reichart, 2000). L'ensemble de ces propriétés font des GRB des outils de choix pour étudier la réionisation : l'observation d'un fossé de Gunn-Peterson dans leur spectre permet de mesurer l'état d'ionisation du milieu intergalactique. Malheureusement, la rareté de ces objets et leur caractère transitoire fait que seuls peu de GRB ont été observés à très haut redshift, et les contraintes sur la réionisation qui en découlent restent donc assez faibles.

Plus prometteuse, l'observation directe de la quantité d'hydrogène neutre par l'émission de la raie à 21 cm de l'hydrogène a été proposée comme la méthode de prédilection pour détecter les signatures de la

réionisation de manière complètement indépendante des contraintes actuelles. La physique de la raie à 21 cm est très riche, et bien présentées par les revues de Furlanetto (2016), Furlanetto et al. (2006a) et Zaroubi (2013). Le développement d'expériences destinées entre autres le signal à 21 cm de la réionisation comme LOFAR (*Low Frequency Array*), PAPER (*Precision Array to Probe the Epoch of Reionization*), HERA (*Hydrogen Epoch of Reionization Array*) et l'imposant SKA (*Square-Kilometer Array*) va permettre dans un futur proche de placer des contraintes additionnelles sur le déroulement de la réionisation.

1.2.3 *Les sources de la réionisation*

On peut extraire des observations présentées dans la section 1.2.2 la conclusion suivante : à $z \lesssim 6$, l'Univers est baigné dans un fond UV ionisant. Pour que l'Univers reste ionisé à un redshift z, le taux de production de photons ionisants par unité de volume doit dépasser un taux critique $\dot{\mathcal{N}}_{\rm ion}$ (Madau et al., 1999) :

$$\dot{\mathcal{N}}_{\rm ion} = 10^{51.2}\,{\rm s}^{-1}\,{\rm Mpc}^{-3}\left(\frac{1+z}{6}\right)^3\left(\frac{\Omega_b h^2}{0.02}\right)^2\left(\frac{C}{30}\right), \qquad (1.6)$$

où $C = \frac{\langle n_H^2\rangle}{\langle n_H\rangle^2}$ est le *clumping factor* qui décrit le degré d'inhomogénéité de l'Univers. Cette émissivité donne seulement une contrainte sur l'efficacité des sources ionisantes, sans donner la moindre indication sur leur nature. Dans cette section, nous allons aborder la question de l'origine du fond UV métagalactique, c'est-à-dire les sources de la réionisation, dont la nature fait débat aujourd'hui. Quelle que soit leur origine, les photons du continu de Lyman doivent constituer un fond ionisant cohérent avec le taux de photoionisation dans l'IGM mesuré par Bolton et Haehnelt (2007), Faucher-Giguère et al. (2008) ou Becker et Bolton (2013), comme illustré sur la figure 1.6. Dans le scénario le plus classique, ce sont les premières structures qui génèrent les photons ionisants, autrement dit les galaxies à bouffées de formation stellaire et les quasars. D'autres sources plus exotiques ont été proposées, comme les désintégrations d'hypothétiques particules de matière noire (Doroshkevich et Naselsky, 2002 ; Furlanetto et al., 2006b), mais sont vraisemblablement marginales dans le budget total de photons ionisants de l'Univers. Déterminer la provenance du fond métagalactique est un enjeu essentiel pour comprendre l'histoire de la réionisation : les mécanismes physiques produisant les photons ionisants sont très différents selon la nature des sources, menant à des caractéristiques observationnelles différentes. Dans cette section, nous allons passer en revue les différentes sources envisagées pour la réionisation, et nous allons voir que si les quasars semblent maintenir l'Univers ionisé à $z \lesssim 3$ (Hopkins et al., 2007 ; Madau et al., 1999), l'Univers à grand z a vraisemblablement été réionisé par les galaxies à flambée de formation d'étoiles.

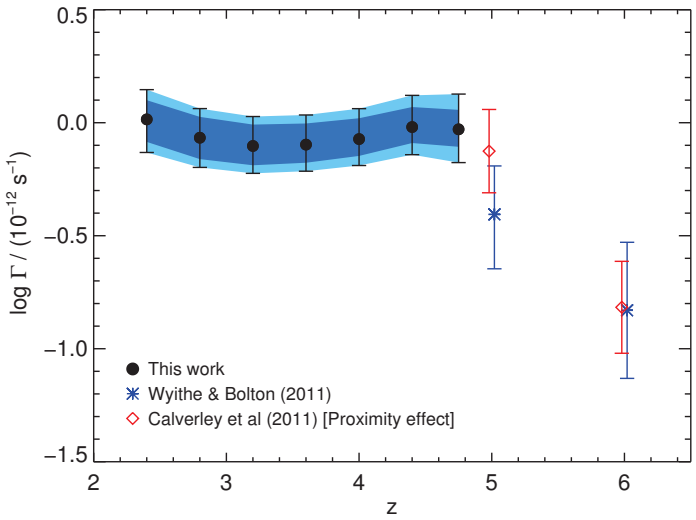


FIGURE 1.6 – Taux de photoionisation de l'IGM Γ entre $2 \leqslant z \leqslant 6$, tiré de BECKER et BOLTON (2013).

1.2.3.1 *Noyaux actifs de galaxies*

Les noyaux actifs de galaxies (AGN, pour *active galactic nuclei*)[5] étant parmi les objets les plus lumineux de l'Univers, ils ont très tôt été proposés pour expliquer l'existence d'un fond UV (ARONS et WINGERT, 1972 ; REES et SETTI, 1970). Leur émission provient du disque d'accrétion autour du trou noir supermassif qui réside au centre de ces objets (voir par exemple LAOR et NETZER, 1989 ; ROSS et al., 1992), et ne tire donc pas son origine dans des processus nucléaires comme les étoiles, mais provient essentiellement de la conversion d'énergie gravitationnelle en énergie lumineuse. La détection d'AGN parmi les premiers objets observés à grand redshift (SCHMIDT, 1965) en a fait des sources de choix pour la réionisation.

Depuis ces premières observations, la détermination de la fonction de luminosité des quasars (QLF) a fait l'objet d'un grand nombre d'études qui indiquent que la luminosité globale de la population d'AGN atteint un maximum autour de $z \simeq 2.5$, et décroît rapidement après $z \gtrsim 3$ (HOPKINS et al., 2007 ; MASTERS et al., 2012). L'évolution de la fonction de luminosité des quasars est cruciale pour déterminer s'il y a suffisamment de quasars à haut redshift pour réioniser complètement l'Univers (voir par exemple HAARDT et MADAU, 2012). Les différents travaux dans cette direction (par exemple DIJKSTRA et al., 2004 ; FONTANOT et al., 2012 ; GRISSOM et al., 2014 ; HAARDT et SALVATERRA, 2015 ; WILLOTT et al., 2010) semblent indiquer le contraire : malgré le fait que chaque quasar peut ioniser une région de plusieurs

5. Dans la littérature, on parle souvent de réionisation par les *quasars* ou par les *QSOs*. Afin d'éviter une longue énumération des différents objets de ce type et une discussion sur leur origine physique peu pertinente pour cette thèse, on utilisera indistinctement les termes de quasars et AGN.

Mpc (Prochaska et al., 2009; Songaila et Cowie, 2010; Worseck et al., 2014), la diminution du nombre de quasars fait qu'ils sont clairement insuffisant pour être responsable de la majorité du fond UV à $z \geqslant 5$. Notons toutefois que la découverte récente par Giallongo et al. (2015) de 22 quasars dans le champ *CANDELS GOOD-South* avec le télescope X *Chandra* et les observations de quasars peu lumineux de Civano et al. (2011), Fiore et al. (2012) et Glikman et al. (2011) semblent indiquer qu'une population de petits AGN pourrait significativement contribuer au fond UV vers la fin de la réionisation. Malgré cela, Haardt et Salvaterra (2015) montrent que la contribution des quasars semble ne pas pouvoir dominer complètement le processus de réionisation.

1.2.3.2 *Galaxies* starbursts

Le scénario aujourd'hui dominant est de supposer que l'Univers a été réionisé par des *sources stellaires* (voir par exemple Kuhlen et Faucher-Giguère 2012 ou la revue de Barkana et Loeb 2001). Il est en effet inévitable que les étoiles dans les galaxies à grand redshift produisent des photons ionisants, et que ces photons participent à la réionisation. Là encore, pour valider ce modèle, il faut vérifier que la contribution des galaxies est suffisante pour produire un taux de photoionisation cohérent avec les observations comme celles illustrées sur la figure 1.6.

La contribution des galaxies à la réionisation peut être quantifiée à l'aide de l'expression (1.3), qui décrit la production de photons ionisants comme le nombre de photons ionisants produit multiplié par la fraction f_{esc} de ces photons qui atteint l'IGM. Le nombre de photons ionisants émis est alors exprimé comme le produit entre l'émissivité UV intrinsèque des galaxies et un facteur de conversion entre l'émissivité UV et ionisante. Il est donc crucial pour déterminer l'apport des galaxies à la réionisation de mesurer ces trois paramètres à partir d'observations [6].

Le premier facteur, ρ_{UV}, est obtenu en intégrant la fonction de luminosité UV $\Phi(L)$ sur toute la population de galaxies, observées entre les luminosités L_{min} et L_{max} :

$$\rho_{UV}(z) = \int_{L_{min}}^{L_{max}} L\Phi(L;z)\, dL. \tag{1.7}$$

Il est de coutume d'exprimer la fonction de luminosité avec la paramétrisation de Schechter (1976), qui présente trois paramètres : une luminosité caractéristique L^* (ou de façon équivalente une magnitude M^*), un facteur de normalisation Φ^* et un terme α qui décrit

6. Les revues récentes de Bouwens (2016) et Finkelstein (2015) présentent plus en profondeur les observations des galaxies à grand z dans le contexte de la réionisation.

la pente de $\Phi(L;z)$ aux faibles magnitudes. Les sondages extrêmement profonds comme le *Hubble Ultra Deep Field Survey* (Koekemoer et al., 2013) permettent de commencer à placer des limites sur la quantité totale de photons issus des galaxies formant des étoiles à grand redshift, et de nombreuses études basées sur des observations aux sol ou à l'aide de télescopes spatiaux comme le *Hubble Space Telescope* (HST) ont pour objectif de déterminer la forme et l'évolution de la fonction de luminosité à grand redshift (voir par exemple Bouwens et al., 2007 ; Bouwens et al., 2012a ; Bouwens et al., 2015 ; Bowler et al., 2014 ; Castellano et al., 2010 ; Finkelstein et al., 2015 ; Ishigaki et al., 2015 ; McLeod et al., 2015 ; McLure et al., 2013 ; Oesch et al., 2013 ; Schenker et al., 2013 ; Schmidt et al., 2014). La figure 1.7, issue de Bouwens et al. (2015), représente l'évolution de la fonction de luminosité UV entre $z = 4$ et $z = 10$.

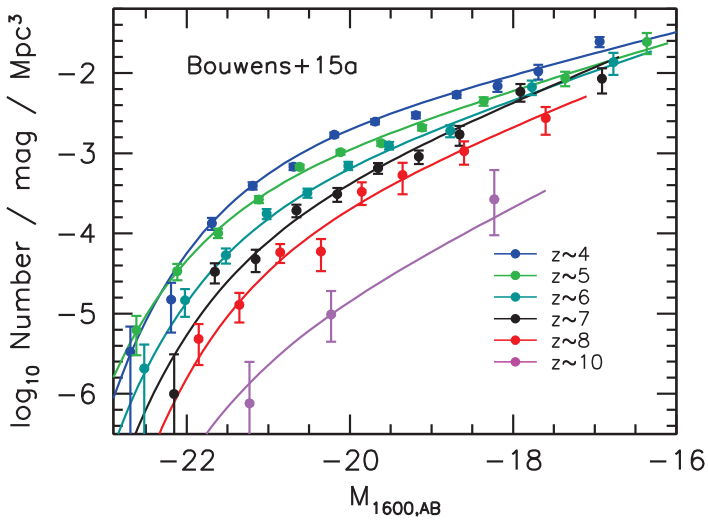


Figure 1.7 – Évolution de la fonction de luminosité UV des galaxies, issue de Bouwens et al. (2015).

Pour estimer la production de photons ionisants à partir de ρ_{UV}, il est nécessaire de convertir la luminosité UV en un nombre de photons du continu de Lyman à l'aide du facteur de conversion ξ_{ion}, ce qui revient à déterminer la nature des populations stellaires des galaxies à grand z. Traditionnellement, le spectre des galaxies est décrit dans l'UV à l'aide d'une loi de puissance, $f_\lambda \propto \lambda^\beta$, où β est la *pente UV*. Des observations spectroscopiques profondes (par exemple Bouwens et al., 2009 ; Bouwens et al., 2012b ; Bouwens et al., 2014 ; Duncan et al., 2014 ; Dunlop et al., 2012 ; Dunlop et al., 2013 ; Rogers et al., 2014 ; Wilkins et al., 2011) permettent de mesurer cette pente β pour un échantillon de galaxies, et des modèles de population stellaire comme Galaxev (Bruzual et Charlot, 2003) relient β à ξ_{ion}.

Jusqu'aux résultats récents de *Planck*, ces études semblaient indiquer que les galaxies observées ne produisent pas assez de photons.

En revenant à l'expression (1.3), on peut expliquer cette crise de sous-production apparente de différentes façons, tout en conservant le modèle de réionisation par les sources stellaires

— soit les galaxies à grand z forment des étoiles différemment de l'Univers plus proche et ξ_{ion} est fondamentalement différent,

— soit les observations ratent une partie des galaxies, menant à une sous-estimation de ρ_{UV},

— soit la fraction d'échappement f_{esc} est mal estimée (nous y reviendront dans la prochaine section).

Des sources de photons additionnelles d'origine stellaire ont été proposées pour pallier ce manque de photons, comme les premières étoiles (dites de population III) formées à partir de gaz primordial sans métaux. Néanmoins, les études numériques comme celles de Paardekooper et al. (2013) semblent indiquer que leur contribution n'est pas dominante. Robertson et al. (2013) ont par ailleurs montré qu'en extrapolant la fonction de luminosité UV des galaxies d'environ 4 magnitudes, jusqu'à $M_{UV} = -13$ (voir aussi Finkelstein et al., 2012 ; Kuhlen et Faucher-Giguère, 2012), le scénario de réionisation par les galaxies devient cohérent avec les différentes contraintes présentées dans la section 1.2.2. L'analyse de Robertson et al. (2015) des résultats de *Planck* dans l'optique de la réionisation indique qu'une telle population de petites galaxies pas encore détectées est nécessaire et suffit à respecter à la fois les limites sur la profondeur optique Thomson et sur le timing de la réionisation. Les travaux théoriques suggèrent que ce sont les galaxies dans les halos de 10^7 à $10^9\,M_\odot$ qui dominent la production de photons ionisants à $z \gtrsim 6$ (Kimm et Cen, 2014 ; Mutch et al., 2015 ; Paardekooper et al., 2013), avant la fin de la réionisation.

Le développement de programmes d'observations très profonds utilisant le phénomène de lentilles gravitationnelles comme les *Hubble Frontier Fields* (Lotz et al., 2016)[7] ouvre la possibilité de sonder les galaxies au delà de la sensibilité nominale du HST. Atek et al. (2015) proposent ainsi une première tentative de mesurer la fonction de luminosité UV à $z \gtrsim 6$ jusqu'à des magnitudes de l'ordre de $M_{UV} \gtrsim -17$, confirmée par l'analyse de Livermore et al. (2016) des *Frontier Fields*, suggérant que la fonction de luminosité continue à croître rapidement au-delà de $M_{UV} \gtrsim -13$, en bon accord avec les observations post-réionisation de Alavi et al. (2014) et Weisz et al. (2014). Ces observations pilotes ouvrent la voie aux futurs grands relevés du *James Webb Space Telescope*, en particulier avec les instruments NIRSpec et NIRCam. La présence de ces galaxies très peu lumineuses pendant l'époque de la réionisation peut fournir la majorité des photons nécessaires à réioniser l'Univers.

7. http://www.stsci.edu/hst/campaigns/frontier-fields/

1.2.4 *Fraction d'échappement* f_{esc}

Ces résultats sur la contribution des petites galaxies à la réionisation présentent une forte dégénérescence avec l'estimation de la fraction d'échappement f_{esc} : en effet, le nombre total de photons ionisants disponibles est le produit entre le nombre de photons émis par les sources stellaires $\rho_{UV}\xi_{ion}$ et la fraction de ces photons qui parvient à atteindre l'IGM, f_{esc}.

Bien que ce soit l'un des paramètres essentiels dans tous les modèles de réionisation présentés dans la section 1.2.1, sa mesure s'est révélée notoirement délicate. La majorité des études approchent le problème par *stacking*, c'est-à-dire en additionnant les images de plusieurs galaxies, et l'étude individuelle des galaxies s'avère extrêmement difficile. Notamment, il est impossible de mesurer directement f_{esc} pendant l'époque de la réionisation : par définition, avant que les bulles ionisées ne se superposent, les photons ionisants sont absorbés dans l'IGM. Nos connaissances de l'évolution de f_{esc} avec les propriétés des galaxies doivent donc être obtenues à partir d'analogues à plus bas redshift des galaxies responsables de la réionisation. Dans l'Univers proche, très peu de galaxies émettrices de photons du continu de Lyman ont été observées, et à chaque fois, la mesure de f_{esc} donne des résultats de 1 à 10 % (Bergvall et al., 2006 ; Izotov et al., 2016a ; Leitet et al., 2013). Très récemment, Izotov et al. (2016b) ont mesuré f_{esc} pour un échantillon de galaxies compactes formant activement des étoiles (appelées *Green Peas*), et ont trouvé des valeurs entre 6 et 13 %. Pour d'autres candidats, seule des limites supérieures ont pu être mesurées (Heckman et al., 2001). Récemment, Borthakur et al. (2014) ont observé une galaxie pour laquelle $f_{esc} \sim 20\,\%$. En tenant compte de l'absorption par la poussière, cette valeur chute à $f_{esc} \sim 1\,\%$, mais on peut s'attendre à une atténuation plus faible à grand z, les premières galaxies étant en principe moins riches en métaux et donc moins poussiéreuses (malgré la découverte par Watson et al. 2015 d'une galaxie vraisemblablement obscurcie par la poussière à $z \sim 7.5$). Autour du pic de formation stellaire, à $z \sim 1-2$, la majorité des tentatives s'est soldée par des échecs ou des limites supérieures peu contraignantes (Cowie et al., 2009 ; Deharveng et al., 2001 ; Giallongo et al., 2002 ; Grimes et al., 2009 ; Grimes et al., 2007 ; Leitherer et al., 1995 ; Malkan et al., 2003 ; Rutkowski et al., 2016 ; Sandberg et al., 2015 ; Siana et al., 2007 ; Siana et al., 2010), suggérant toutefois une faible valeur de f_{esc}. À plus haut redshift, l'analyse des détections individuelles ou des échantillons « stackés » tend à indiquer une valeur de f_{esc} plus élevée (Iwata et al., 2009 ; Mostardi et al., 2013 ; Mostardi et al., 2015 ; Nestor et al., 2013 ; Shapley et al., 2006 ; Smith et al., 2016 ; Vanzella et al., 2015 ; Vanzella et al., 2010), dépassant parfois 50 % (Vanzella et al., 2016). Certaines études ont toutefois trouvé des valeurs bien plus faibles pour f_{esc} (Boutsia et al.,

2011 ; GRAZIAN et al., 2016) ; ces différences pouvant s'expliquer par une contamination des échantillons à grand z par des objets d'avant plan, ainsi que par les larges incertitudes sur les propriétés de la poussières à grand redshift. SIANA et al. (2015) suggère ainsi que l'échantillon de IWATA et al. (2009) est fortement contaminé.

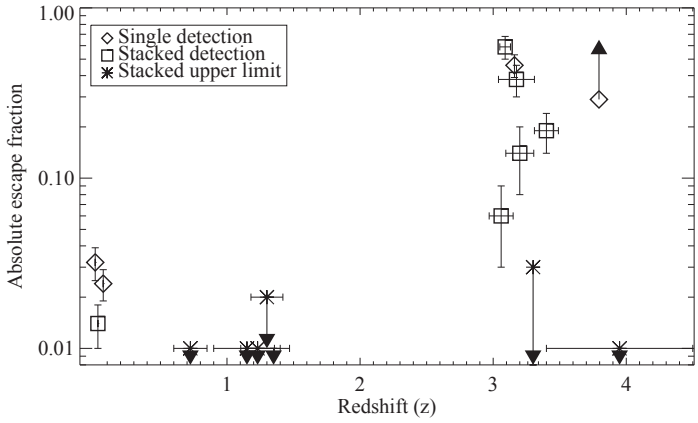


FIGURE 1.8 – Résumé des contraintes sur f_{esc}, d'après BERGVALL et al. (2013).

La figure 1.8 présente un résumé des mesures de f_{esc} jusqu'en 2013, qui semble augmenter entre $z = 0$ et $z = 4$. Cette évolution de f_{esc} avec le temps est encore mal comprise aujourd'hui : s'agit-il d'une réelle évolution des propriétés des galaxies (population stellaire, taux de formation d'étoile, poussière) ou, comme suggéré par BERGVALL et al. (2013) et SIANA et al. (2015), d'un effet de sélection ? Autrement dit, émetteurs de photons ionisants observés à $z = 0$ et $z > 3$ ne tracent peut être pas la même population de galaxies. Les instruments dans l'infrarouge proche et moyen embarqués sur le JWST devraient pouvoir permettre d'obtenir des échantillons de galaxies à grand z avec des méthodes de sélections similaires aux galaxies de l'Univers proche.

Pour interpréter les observations actuelles et préparer la future génération de sondages, les simulations numériques de galaxies sont un outil de choix. La problématique de l'estimation de f_{esc} dans les simulations a été l'un des principaux enjeux de cette thèse, et sera présentée dans le chapitre 4.

1.3 LES SIMULATIONS COMME EXPÉRIENCES "IN SILICO"

Avant de poursuivre, je veux apporter dans cette section quelques précisions sur le rôle des simulations dans le progrès scientifique, et en particulier en astronomie et en astrophysique.

Ces deux disciplines voisines ont en effet une place un peu particulière en sciences. L'astronomie est par nature une science fondamentalement *observationnelle*, où l'accès aux objets étudié ne peut se

faire que par la collecte de lumière[8] provenant des objets célestes. L'étude du système Solaire progresse certes par les missions spatiales et les sondes envoyées sur des planètes, comètes et astéroïdes, ou par l'étude d'échantillons ramassés ou ramenés sur Terre ; et il existe une *astrophysique de laboratoire* qui emprunte à la chimie ou à la physique des plasmas. L'essentiel de la recherche en astrophysique est néanmoins limitée par le constat simple qu'il n'est pas possible d'altérer l'objet que l'on étudie pour étudier sa réponse. Pour mesurer la masse d'une exoplanète, il n'est pas possible d'en prendre un morceau pour le peser directement, et il faut alors trouver une méthode *basée sur l'observation seule*, par exemple la mesure de son influence gravitationnelle sur la trajectoire de son étoile. Par comparaison, lorsque l'on veut mesurer la température d'ébullition d'un fluide, il suffit de faire varier sa température et d'observer le point d'ébullition (si tant est qu'il soit atteignable sur Terre) : il s'agit là d'une *expérience*.

Cette particularité de l'astronomie comme science observationnelle lui confère un rapport particulier à la méthode scientifique. Traditionnellement, la démarche scientifique (simplifiée) est d'établir une théorie (« la lumière se propage dans l'éther »), de concevoir une façon de tester cette théorie par l'expérience (la mesure interférométrique de Michelson et Morley), puis en analysant les résultats de la mesure, de valider ou non la théorie. Si la théorie est validée par l'expérience, elle n'en est pas « vraie » pour autant, mais elle a au moins le mérite de prédire correctement le comportement du système. En astronomie, il est possible de suivre une démarche similaire : la découverte de Neptune par Galle (1846) a suivi les prédictions de Le Verrier (1846), et on attend les observations de l'hypothétique *Planet Nine* prédite par Batygin et Brown (2016).

J'aimerais maintenant argumenter que le travail de simulation numérique s'apparente en astrophysique à une véritable démarche expérimentale, et qui, si elle ne peut avoir valeur de preuve définitive, permet tout comme l'expérience en physique de vérifier une théorie. Les simulations sont souvent intégrées parmi les travaux théoriques, en partie à cause de la difficulté à différencier un modèle mathématique complexe résolu numériquement d'une simulation numérique à proprement parler (voir à ce propos Varenne, 2008, par exemple), et en partie parce que les acteurs utilisant les simulations numériques se confondent souvent avec les acteurs de l'astrophysique théorique. Néanmoins, l'impossibilité de modifier le système étudié pour vérifier une loi physique a poussé le développement de modèles plus complexes et de simulations. En reprenant le vocabulaire utilisé en

8. C'était en tout cas le cas jusqu'au début de l'année 2016 avec la première découverte directe d'ondes gravitationnelles par la collaboration LIGO (Abbott et al., 2016). Très ironiquement, cette expérience repose sur l'utilisation d'un interféromètre de Michelson, un instrument qui fonctionne avec un laser. C'est donc encore une fois l'optique qui a permis cette découverte souvent présentée comme une nouvelle façon d'observer l'Univers.

bioinformatique, on peut alors décrire cette approche comme une expérience *in silico*.

Historiquement, les premières simulations numériques ont été développées pour étudier le problème de la diffusion de neutrons (Metropolis et Ulam, 1949). L'utilisation de modélisations complexes en astrophysique remonte toutefois plus loin : pour étudier la collision de deux systèmes stellaires en s'affranchissant des approximations nécessaires à un traitement analytique, Holmberg (1941) a développé la première *simulation analogique* (voir figure 1.9) en s'appuyant sur le fait que, comme la gravité, le flux lumineux reçu décroît comme le carré inverse de la distance. À l'aide d'un dispositif de 37 ampoules et diodes, il réalise une véritable *expérience d'astrophysique*, ouvrant ainsi la voie à une toute nouvelle discipline (pour une revue générale, voir par exemple Nelson, 2000) désignée en anglais par le terme de *computational astrophysics*, qui serait au croisement entre l'astrophysique observationnelle et théorique.

Fig. 4a — Fig. 4b

Fig. 4a.—Tidal deformations corresponding to parabolic motions, clockwise rotations, and a distance of closest approach equal to the diameters of the nebulae. The spiral arms point in the direction of the rotation.

Fig. 4b.—Same as above, with the exception of counterclockwise rotations. The spiral arms point in the direction opposite to the rotation.

Figure 1.9 – Résultats de la simulation analogique de Holmberg (1941).

Loin de tenter de reproduire exactement l'Univers, le rôle de la simulation en astrophysique est de pouvoir *tester un modèle théorique* dans des conditions que l'observation ne permet pas nécessairement. Par exemple, les simulations de Kereš et al. (2005) suggèrent que le modèle de formation des galaxies de White et Rees (1978) est au mieux incomplet. Mais en cas de désaccord avec les observations, faut-il nécessairement jeter la théorie ? Il n'est pas possible de recréer un Univers de poche ou de se rendre dans un Univers parallèle où les règles seraient différentes. C'est là que les simulations prennent leur sens : comme *expériences numériques*. En enregistrant la tempéra-

ture maximale des particules dans leur simulation, Kereš et al. (2005) suggèrent l'existence d'un mode « froid » d'accrétion. Évidemment, ces simulations présentent elles-mêmes des limitations, mais le gain en complexité par rapport à un modèle analytique peut par exemple permettre de mieux guider les observations nécessaires à la vérification du modèle. En ce sens, les simulations numériques *et* les observations forment les outils permettant de falsifier une théorie en astrophysique.

1.4 STRUCTURE DE LA THÈSE

L'enjeu de cette thèse a été d'étudier la formation des galaxies à grand redshift dans un contexte cosmologique, en utilisant des méthodes de simulation numérique couplant le rayonnement à la matière. Deux objets physiques ont fait l'objet d'une attention particulière : les premières galaxies et leur contribution à la réionisation de l'Univers, et les sources étendues (« blobs ») de rayonnement Lyman-α observées à $z \sim 3$ révélant peut-être le début de la structure filamentaire de la « toile cosmique ». Ce manuscrit est structuré en deux parties.

Tout d'abord, nous présenterons les différentes techniques numériques utilisées au cours de cette thèse. Le chapitre 2 introduit la méthode utilisée pour les simulations avec le code Ramses-RT, qui permet de résoudre simultanément les équations de la gravité, de l'hydrodynamique et du transfert de rayonnement dans un contexte cosmologique. Le chapitre 3 décrit les fondements du transfert radiatif de la raie Lyman-α de l'hydrogène, et explicite le fonctionnement du code MCLya, auquel j'ai contribué au début de cette thèse en introduisant le traitement de l'émission diffuse et du transfert polarisé.

La seconde partie du manuscrit aborde les applications et résultats obtenus pendant la thèse. Le chapitre 4 présente les simulations cosmologiques de galaxies naines à grand redshift qui ont été utilisées pour mesurer la fraction d'échappement des photons pendant la réionisation. L'emphase sera mise sur les processus régulant l'échappement des photons, et on montrera que c'est essentiellement le feedback des supernovae qui, en contrôlant les propriétés du milieu interstellaire, permet aux photons de rejoindre le milieu intergalactique. On étudiera ensuite à l'aide d'un modèle simplifié les propriétés observables de ces galaxies dans le chapitre 5. Enfin, dans le chapitre 6.3, on présente les résultats du post-traitement d'une simulation d'hydrodynamique radiative modélisant un « blob » Lyman-α, en particulier les propriétés de polarisation du rayonnement Lyα observé.

Première partie

MÉTHODES NUMÉRIQUES

Dans cette première partie, nous allons établir les fondements méthodologiques nécessaires aux simulations numériques de formation des galaxies (chapitre 2) en insistant sur le transfert de rayonnement ionisant, puis nous présenterons les bases du transfert résonant de la raie Lyman-α.

2

MODÉLISER LA FORMATION DES GALAXIES

Science is what we understand well enough to explain to a computer.
Art is everything else we do.

— Donald Knuth

2.1 Simulations numériques **26**
- 2.1.1 Grilles et particules 26
- 2.1.2 Simulations à N corps 28
- 2.1.3 Ramses : un code adaptatif 29

2.2 Hydrodynamique numérique **31**
- 2.2.1 Formulation eulérienne de l'hydrodynamique 31
- 2.2.2 Méthode de Godunov 33
- 2.2.3 Équation de Poisson 35

2.3 Simulations de galaxies **37**
- 2.3.1 Conditions initiales et zooms 37
- 2.3.2 Fonction de refroidissement 39
- 2.3.3 Modèle stellaire sous-grille 42

2.4 Hydrodynamique radiative avec Ramses-RT **46**
- 2.4.1 Notions de transfert de rayonnement 47
- 2.4.2 Implémentation dans Ramses-RT 53

Dans ce chapitre, nous allons présenter le code Ramses, avec lequel ont été réalisées les différentes simulations hydrodynamiques de cette thèse. Ramses est un code à grille adaptative qui a vocation a être utilisé pour résoudre une large variété de problèmes astrophysiques. Initialement développé par Teyssier (2002) pour étudier la formation des galaxies, il a par la suite été enrichi par une large base d'utilisateurs. La première version de Ramses permettait de résoudre les équations de l'hydrodynamique et de la gravité pour suivre l'évolution couplée de la matière noire et du gaz. Depuis cette mouture initiale, de nombreux modules y ont été incorporés : certains permettent de résoudre de nouvelles équations, comme la modélisation des champs magnétiques (Fromang et al., 2006 ; Masson et al., 2012) ou du transfert radiatif (Aubert et Teyssier, 2008 ; Commerçon et al., 2011 ; Rosdahl et al., 2013) ; tandis que d'autres modélisent des

***R**affinement*
***A**daptatif de*
***M**aille*
***S**ans*
***E**ffort*
***S**urhumain*

processus avec des modèles sous-grille, comme la formation d'étoiles (Rasera et Teyssier, 2006), le feedback des supernovae (Dubois et Teyssier, 2008 ; Kimm et al., 2015), ou formation de trous noirs supermassifs et leur rétroaction sur le gaz environnant (Dubois et al., 2010). La large gamme de processus physiques implémentés dans le code a permis d'en diversifier les applications : outre la formation des galaxies, Ramses est aujourd'hui utilisé pour étudier leur dynamique (Bournaud et al., 2011 ; Teyssier et al., 2010), les nuages moléculaires (Geen et al., 2015a ; Iffrig et Hennebelle, 2015) et la formation d'étoiles (Hennebelle et al., 2011 ; Hennebelle et Fromang, 2008), et même les disques protoplanétaires (Faure et al., 2014).

Dans une première section 2.1, nous allons introduire le concept des simulations numériques sur une grille. La section 2.2 présente ensuite les méthodes de résolution implémentées dans Ramses pour suivre l'évolution d'un fluide autogravitant, et dans la section 2.3, les conditions spécifiques aux simulations de galaxies sont spécifiées. Enfin, on décrit dans la section 2.4 le traitement du transfert radiatif.

Notons avant tout que ce chapitre a pour ambition principale d'introduire les méthodes numériques de Ramses pertinentes pour cette thèse, et n'a pour but ni de proposer un guide d'utilisation du code [1], ni de traiter en détail des notions d'analyse numérique qui sont présentées dans des ouvrages plus spécialisés, comme ceux de Toro (1999) ou Bodenheimer et al. (2007).

2.1 SIMULATIONS NUMÉRIQUES

La méthode scientifique, depuis le XVIIe siècle et les travaux fondateurs de Newton (1687), se base sur un formalisme mathématique pour décrire les phénomènes observés. Le rôle d'une simulation étant de *modéliser* ces phénomènes physiques à l'aide d'un dispositif numérique, la première étape est la traduction d'un système d'équations (continue) dans une forme (discrète) qui peut être comprise et résolue par un ordinateur. Dans cette section, nous allons étudier comment un problème de dynamique des fluides peut être modélisé numériquement.

2.1.1 *Grilles et particules*

Il existe essentiellement deux façons de *discrétiser* les équations, chacune reflétant une vision différente. La première méthode consiste à discrétiser le volume en *cellules* formant une grille, et à décrire l'évolution au cours du temps des propriétés du fluide en tout point de cette grille. C'est un point de vue fondamentalement *eulérien*. Ces méthodes en grille sont naturellement issues des techniques de réso-

1. https://bitbucket.org/rteyssie/ramses/wiki/ramses_ug.pdf

lutions approchées des équations différentielles comme les méthodes d'Euler ou de Runge-Kutta. Leur précision dépend entre autre de la taille de la cellule qui détermine la *résolution spatiale*. Dans des applications astrophysiques, et plus particulièrement pour l'étude de la formation des structures en cosmologie, les méthodes eulériennes se sont très rapidement heurtées au fait qu'une grille régulière n'est pas adaptée pour décrire un grand contraste de densité. En effet, si l'on veut décrire la formation des structures, il est nécessaire d'avoir une résolution suffisante pour suivre l'effondrement du gaz ou décrire correctement les chocs dans le fluide, ce qui devient très rapidement très coûteux. Pour pallier ces limitations, Berger et Oliger (1984) puis Berger et Colella (1989) ont introduit l'idée d'une grille *adaptative*, ou AMR (pour *adaptive mesh refinment*), permettant d'avoir une meilleure résolution (en *raffinant* la grille) dans les régions plus denses, ou là où le gaz subit des chocs. Il existe aujourd'hui de nombreux codes AMR dédiés à la formation des galaxies, parmi lesquels Art (Kravtsov et al., 1997), Flash (Fryxell et al., 2000), Ramses (Teyssier, 2002), Enzo (Bryan et al., 2014).

L'autre grande famille de méthodes numériques, introduite simultanément par Lucy (1977) et Gingold et Monaghan (1977) pour l'étude de la physique stellaire, aborde le problème en suivant des éléments de fluide sous forme de *particules*, dans une description quasi-*lagrangienne*[2]. Les particules suivent naturellement l'évolution du fluide, de sorte que la densité en tout point est déterminée par le nombre de particules présentes localement. À chacune des particules est associée une fonction de lissage, qui correspond à la densité de probabilité de trouver un élément de fluide autour de la particule. En raison de ce lissage, on appelle cette famille de méthodes *Smoothed Particle Hydrodynamics*, ou SPH. Contrairement aux codes en grilles, la résolution spatiale n'est pas donnée par une taille intrinsèque de l'élément de résolution, mais par l'échelle caractéristique de la fonction de lissage, appelée *longueur de lissage*. Les principaux représentants des codes SPH utilisés pour l'étude des galaxies sont Gasoline (Wadsley et al., 2004) et Gadget (Springel, 2005, pour la version originale).

Il existe également des méthodes intermédiaires, discrétisant le volume sur une grille déformable se déplaçant avec le fluide et retrouvant ainsi une approche quasi-lagrangienne (Gnedin, 1995). En raison de la difficulté de gérer l'évolution de la forme des cellules, ces techniques ont été rapidement abandonnées pour les simulations cosmologiques, même si ces dernières années, elles semblent retrouver un certain succès, avec le développement de codes comme Arepo (Springel, 2010) et Gizmo (Hopkins, 2015).

2. À strictement parler, cette méthode n'est pas tout à fait lagrangienne. Il faudrait pour cela suivre les éléments de fluide dans l'espace des phases, et non pas dans l'espace classique.

Par construction, les codes SPH ont l'avantage de pouvoir suivre les concentrations de matière, et vont donc permettre, à nombre d'éléments de résolution constant, d'avoir en général une meilleure résolution spatiale. Inversement, parce qu'ils suivent les propriétés du gaz en tout point de l'espace, les codes AMR vont permettre d'avoir une meilleure (ou au moins une moins mauvaise) résolution dans les régions vides, ce qui peut être crucial pour le transfert de rayonnement, par exemple. De même, ces codes vont en général être plus adaptés pour résoudre les chocs dans le fluide. Les codes SPH vont généralement avoir tendance à sous-estimer la diffusion numérique, tandis que les codes AMR la sur-estiment. Toutes ces méthodes ont leurs limitations, et de nombreux projets de comparaison de codes ont vu le jour depuis une quinzaine d'années (Agertz et al., 2007 ; Frenk et al., 1999 ; Kim et al., 2014 ; Scannapieco et al., 2012) pour étudier l'impact de ces différences sur les modèles de formation des galaxies.

2.1.2 *Simulations à* N *corps*

Dans Ramses, la matière noire et les étoiles sont décrites à l'aide de particules dites « non collisionnelles », c'est-à-dire que leur dynamique n'est régie que par la gravité. Nous reviendrons dans la section 2.3.3 sur les détails de cette modélisation pour les étoiles.

Il est important de remarquer que la description de la matière noire comme un ensemble de particules n'est en rien liée à la nature physique de la matière noire. En effet, dans le modèle ΛCDM, sous l'hypothèse que la matière noire est composée de WIMPs d'énergie de l'ordre de 100 GeV (voir par exemple Gelmini, 2015), la masse de ces WIMPs correspond à une masse d'environ 2×10^{-22} g. En comparaison, la masse du halo de matière noire de la Voie Lactée est de l'ordre de $10^{12}\,M_\odot$, et contient donc environ 10^{67} WIMPs. Il est absolument inenvisageable de décrire individuellement chacune de ces particules et leur dynamique. Dans un contexte numérique, on utilisera donc le terme de *particule* uniquement pour rappeler que les équations d'évolution de la matière sont implémentées en adoptant une approche lagrangienne : on suit les trajectoires de ces particules, représentant une quantité de matière noire dépendant de la résolution de la simulation. Dans une simulation cosmologique, une particule de matière noire aura une masse variant entre 10^3 à $10^7\,M_\odot$.

Les trajectoires $\mathbf{x}(t)$ de ces particules sont alors les solutions de l'équation du mouvement résultant du principe fondamental de la dynamique :

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = -\nabla\Phi \tag{2.1}$$

où Φ est le potentiel gravitationnel, qui s'exprime comme

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = -G \int \frac{\rho_{\text{total}}(\mathbf{x}', t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3\mathbf{x}'. \tag{2.2}$$

Dans l'expression précédente, on a noté ρ_{total} le champ de densité total (matière noire, gaz, étoiles, poussières, ...). Dans RAMSES, la résolution de l'équation (2.1) est réalisée par un intégrateur numérique du second ordre utilisant un schéma prédicteur-correcteur (TEYSSIER, 2002, équations 5 à 7).

2.1.3 RAMSES : *un code adaptatif*

STRUCTURE DE LA GRILLE Dans RAMSES, la grille est raffinée cellule par cellule (*cell-based AMR*), et utilise une structure d'arbre appelée *octree* hiérarchique. Plus spécifiquement, le code suit le schéma proposé par KHOKHLOV (1998) de *fully threaded tree*, où l'élément fondamental de la grille n'est pas une cellule, mais un *oct*, regroupant huit[3] cellules. Chaque oct *parent* va pointer vers ses huit *cellules filles*, chacune desquelles sera à son tour divisée en huit, et ainsi de suite. Dans RAMSES, ces liens sont représentés sous forme de listes liées. À chaque oct au niveau ℓ correspond un pointeur vers sa cellule mère au niveau $\ell - 1$ (`father`) et un pointeur vers chacune des six cellules voisines (`nbor`) également au niveau $\ell - 1$. Ces cellules appartiennent toutes à des octs au niveau $\ell - 1$. De plus, pour chacune des huit cellules filles, on a un pointeur vers chacun de les octs correspondants (`son`) au niveau $\ell + 1$. Dans le cas où l'une des cellules n'est pas raffinée, on parlera de *cellule feuille*, et dans ce cas, `son = 0`. La figure 2.1 illustre la structure hiérarchique d'un tel arbre, et des pointeurs correspondants. L'ensemble de la grille est décrite avec cette structure : la cellule de niveau $\ell = 0$ contient en fait toute la boîte de simulation. Aussi, la résolution initiale de la grille est donnée par le niveau minimum ℓ_{min}, typiquement de l'ordre de $\ell_{\text{min}} = 8 - 10$, correspondant à entre 256^3 et 1024^3 éléments de résolution.

RAMSES permet aisément de spécifier des *critères de raffinement* locaux, en plus de contraintes géométriques. Le critère local le plus simple est dit « quasi lagrangien », dans le sens où l'on impose le raffinement en fonction de la densité locale. En trois dimensions, si une cellule au niveau ℓ a une taille Δx, on impose le raffinement si $\rho > \frac{M_c}{\Delta x^3}$, où M_c est une masse caractéristique, typiquement correspondant à la masse de 8 particules de matière noire. Avec un tel critère de raffinement, une grille AMR comme celle de RAMSES va suivre de façon optimale les régions de grande densité. Notons enfin que dans RAMSES, une cellule au niveau ℓ ne peut avoir pour voisines que de cellules au niveau $\ell - 1$, ℓ ou $\ell + 1$, permettant ainsi une transition lisse entre les zones à haute résolution et le reste de la grille.

Il existe un autre type de structure de grille adaptative, dont le principe repose sur l'utilisation de blocs (ou *patches*) de cellules. Au

3. On ne devrait parler d'octree qu'en trois dimensions. En dimension n, l'entité élémentaire se compose de 2^n cellules. En 2D, on devrait par exemple parler de *quadtree*.

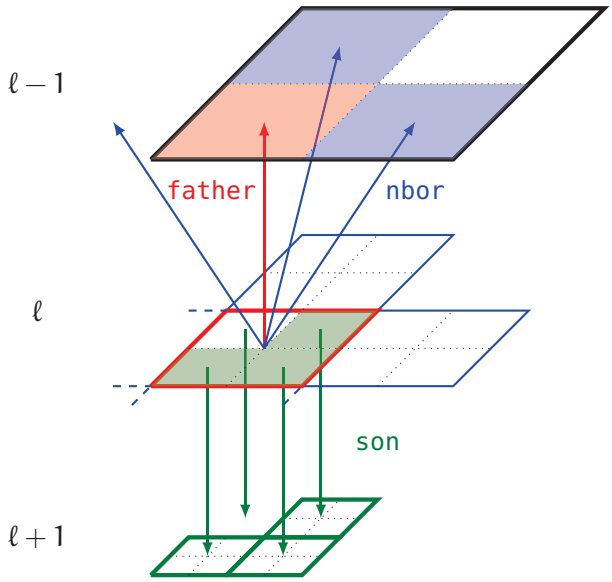


FIGURE 2.1 – Structure en octree de RAMSES. Un oct pointe vers sa cellule mère, les cellules voisines de sa cellule mère, et chaque cellule fille de l'oct pointe vers leur oct.

lieu de subdiviser les cellules à chaque niveau, des codes comme ENZO (BRYAN et al., 2014) ou FLASH (FRYXELL et al., 2000) vont raffiner des régions entières. Les deux méthodes ont leurs avantages et leurs inconvénients. La structure d'octree employée dans RAMSES a l'avantage d'être très économe en mémoire, puisqu'elle permet de ne raffiner que là où c'est nécessaire, alors que les méthodes *patch-based* seront plus gourmandes en mémoire. De plus, l'implémentation en octree permet de réutiliser la même structure d'arbre à la fois pour l'évaluation du potentiel gravitationnel et pour la résolution des équations hydrodynamiques. D'un autre côté, l'utilisation de tels patches permet d'implémenter plus facilement des solveurs d'ordres élevés, alors que la structure en octree impose de chercher les cellules voisines, opération qui peut être coûteuse en temps.

PAS DE TEMPS ADAPTATIF En plus d'utiliser une grille adaptative pour la discrétisation spatiale, il est également possible d'utiliser un *pas de temps adaptatif*. Dans RAMSES, un niveau ℓ fera un pas de temps quand le niveau $\ell + 1$ en fait deux. Afin de garder les différents niveaux aussi synchronisés que possible, la fonction `amr_step`(ℓ) de RAMSES, qui regroupe l'ensemble des opérations nécessaires à faire avancer la simulation d'un pas de temps au niveau ℓ au suivant, a une structure récursive ; `amr_step`(ℓ) appelle `amr_step`($\ell + 1$). Lorsque le niveau $\ell + 1$ a avancé de deux pas de temps, le niveau ℓ est autorisé à avancer d'un pas de temps, et ainsi de suite. La figure 2.2 présente cette hiérarchie de pas temps pour le cas d'une grille avec trois niveaux.

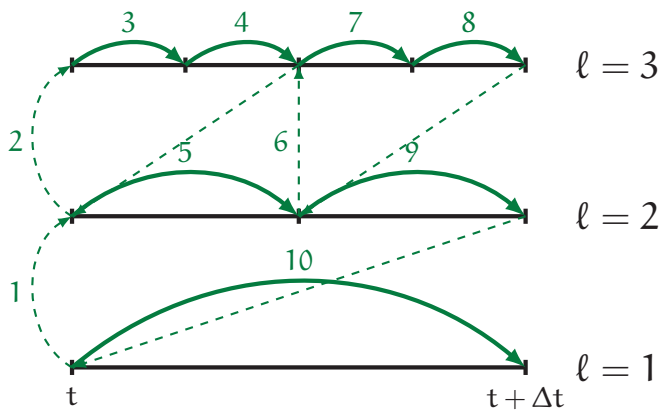


FIGURE 2.2 – Hiérarchie des pas de temps dans RAMSES. L'évolution se fait du niveau le plus fin vers le niveau le plus bas.

2.2 HYDRODYNAMIQUE NUMÉRIQUE

En dehors de la matière noire qui structure l'évolution de la matière à grande échelle, le gaz est l'ingrédient principal de la formation des galaxies. Si l'on veut modéliser les processus régissant la naissance et l'évolution des galaxies, il est nécessaire de suivre la dynamique du gaz, de l'évolution linéaire à très grande échelle jusqu'aux instabilités dynamiques menant à la formation d'étoiles. Dans cette section, nous allons présenter les méthodes implémentées dans RAMSES dans ce but.

2.2.1 *Formulation eulérienne de l'hydrodynamique*

En adoptant une approche eulérienne de la mécanique des fluides, les équations gouvernant l'évolution d'un fluide peuvent se réécrire comme un ensemble de lois de conservation pour les quantités telles que la masse, l'impulsion ou l'énergie. Pour un fluide idéal (sans dissipation thermique ni viscosité) soumis uniquement à un potentiel gravitationnel $\Phi(\mathbf{x}, t)$, on peut écrire ces équations de conservation comme suit :

on utilisera les termes « moment » et « impulsion » de façon interchangeable

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P \mathbb{I}) &= -\rho \nabla \Phi \\ \frac{\partial \rho \mathcal{E}}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho \mathcal{E} + P)\, \mathbf{u}) &= -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + \rho^2 \Lambda(\rho, \varepsilon) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Dans ces expressions, on a noté la densité comme $\rho(\mathbf{x}, t)$, le vecteur vitesse $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$, et l'énergie volumique totale $\mathcal{E}(\mathbf{x}, t)$ en tout point $\mathbf{x}$ et à

tout instant t, en omettant les arguments $(\mathbf{x}, t)$ par souci de lisibilité. L'énergie totale du fluide E est définie comme

$$E = \rho\mathcal{E} = \rho\left(\varepsilon + \frac{1}{2}\mathbf{u}\cdot\mathbf{u}\right), \tag{2.4}$$

où ε est la densité volumique d'énergie spécifique, et $P(\mathbf{x}, t)$ est la pression du gaz, et $\Lambda(\rho, \varepsilon)$ est la *fonction de refroidissement* discutée dans la section 2.3.2, qui décrit les processus de chauffage et de refroidissement radiatif. On regroupera sous l'appellation *équations d'Euler* l'ensemble de ce système d'équations, même si à proprement parler, l'équation d'Euler n'exprime en fait que la conservation du moment. Ces équations découlent de la conservation du volume du fluide dans l'espace des phases ; on retrouvera ces expressions dans l'appendice A.1. Dans le cas où le fluide est autogravitant (en l'absence de champ extérieur), on adjoint à ce système l'*équation de Poisson*, qui permet de spécifier le champ gravitationnel généré par une distribution de masse $\rho(\mathbf{x}, t)$:

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho, \tag{2.5}$$

où $\Delta = \nabla^2$ est l'opérateur Laplacien et G est la constante de gravitation universelle.

Sous cette forme, le système n'est pas clôt : il manque en effet une équation d'évolution (ou de conservation) pour la pression P. La façon la plus simple de fermer ce système d'équations est d'imposer une relation, appelée *équation d'état* entre P, ρ, $\mathbf{u}$ et E. Dans le contexte de la formation des galaxies, le modèle du gaz parfait est en général bien adapté, et l'équation d'état impose

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon \tag{2.6}$$

où γ est appelé *indice adiabatique*, et dépend de la composition du gaz. Dans le cas d'un gaz parfait monoatomique (un gaz d'hydrogène neutre, par exemple), $\gamma = \frac{5}{3}$. On peut alors exprimer la température d'un gaz parfait comme $P = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H}$, où μ est la masse moléculaire moyenne du gaz, m_H la masse d'un atome d'hydrogène, et k_B est la constante de Boltzmann. On peut alors directement relier la densité d'énergie spécifique à la température :

$$\varepsilon = \frac{k_B T}{(\gamma - 1)\mu m_H}. \tag{2.7}$$

Il est fréquent de réécrire ces équations de conservation sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla\cdot(\mathcal{F}(\mathbf{U})) = \mathbf{S}(\mathbf{U}). \tag{2.8}$$

Le vecteur $\mathbf{U}$ contient l'ensemble des variables décrivant le fluide, le tenseur $\mathcal{F}(\mathbf{U})$ est appelé *flux hyperbolique*, et $\mathbf{S}$ est un terme source. Ils s'expriment en coordonnées cartésiennes comme

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_x \\ \rho u_y \\ \rho u_z \\ \rho \mathcal{E} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \partial_x \Phi \\ \rho \partial_y \Phi \\ \rho \partial_z \Phi \\ -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + \Lambda(\rho, \varepsilon) \end{pmatrix},$$
$$\mathcal{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho u_x & \rho u_y & \rho u_z \\ \rho u_x^2 + P & \rho u_x u_y & \rho u_x u_z \\ \rho u_y u_x & \rho u_y^2 + P & \rho u_y u_z \\ \rho u_z u_x & \rho u_z u_y & \rho u_z^2 + P \\ (\rho \mathcal{E} + P) u_x & (\rho \mathcal{E} + P) u_y & (\rho \mathcal{E} + P) u_z \end{pmatrix}. \tag{2.9}$$

Cette forme générale est caractéristiques des problèmes *hyperboliques*. On décrira dans la section suivante 2.2.2 la méthode de Godunov implémentée dans RAMSES pour résoudre ce système d'équations.

Notons enfin que le fait que les équations d'Euler s'écrivent comme équations de conservation permet de démontrer que lorsque le fluide traverse une discontinuité, les quantités ρ, $\rho\mathbf{u}$ et $\rho\mathcal{E}$ sont conservées. En partant de l'expression (2.8), on peut déduire les *conditions de Rankine-Hugoniot* (RANKINE, 1870), qui décrivent l'état du fluide des deux côtés d'une discontinuité. Dans le référentiel de la discontinuité, ces conditions s'écrivent

$$\begin{aligned} \rho_1 \mathbf{u}_1 &= \rho_2 \mathbf{u}_2 \\ \rho_1 {u_1}^2 + P_1 &= \rho_2 {u_2}^2 + P_2 \\ \mathbf{u}_1 (\rho_1 \mathcal{E}_1 + P_1) &= \mathbf{u}_2 (\rho_2 \mathcal{E}_2 + P_2) \end{aligned} \tag{2.10}$$

2.2.2 *Méthode de Godunov*

Dans cette section, nous suivons la revue de TEYSSIER *(2015). On trouvera dans* TORO *(1999) une présentation bien plus détaillée des méthodes numériques ébauchées ici.*

Dans RAMSES, les équations d'Euler sont résolues avec une approche par volumes finis. Dans ce formalisme, la valeur des variables $\mathbf{U}$ dans une cellule i de volume V_i à un instant t_n correspondant au pas de temps n s'exprime comme

$$\mathbf{U}_i^n = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \mathbf{U}(\mathbf{x}, t_n) dV. \tag{2.11}$$

L'objectif principal du solveur hydrodynamique est de déterminer l'état du système $\mathbf{U}_i^{n+1}$ au pas de temps $t_{n+1} = t_n + \Delta t$ en connaissant les valeurs $\mathbf{U}_i^n$ en tout point i de la grille à un instant n. En intégrant la forme conservative des équations d'Euler en l'absence de terme source, on peut en obtenir une solution formelle de la forme

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{V_i} \int_{S_i} \overline{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{n} dS, \tag{2.12}$$

où S_i décrit la surface de la cellule i et $\overline{\mathbf{F}} = \frac{1}{\Delta t}\int_{t_n}^{t_{n+1}} \mathcal{F}(\mathbf{x}, t)\,dt$ est la valeur moyenne du flux hyperbolique en $\mathbf{x}$ entre t_n et t_{n+1}. Ainsi, tout l'enjeu de la résolution des équations d'évolution du fluide sur grille réside dans le calcul de la valeur du flux $\overline{\mathbf{F}}$ aux bords des cellules.

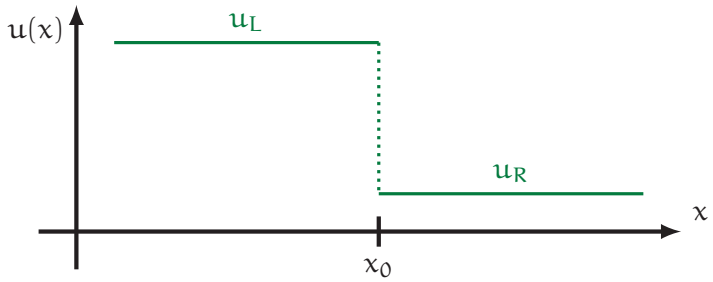


FIGURE 2.3 – Problème de Riemann : u_L et u_R décrivent l'état du système autour d'une discontinuité en x_0.

Cette nouvelle formulation permet de faire apparaître localement le *problème de Riemann*. Formellement, il s'agit de décrire l'évolution d'un système gouverné par une équation d'advection tout en respectant les conditions de Rankine-Hugoniot (2.10), lorsque les conditions initiales sont constantes de part et d'autre d'une discontinuité, comme illustré sur la figure 2.3. Dans le contexte de la résolution des équations d'Euler sur une grille, l'analogie avec le problème de Riemann permet de calculer le flux à travers les frontières des cellules. Il existe une multitude de *solveurs de Riemann*, et la monographie de TORO (1999) analyse en détail le problème de Riemann du point de vue du numéricien. Le choix d'un solveur dépendra du problème à résoudre ; il faut en général trouver un compromis entre efficacité (en temps, en mémoire, ...) du solveur, diffusivité (à quel point une discontinuité est « étalée »), stabilité numérique, etc. Dans RAMSES, différents solveurs sont disponibles, et on utilise en général le solveur HLLC (pour *Harten, Lax, van Leer - Contact*, TORO et al. 1994). Il reste encore à déterminer l'état du système de part et d'autre de la discontinuité. Pour cela, il va falloir *reconstruire* $\mathbf{U}$ aux bords d'une cellule, sachant que la valeur moyenne dans la cellule est donnée par $\mathbf{U}_i^n$. Les schémas du premier ordre font l'hypothèse que dans une cellule, les valeurs sont constantes et valent $\mathbf{U}_i^n$. Il existe des méthodes d'ordres supérieurs, qui interpolent $\mathbf{U}$ avec des polynômes d'ordres de plus en plus élevés ; le schéma du second ordre MUSCL (*Monotone Upstream-centered Scheme for Conservative Laws*) employé dans RAMSES utilise par exemple une interpolation linéaire par morceaux (*piecewise linear method*).

En présence d'un terme source, on peut en général utiliser une approche dite d'*operator splitting*, qui consiste à séparer le problème : on résout d'abord l'évolution hyperbolique sans source pour déterminer un état intermédiaire, puis on fait évoluer cet état intermédiaire en

ne tenant compte que du terme source[4]. Si on note $\mathbf{U}_n$ l'état au pas de temps n, $\tilde{\mathbf{U}}_{n+1}$ l'état intermédiaire et $\mathbf{U}_{n+1}$ l'état au pas de temps $n+1$, on a schématiquement :

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\mathbf{U}}_{n+1} - \mathbf{U}_n}{\Delta t} + \nabla \cdot \mathcal{F}(\mathbf{U}_n) &= 0 \\ \frac{\mathbf{U}_{n+1} - \tilde{\mathbf{U}}_{n+1}}{\Delta t} &= \mathbf{S}(\mathbf{U}) \end{aligned} \tag{2.13}$$

Jusqu'à présent, nous avons utilisé la notion de *pas de temps* Δt sans précaution particulière. Néanmoins, pour assurer la stabilité de la solution, il est nécessaire de contraindre le pas de temps. Dans un cas d'advection pure, par exemple, le schéma numérique n'est stable que si la vitesse de propagation d'une onde ne dépasse pas une cellule par pas de temps. Cette condition de stabilité, appelée *condition de Courant* (ou de Courant–Friedrichs–Lewy) se généralise aux schémas numériques présentés précédemment, et s'exprime comme

$$\frac{V \Delta t}{\Delta x} \leqslant C, \tag{2.14}$$

où V est la vitesse de l'onde la plus rapide considérée, et $C \in [0, 1]$ est le nombre de Courant. Dans les simulations présentées dans cette thèse, on prend $C \simeq 0.8$. Pour un code avec une grille et un pas de temps adaptatifs comme Ramses, cette condition s'applique à tous les niveaux. Néanmoins, la structure en octree de Ramses impose que $(\Delta t)_\ell = 2(\Delta t)_{\ell-1}$, et $(\Delta x)_\ell = 2(\Delta x)_{\ell-1}$, donc on peut utiliser un seul et même nombre de Courant pour tous les niveaux de la grille.

2.2.3 *Équation de Poisson*

Dans le cas où le terme source des équations d'Euler est lié à la gravité, il faut résoudre l'équation de Poisson (2.5) pour déterminer le potentiel gravitationnel Φ en tout point.

L'équation de Poisson est en fait équivalente à l'expression (2.2), qui nécessite de connaître la densité totale en tout point. Cette densité totale s'exprime comme la somme des densités de gaz, de matière noire, et éventuellement d'étoiles. On a vu que dans Ramses, les étoiles et la matière noire sont décrites à l'aide de particules, il est donc nécessaire d'interpoler sur une grille les densités stellaires et de matière noire. Ramses utilise pour cela la méthode *Cloud In Cell* ou CIC (Hockney et Eastwood, 1981), qui consiste à considérer chaque particule comme un « nuage » ayant la forme d'une cellule centrée sur la position de la particule, et d'assigner une fraction de la masse aux

4. Cette approche est valide tant que le problème n'est pas *raide*, c'est-à-dire tant que les processus liés aux termes sources sont très lents par rapport aux vitesses de propagation liées au transport purement hydrodynamique. C'est le cas d'un terme source lié au potentiel gravitationnel, mais pas lorsque des processus d'évolution chimique interviennent, par exemple.

cellules recouvertes par le nuage. La figure 2.4 illustre la méthode d'assignement CIC en deux dimensions. Le *noyau de lissage* est une fonction constante valant 1 dans le nuage, et 0 à l'extérieur. La fraction de masse assignée à chaque cellule correspond alors à la fraction du volume du nuage dans chaque cellule. Il existe d'autres schémas d'interpolation, comme le schéma *nearest grid point*, qui consiste à assigner toute la masse à la cellule la plus proche (le noyau de lissage est alors une fonction de Dirac), ou *triangular shaped cloud*, où le noyau de lissage devient une fonction linéaire décroissante depuis la position de la particule.

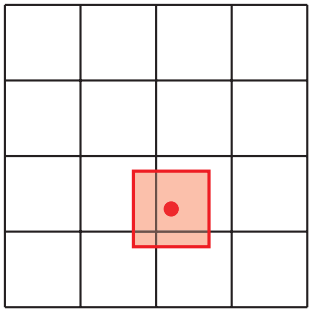


FIGURE 2.4 – Assignement *Cloud In Cell* en deux dimensions.

On peut maintenant intégrer l'équation (2.2) pour obtenir le potentiel gravitationnel. RAMSES utilise pour cela une méthode par transformée de Fourier : l'équation (2.2) correspond à un produit de convolution, qui a l'agréable propriété de s'exprimer comme un simple produit dans l'espace de Fourier. En notant $\hat{\Phi}$ la transformée de Fourier de Φ et $\hat{\rho}$ celle de ρ, on peut montrer que

$$\hat{\Phi}(\mathbf{k}) = -\frac{4\pi G}{\mathbf{k}^2}\hat{\rho}(\mathbf{k}), \tag{2.15}$$

ce qui permet de calculer $\hat{\Phi}$ à moindre coût : il existe des algorithmes extrêmement efficaces pour calculer des transformées de Fourier, comme l'algorithme FFT (*Fast Fourier Transform*). Il suffit alors d'effectuer la transformée de Fourier inverse pour obtenir Φ.

Une fois que l'on a calculé le potentiel gravitationnel Φ, il suffit de différencier $\nabla\Phi$ sur la grille pour obtenir l'accélération en tout point. Pour déterminer l'accélération des particules (matière noire et étoiles), il faut réaliser l'opération inverse de l'interpolation précédente. On peut montrer (HOCKNEY et EASTWOOD, 1981) qu'il est pour cela nécessaire d'utiliser exactement le même noyau de lissage que pour l'interpolation.

Notons toutefois que si ce schéma de résolution est très simple sur une grille régulière, l'emploi d'une grille AMR complexifie sensiblement les choses, à la fois pour le calcul du champ de densité et parce que les algorithmes de transformée de Fourier ne sont optimisés que pour une grille régulière.

2.3 SIMULATIONS DE GALAXIES

Nous allons maintenant présenter les ingrédients spécifiques aux simulations de formation de galaxies : comment préparer une telle simulation (2.3.1), comment déterminer l'évolution thermique du gaz (2.3.2), et enfin comment modéliser la formation d'étoiles et les supernovae (2.3.3).

2.3.1 *Conditions initiales et zooms*

Les simulations de galaxies ont pour objectif de décrire la formation des structures au-delà du régime linéaire, lorsque les modèles analytiques ne suffisent plus. Nous avons présenté dans la section 2.2 le système d'équations à résoudre pour suivre l'effondrement du gaz et de la matière noire sur les galaxies. Toutefois, pour que la théorie soit complète, il reste encore à imposer un jeu de conditions initiales.

Pour une simulation cosmologique, ces conditions sont connues : on prend l'état de l'Univers juste à la fin du régime linéaire, déterminé en faisant évoluer une réalisation du spectre de puissance des perturbations dans le régime linéaire (voir par exemple Peebles, 1980). L'Univers ainsi produit ne correspondra pas au nôtre, dans le sens où même avec une simulation « exacte », on ne trouvera pas d'analogue exacte à la Voie Lactée ou au Groupe Local[5]. En revanche, statistiquement, on devrait retrouver le même comportement pour la simulation et les observations.

L'outil principal pour générer de telles conditions initiales lisibles par Ramses est le code Music[6] (pour *MUlti-Scale Initial Conditions*, Hahn et Abel 2011). À partir des paramètres cosmologiques (les densités de matière Ω_m, d'énergie sombre Ω_Λ et de baryons Ω_b ; la constante de Hubble H_0, la normalisation du spectre de puissance σ_8, ...) et des paramètres pour la simulation (comme la taille de la boîte, la résolution en matière noire, ...), Music va créer une série de fichiers contenant les positions et vitesses des particules de matière noire au début de la simulation, et le champ de densité correspondant. Dans les simulations présentées ici, on adopte un modèle cosmologique ΛCDM, avec des paramètres issus des résultats des missions Planck (Planck Collaboration et al., 2014, pour les chapitres 4 et 5) et WMAP (Komatsu et al., 2011, pour le chapitre 6) ; le spectre de puissance est tiré de Eisenstein et Hu (1998).

Cette démarche a néanmoins des limites lorsque l'on cherche à étudier une galaxie avec une haute résolution. Les architectures modernes de calcul peuvent raisonnablement simuler une région d'uni-

5. Il existe quelques tentatives pour simuler la formation du Groupe Local en utilisant des contraintes cinématiques sur les galaxies proches, comme par exemple le projet CLUES https://www.clues-project.org/.

6. Disponible sur https://bitbucket.org/ohahn/music.

vers avec 1024^3 particules de matière noire et le même nombre de cellules (au niveau $\ell_{\min} = 10$ avec la structure AMR de Ramses). En simulant une région d'Univers de $100\,h^{-1}$Mpc de côté, chaque cellule au niveau $\ell_{\min}$ aura une taille $\Delta x \simeq 100\,h^{-1}$kpc. Si l'on s'intéresse à des petites galaxies, une résolution de 20 pc est un minimum absolu : il faut rajouter au moins 12 niveaux à la grille. Si rien n'empêche Ramses d'atteindre ce niveau de raffinement, une telle résolution dans toute la région simulée s'avère très coûteux, tant en mémoire qu'en temps et en espace disque. C'est pour cette raison que la technique du *zoom* a été développée. En limitant la zone où le raffinement adaptatif est enclenché, on peut se permettre de suivre une région avec une très haute résolution tout en gardant un environnement cosmologique correctement décrit. Cette approche s'applique aussi bien à la grille sur laquelle évolue le gaz qu'aux particules de matière noire. Music permet facilement d'échantillonner la région d'intérêt avec des particules de matière noire moins massives (correspondant au niveau $\ell_{\max,\,\mathrm{IC}}$), tout en gardant une résolution plus grossière ($\ell_{\min,\,\mathrm{IC}}$) dans le reste du volume.

Pour préparer les conditions initiales du *zoom*, on réalise d'abord une simulation « pre-flight » (à un niveau $\ell_{\min,\,\mathrm{IC}} \leqslant \ell \leqslant \ell_{\max,\,\mathrm{IC}}$), en n'utilisant que le solveur à N corps pour la matière noire. Cette simulation permet d'identifier les objets d'intérêt dans la boîte de simulation. En identifiant les particules de matière noire présentes dans le halo d'intérêt à la fin de cette première étape, on peut déterminer la région dans les conditions initiales correspondant à cet objet.

D'où le multi-scale *de* Music

Music peut alors préparer des conditions initiales multi-échelles, où la région raffinée sera au niveau $\ell_{\max,\,\mathrm{IC}}$, tandis que la région extérieure sera au niveau $\ell_{\min,\,\mathrm{IC}}$. Ramses impose que deux cellules voisines aient au plus une différence de niveau $\Delta\ell = \pm 1$; on trouvera donc une série de zones *tampons* entre la région du *zoom* et l'extérieur, permettant une transition douce. Enfin, pour ne pas risquer de « contaminer » le halo d'intérêt par des particules de matière noire à basse résolution, la zone de raffinement est généralement élargie jusqu'à quelques R_{vir}.

On a une *hiérarchie de grilles* imbriquées les unes dans les autres ; combinant ainsi la description à grande échelle des structures cosmologiques et une haute résolution à petite échelle. Cette technique permet de réaliser des simulations de galaxies avec des résolutions spatiales pouvant atteindre quelques parsecs, et des particules de matière noire de seulement $1000\,M_\odot$, nécessaires à résoudre les minihalos dans l'Univers encore jeune. Évidemment, par rapport aux simulations modélisant une région d'Univers entière, on perd la possibilité d'obtenir des résultats statistiquement significatifs. Néanmoins, le gain en résolution permet de s'attaquer à des problèmes jusque là inaccessibles aux simulations à plus grande échelle.

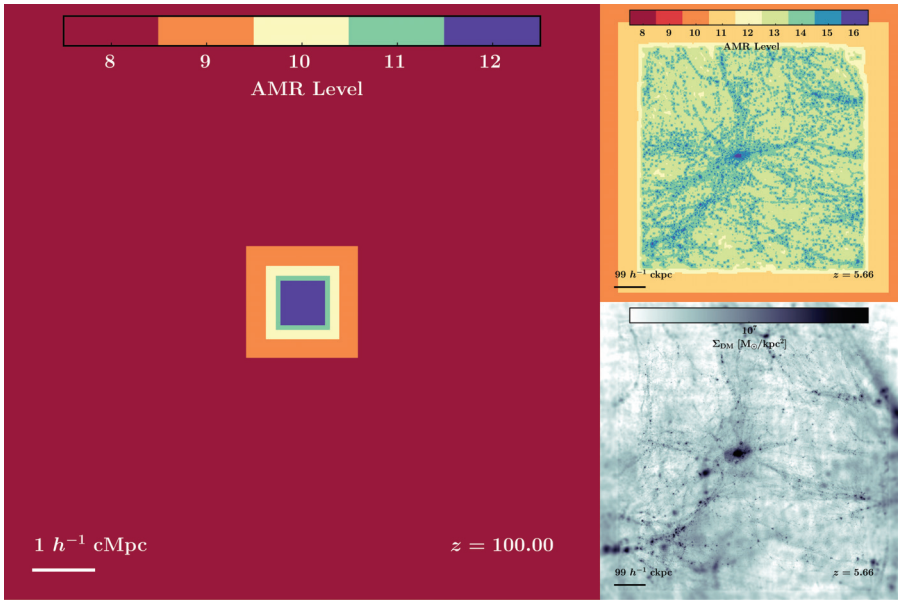


FIGURE 2.5 – Simulation zoom dans une boîte de $10\,h^{-1}$Mpc de côté. *À gauche* : la hiérarchie des niveaux de raffinement dans les conditions initiales. *À droite* : le résultat de la simulation à $z \simeq 6$. Le haut de la figure présente la hiérarchie des niveaux, et le bas la distribution de matière noire. Dans la région du zoom, les concentrations de matière noire sont raffinées, mais pas à l'extérieur.

2.3.2 *Fonction de refroidissement*

L'une des conséquences des équations (2.3) gouvernant l'évolution d'un gaz soumis à son propre champ de gravité présentées dans la section 2.2 est que, pour qu'un nuage de gaz puisse s'effondrer et former des étoiles, il est nécessaire qu'il puisse dissiper son énergie d'une façon ou d'une autre. En effet, en l'absence de mécanisme de refroidissement, la pression thermique du gaz finira par être suffisante pour s'opposer à la gravité et stoppera l'effondrement. Dans cette section, nous allons présenter les principaux mécanismes de refroidissement (et de chauffage) radiatifs mis en jeu dans le processus de formation des galaxies. Le bilan net de ces mécanismes est généralement présenté sous la forme de la fonction de refroidissement $\Lambda(\rho, \varepsilon)$ présentée précédemment.

On peut regrouper les échanges d'énergies entre rayonnement et gaz en plusieurs grandes catégories, selon l'état des électrons mis en jeu (Mo et al., 2010) :

— processus lié-lié (*bound-bound*, ou bb), correspondant à une transition électronique au sein d'un atome, et qui peut être causé soit par une collision avec un électron, soit par l'absorption ou l'émission d'un photon ;

— processus lié-libre (*bound-free*, ou bf), correspondant soit à une recombinaison d'un électron sur un ion, soit à l'ionisation d'un atome ou d'un ion (qui peut être une photoionisation ou une ionisation collisionnelle) ;

— processus libre-libre (*free-free*, ou ff), généralement appelé *bremsstrahlung*, où un électron libre est accéléré ou décéléré ;

— processus Compton et Compton inverse, où un électron libre échange de l'énergie avec un photon du milieu.

Certains de ces phénomènes contribuent à chauffer le milieu (c'est le cas des collisions et de la photoionisation), tandis que d'autres vont retirer de l'énergie au gaz (comme les recombinaisons, ou le freinage des électrons entraînant l'émission *bremsstrahlung*).

Pour résoudre la compétition entre ces différents mécanismes, il est nécessaire de connaître à la fois l'état du gaz et celui du champ de rayonnement. En particulier, la température, la densité et la composition chimique vont être déterminantes dans le calcul de la fonction de refroidissement. En présence de rayonnement, il faut rajouter à ces paramètres l'intensité et la distribution spectrale dudit rayonnement. La fonction de refroidissement est alors obtenue en résolvant un système raide d'équations non-linéaires couplées, et des codes dédiés ont été développés uniquement pour répondre à ce besoin ; les plus utilisés sont Cloudy (Ferland et al., 2013) et Mappings-III (Sutherland et al., 2013). Un traitement complet des différents mécanismes de chauffage et refroidissement du gaz est proposé par exemple dans les ouvrages de Osterbrock et Ferland (2006) et Tielens (2005).

Il existe un cas particulier important, en l'absence de rayonnement ionisant. Les phénomènes d'ionisation sont alors uniquement régis par les collisions, et le gaz relaxe alors vers un état d'équilibre appelé équilibre d'ionisation collisionnelle, ou CIE (pour *collisional ionisation equilibrium*). Dans ce cas, l'état d'ionisation du gaz est fixé par la densité ρ et la température T du gaz. La fonction de refroidissement est alors fonction de ρ, T, et de la métallicité Z :

$$\Lambda = \Lambda_{\mathrm{CIE}}(T, Z) \tag{2.16}$$

La figure 2.6 (Klessen et Glover, 2016) illustre $\Lambda_{\mathrm{CIE}}(T)$ au delà de $T = 10^4\,\mathrm{K}$ pour du gaz à métallicité solaire, avec une composition standard. Le pic à $\sim 2 \times 10^4\,\mathrm{K}$ correspond au refroidissement radiatif par l'émission de photons Lyα, et en l'absence de métaux[7], c'est le seuil minimum pour un refroidissement efficace. La forme exacte de la courbe est donnée par la contribution des différentes espèces chimiques en présence dans le gaz.

7. En réalité, les transitions de l'hydrogène moléculaire H_2 permettent également le refroidissement en deçà de $10^4\,\mathrm{K}$ en l'absence de métaux, ce qui peut être crucial pour la formation des toutes premières étoiles, dites de population III (Abel et al., 2002).

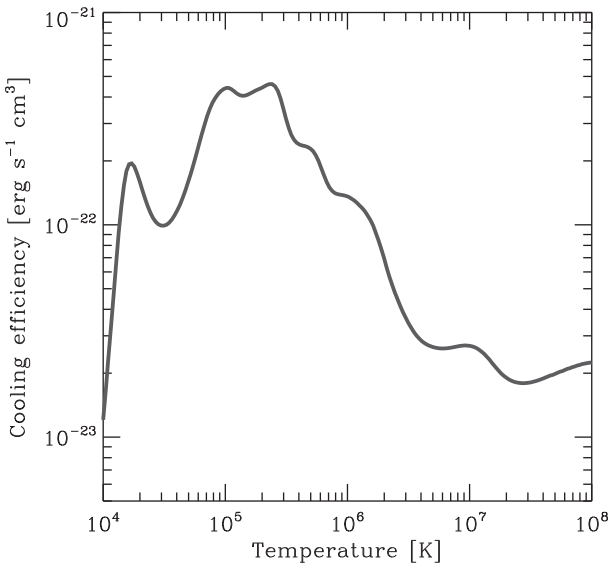


FIGURE 2.6 – $\Lambda_{CIE}(T)$ pour $Z = Z_\odot = 0.02$, basé sur les calculs de GNAT et FERLAND (2012) repris par KLESSEN et GLOVER (2016).

Malencontreusement, dans des applications cosmologiques et de formation des galaxies, l'hypothèse de l'équilibre collisionnel n'est que rarement vérifié. En présence de sources lumineuses ionisantes comme des quasars ou des galaxies formant activement des étoiles, le champ de rayonnement va dramatiquement affecter l'état du gaz. Dès la fin de la réionisation, tout le milieu intergalactique est baigné par un fond UV ionisant. WIERSMA et al. (2009) étudient en détail l'effet de la photoionisation sur l'équilibre thermique du gaz. Sur la figure 2.7, on compare le taux de refroidissement Λ pour un gaz à l'équilibre collisionnel (en bleu) et pour un gaz complètement photoionisé (en rouge). Pour le gaz photoionisé, le seul processus de refroi-

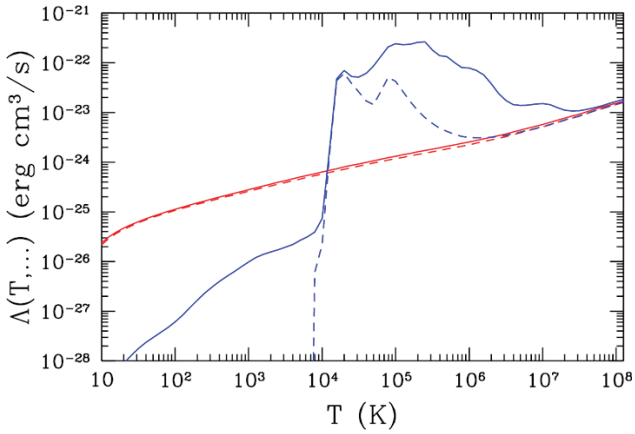


FIGURE 2.7 – $\Lambda(T)$ pour du gaz à l'équilibre collisionnel (en bleu) et complètement photoionisé (en rouge). Les lignes continues correspondent à $Z = 0$, et les tirets à $Z = Z_\odot$. Figure tirée de GNEDIN (2016).

dissement est le *bremsstrahlung*. Dans un cas plus réaliste où le gaz n'est pas complètement photoionisé, mais où un équilibre de photoionisation (PIE, pour *photoionisation equilibrium*), il est plus difficile de déterminer la fonction de refroidissement.

Les codes comme Cloudy ont justement été construits dans l'optique de pouvoir calculer l'état d'un gaz dans un champ de rayonnement. Malheureusement, l'incorporation de ces codes dans des simulations numériques est bien trop coûteuse pour être réalisable avec les moyens de calcul actuels. Il a donc été nécessaire de développer d'autres techniques pour modéliser l'effet du fond UV ionisant sur le milieu intergalactique. L'approche retenue dans Ramses a été de tabuler les valeurs de Λ en fonction de la densité de gaz, de la température, de la métallicité du gaz et du redshift (l'intensité du fond UV évoluant avec z). Nous verrons dans la section suivante que Ramses-RT, une extension de Ramses, permet de suivre explicitement l'état d'ionisation de l'hydrogène et de l'hélium. Dans ce cas, leur contribution à la courbe de refroidissement peut être déterminée exactement en fonction du champ de rayonnement.

2.3.3 *Modèle stellaire sous-grille*

Les simulations de galaxies, même à très haute résolution (voir par exemple Hopkins et al., 2014 ; Renaud et al., 2013), ne résolvent jamais explicitement la formation d'étoiles. La très grande dynamique d'échelles spatiales en est la première cause : la taille typique d'une étoile de type solaire ($R_\odot \simeq 7 \times 10^5$ km) est de l'ordre de 10^{-13} fois plus petite qu'une (petite) région cosmologique de 1 Mpc de côté. Quand bien même cet obstacle serait dépassé, le problème n'en serait pas simplifié pour autant : les processus dominant la formation des galaxies ne sont pas les mêmes que ceux régissant la formation d'étoiles. Il faudrait donc suivre une grande quantité de phénomènes physiques complexes, comme les champs magnétiques, la formation des poussières et de molécules plus ou moins complexes et leur couplage au rayonnement, etc.

C'est pour cette raison que des *modèles sous-grille* ont été développés au début des années 1990 (Cen et Ostriker, 1992 ; Katz, 1992), avec pour ambition de décrire la formation d'étoiles via une approche phénoménologique. Des *particules stellaires*, découplées de l'évolution hydrodynamique du gaz, sont utilisées pour modéliser des groupes d'étoiles. Les paragraphes suivant décrivent les différents éléments de ces modèles, de la formation d'étoiles aux explosions des supernovae.

2.3.3.1 *Formation d'étoiles*

Au fondement des modèles sous-grille de formation stellaire est l'idée que le gaz dense et froid des nuages moléculaires doit pouvoir

continuer à s'effondrer jusqu'à la formation d'étoiles, même si la résolution numérique l'en empêche en pratique. Pour dépasser la limite de résolution, les modèles découplent une partie du gaz de l'hydrodynamique, et enferment cette masse de baryons dans des particules. Ces particules décrivent alors non pas une unique étoile, mais une *population stellaire*, dont la masse dépend de la résolution de la simulation. Entre les divers modèles sous-grille existants, les différences viennent essentiellement du taux de formation d'étoiles et des conditions à remplir pour autoriser la création de particules stellaires.

Le modèle historique de RAMSES[8] pour la formation d'étoile a été développé par RASERA et TEYSSIER (2006) et s'inspire de l'effondrement d'un nuage moléculaire sur lui-même. À basse résolution, une cellule à la densité ρ représente un tel nuage, et le gaz met un temps $t_\star$ proportionnel au temps de chute libre t_{ff} pour être totalement converti en étoiles :

$$t_\star = \frac{t_{ff}}{\epsilon_\star} \tag{2.17}$$

où le paramètre $\epsilon_\star$ est appelé efficacité de formation stellaire. Le temps de chute libre est défini comme

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \propto \rho^{-\frac{1}{2}} \qquad \text{(pour une sphère homogène)} \tag{2.18}$$

Afin de limiter la formation d'étoiles aux « nuages moléculaires », on ajoute un critère de formation stellaire, en général sous forme de seuil de densité ρ_{th} : si $\rho < \rho_{th}$, alors le taux de formation stellaire sera nul. Là où le critère est rempli, le taux de formation d'étoiles $\dot{\rho}_\star$ est alors déterminé comme

$$\dot{\rho}_\star = \frac{\rho}{t_\star} = \epsilon_\star \frac{\rho}{t_{ff}} \propto \rho^{\frac{3}{2}} \qquad \text{si } \rho > \rho_{th}, \tag{2.19}$$

en suivant la relation de Kennicutt-Schmidt (KENNICUTT, 1998 ; SCHMIDT, 1959).

La formation d'étoiles est implémenté dans RAMSES comme un processus stochastique. Pendant un pas de temps Δt, une cellule de taille Δx et à la densité ρ (et donc de masse $m_g = \rho \Delta x^3$) va former N particules de masses $m_\star$, où N est tiré à partir d'une distribution de Poisson $P(N) = \frac{\lambda^N}{N!} e^{-\lambda}$ de paramètre $\lambda = \langle N \rangle$:

$$\lambda = \frac{m_g}{m_\star} \frac{\Delta t}{t_\star}. \tag{2.20}$$

La masse de baryons enfermée dans les particules stellaires est alors retirée au gaz : $m_g \longrightarrow m_g - N m_\star$. Lorsque $N > 1$, on rassemble les particules de masse $m_\star$ en une seule particule de masse $M_\star = N m_\star$.

L'efficacité de formation stellaire $\epsilon_\star$ est un paramètre libre, qui doit être calibré en fonction de la résolution de la simulation. Si l'on peut

8. Des modèles similaires ont été implémentés dans d'autres codes, par exemple GADGET (SPRINGEL et HERNQUIST, 2003).

résoudre l'échelle des nuages moléculaires, cette efficacité sera plus grande que pour une simulation à basse résolution, où une galaxie n'est décrite que par quelques cellules. En effet, si formellement l'effondrement d'un nuage de gaz est un problème invariant d'échelle (le temps de chute libre est donné par une loi de puissance de la densité), ce n'est pas réellement le cas de la formation d'étoiles. Divers processus de rétroaction vont réduire l'accrétion du gaz, si bien que l'efficacité de formation stellaire effective va changer en fonction de la résolution. Les progrès dans la compréhension des mécanismes de formation stellaire, ainsi que la résolution toujours plus haute des simulations de galaxies ont poussé différentes équipes à améliorer ce modèle sous-grille.

En s'appuyant sur les travaux de Federrath et Klessen (2012), Devriendt et al. ont élaboré une nouvelle formulation de la formation d'étoiles[9]. Au lieu d'utiliser une unique efficacité $\epsilon_\star$, la routine de formation stellaire de Ramses `star_formation` détermine une efficacité locale $\epsilon_\star(\rho, T, \mathbf{u})$, calibrée à partir de simulations de nuages moléculaires formant des étoiles suivant la prescription multi-échelles de Hennebelle et Chabrier (2011). Dans nos simulations, une cellule de gaz à la densité ρ_0 correspond en fait à un nuage de gaz turbulent avec une distribution de densité $p(\rho)$ log-normale autour de ρ_0. La turbulence va compresser le gaz à certains endroits du nuage, et au contraire rajouter un support de pression contre l'effondrement à d'autres. En intégrant la distribution log-normale de densité du gaz plus dense qu'un seuil $s_{\rm crit} = \ln\left(\frac{\rho_{\rm crit}}{\rho_0}\right)$ donné par Padoan et Nordlund (2011), l'efficacité s'écrit sous la forme

$$\epsilon_\star = \frac{\epsilon_{\rm acc}}{\phi_t} \exp\left(\frac{3}{8}\sigma_s^2\right)\left(1 + \mathrm{erf}\left(\frac{\sigma_s^2 - s_{\rm crit}^2}{\sqrt{2\sigma_s^2}}\right)\right), \tag{2.21}$$

où le facteur $\epsilon_{\rm acc} \simeq 0.5$ représente la fraction de gaz rejetée dans le milieu interstellaire par le processus de formation stellaire lui-même, ϕ_t est un facteur introduit par Krumholz et McKee (2005) pour noter l'incertitude sur l'estimation du temps de chute libre du nuage, et σ_s^2 correspond à l'échelle typique de fluctuations de densité. Les termes $s_{\rm crit}$ et σ_s dépendent directement du rapport entre la dispersion de vitesse $\sigma_{\rm gas}$ (qui dépend du champ de vitesse local $\mathbf{u}$) et la vitesse locale du son c_s (qui dépend de ρ et T).

Le critère permettant d'identifier les sites de formation d'étoiles a lui aussi été modifié pour tenir compte de la turbulence. Le solveur hydrodynamique de Ramses peut suivre l'effondrement du gaz lorsqu'un nuage est instable au sens de Jeans (Binney et Tremaine, 1987, par exemple) jusqu'à la limite de résolution Δx. Si à cette échelle, le gaz reste instable ($\Delta x \geqslant \lambda_J$), le modèle sous-grille de formation d'étoiles est activé. Pour tenir compte de la turbulence aux échelles

On note λ_J la longueur de Jeans.

9. Hopkins et al. (2013) ont développé un modèle similaire, mais pour lequel l'efficacité $\epsilon_\star$ est fixée.

inférieures à Δx, le nouveau modèle de formation stellaire de Devriendt et al. modifie le critère de stabilité en définissant une *longueur de Jeans turbulente*,

$$\lambda_{J,t} = \frac{\pi\sigma_{gas}^2 + \sqrt{36\pi c_s^2 \Delta x^2 \rho + \pi^2 \sigma_{gas}^4}}{6G\rho\Delta x}. \tag{2.22}$$

Si $\Delta x \geqslant \lambda_{J,t}$, alors le gaz dans la cellule de taille Δx peut continuer à s'effondrer jusqu'à ultimement former des étoiles. En raison de l'ajout d'un terme de turbulence, ce modèle est décrit comme *gravoturbulent* ou *thermoturbulent*.

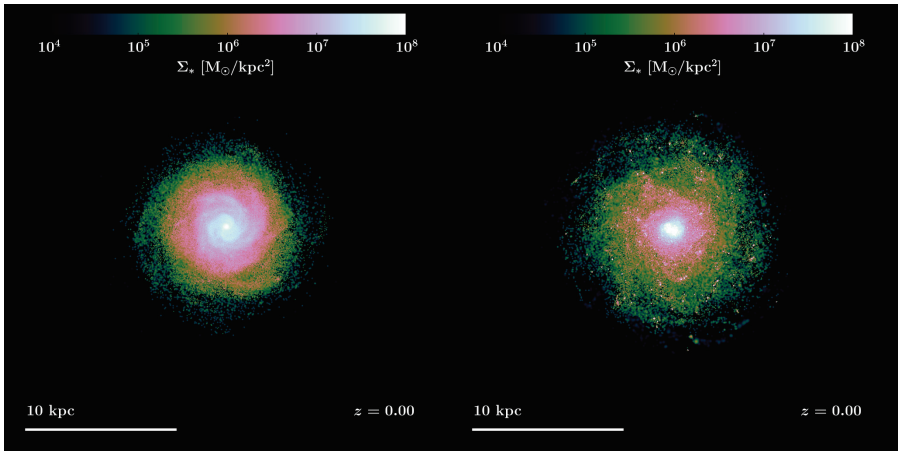


FIGURE 2.8 – Comparaison des deux modèles de formations d'étoiles. À gauche, le modèle classique en densité, et à droite le modèle gravoturbulent.

La figure 2.8 compare deux simulations de galaxies isolées identiques en tout point (conditions initiales, feedback des supernovae, refroidissement radiatif, ...) sauf pour la formation d'étoile. À gauche, le critère standard de densité a été utilisé, tandis que l'image de droite correspond au modèle d'effondrement gravoturbulent. Le critère en densité a tendance à permettre la formation d'étoiles dans des régions plus étendues et de manière plus uniforme dans le disque, au contraire du modèle gravoturbulent qui ne permettra de former des étoiles que dans les nuages gravitationnellement liés.

2.3.3.2 *Feedback des supernovae*

Les étoiles massives ($\geqslant 8\,M_\odot$) finissent leur vie en explosant en supernovae, relâchant ainsi une grande quantité d'énergie et de masse dans le milieu environnant. L'accumulation des ondes de choc (*blast waves*) produites par les supernovae va pouvoir générer des vents à l'échelle galactique, participant ainsi à l'enrichissement en métaux du milieu intergalactique. L'ensemble de l'injection d'énergie, de moment angulaire, de métaux, etc. est généralement regroupée sous le terme de *feedback* des supernovae.

Depuis plus d'une trentaine d'années, les modèles théoriques prédisent que l'injection d'énergie dans le milieu interstellaire puis intergalactique a des conséquences dramatiques sur le processus d'assemblage de la masse des galaxies (Dekel et Silk, 1986 ; Larson, 1974). Toutefois, l'implémentation du feedback dans les simulations numériques s'avère délicate. La résolution numérique ne permet généralement pas de résoudre les phases initiales de l'expansion de l'onde de choc : les étoiles étant généralement dans des environnement denses, le refroidissement radiatif y est très efficace. Si la résolution est insuffisante, l'énergie de la supernova sera dissipée en moins d'un pas de temps, sans pouvoir générer de vent. L'incorporation d'un mécanisme de feedback efficace dans les simulations de galaxies fait donc l'objet d'un effort considérable depuis une dizaine d'années.

Dans Ramses, différentes formulations du feedback sont implémentées comme modèles sous-grille. Slyz et al. (2005) ont démontré l'importance de prendre en compte le délai entre la formation d'étoiles et l'explosion des supernovae ; ce délai est considéré comme constant dans Ramses pour tous les modèles que nous allons présenter, en général valant $t_{SN} = 10\,\mathrm{Myr}$. Dubois et Teyssier (2008) ont proposé deux méthodes : la première revient à injecter l'énergie de la supernova uniquement en chauffant le gaz (l'expression (2.7) reliant l'énergie à la température, on parle alors de *feedback thermique*), tandis que la seconde consiste à supposer que la phase initiale d'expansion de l'onde de choc de la supernova suit la solution de Sedov-Taylor (Sedov, 1946 ; Taylor, 1950) et à l'imposer dans une sphère de rayon r_{SN} fixé autour de la particule stellaire. L'énergie étant injectée sous forme d'énergie cinétique (ou plus exactement de moment), on parle de *feedback cinétique*. Cette méthode est certes plus efficace que l'injection thermique, mais elle reste insuffisante. Récemment, Kimm et Cen (2014) ont proposé une nouvelle implémentation dans l'esprit du feedback cinétique, qu'ils appellent *feedback mécanique*. L'idée est d'adapter la quantité de moment injectée à la résolution de la simulation, cellule par cellule, de sorte à résoudre les différentes phases de l'explosion (voir aussi Blondin et al., 1998 ; Chevalier, 1974 ; Thornton et al., 1998). Kimm et al. (2015) proposent une comparaison de ces différentes implémentations du feedback dans une simulation cosmologique, et montrent que cette dernière implémentation permet de réguler plus efficacement la formation d'étoiles.

2.4 HYDRODYNAMIQUE RADIATIVE AVEC RAMSES-RT

On désigne généralement par *transfert radiatif* le champ de la physique décrivant les interactions entre lumière et matière. Dans le cas où il y a un couplage entre lumière et matière, on parlera d'hydrodynamique radiative, ou RHD (*Radiative Hydrodynamics*). Dans cette section, nous allons établir les lois du transfert radiatif dans un contexte

astrophysique (on ne s'intéressera pas, par exemple, à la physique des lasers). Nous allons ensuite présenter les principales caractéristiques de RAMSES-RT, une extension de RAMSES permettant de suivre le transfert de rayonnement ionisant.

2.4.1 *Notions de transfert de rayonnement*

2.4.1.1 *L'équation du transfert radiatif*

Il est commun pour des applications astrophysiques de décrire le champ de rayonnement en utilisant l'intensité spécifique $I_\nu(t; \mathbf{x}, \mathbf{n})$. L'énergie totale rayonnée dans une direction $\mathbf{n}$ (à $d\Omega$ près), à travers une surface élémentaire dA pendant un temps dt est alors exprimée par $I_\nu \, d\nu \, d\Omega \, dA \, dt$. L'évolution de l'intensité spécifique est régie par l'*équation du transfert radiatif* (MIHALAS et MIHALAS, 1984). Dans l'appendice A.2, on obtiendra :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot \nabla I_\nu = \eta_\nu - \kappa_\nu I_\nu, \tag{2.23}$$

où $\eta_\nu(t; \mathbf{x}, \mathbf{n})$ est un terme source, et $\kappa_\nu(t; \mathbf{x}, \mathbf{n})$ un coefficient d'absorption. Le terme η_ν décrit la densité volumique d'énergie lumineuse déposée dans le milieu par unité de temps et par unité d'angle solide. De même, le coefficient d'absorption κ_ν décrit quelle fraction du rayonnement incident va être absorbé par le milieu.

Il est important de noter qu'une telle absorption ne se traduit pas nécessairement par une perte d'énergie lumineuse : dans le cas où le milieu est *diffusif*[10], une partie du rayonnement absorbé sera réémis immédiatement : on parle alors de transfert résonnant. La prise en compte de la diffusion dans l'équation du transfert radiatif rend la résolution exacte de l'équation du transfert radiatif est extrêmement délicate, et fait l'objet de nombreuses publication, comme la monographie de CHANDRASEKHAR (1960), *Radiative transfer*.

Étudions dans un premier temps le problème du transfert radiatif dans l'état stationnaire ($\frac{\partial I_\nu}{\partial t} = 0$) à une dimension dans le cas où le rayonnement se propage dans un milieu homogène de coefficient κ_ν indépendant du temps, en l'absence de terme source ($\eta_\nu = 0$). On impose la condition aux bords $I_\nu(x = 0) = I_\nu^0$. L'équation (2.23) s'écrit alors

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial x} + \kappa_\nu I_\nu = 0,$$

10. Le terme de *diffusion* en français englobe en fait deux phénomènes distincts (quoique reliés entre eux). D'une part, il peut caractériser les phénomènes de transport non réversibles, comme la conduction thermique (transport d'énergie interne) ou la viscosité (transport de moment). D'autre part, on désigne par diffusion ce qui en anglais correspond à *scattering*, qui décrit les collisions pouvant affecter le trajet de la lumière (ou de particules). Ici, c'est cette seconde définition qui sera sous-entendue par le terme de diffusion.

qui se résout simplement en

$$I_\nu(x) = I_\nu^0 e^{-\kappa_\nu x}. \tag{2.24}$$

On définit la *profondeur optique* τ_ν à la fréquence ν comme $\tau_\nu = \kappa_\nu x$, et l'intensité en un point $x > 0$ s'écrit

$$\frac{I_\nu}{I_\nu^0} = e^{-\tau_\nu}. \tag{2.25}$$

La profondeur optique τ_ν est une mesure de la transparence du milieu. Si $\tau_\nu \ll 1$, les phénomènes d'absorption seront négligeables, et un rayon lumineux ne sera pas affecté par son trajet à travers le milieu : on parle de milieu optiquement fin. En revanche, si $\tau_\nu \gg 1$, le milieu sera dit optiquement épais, et le milieu sera opaque au rayonnement à la fréquence ν. Il faut souligner que la profondeur optique dépend de la fréquence, et un milieu peut être optiquement épais pour une gamme de longueurs d'onde et transparent pour une autre. C'est par exemple le cas du milieu intergalactique à $z \gtrsim 6$, qui est opaque pour $\lambda \leqslant 912\,\text{Å}$, mais transparent dans le visible ou l'UV proche.

2.4.1.2 *Difficultés des simulations RHD*

Dans le cas général, même en l'absence de transfert résonnant, le traitement numérique de l'équation du transfert radiatif peut se révéler coûteux. En effet, bien qu'elle porte sur une quantité scalaire, l'équation (2.23) nécessite une résolution dans un espace à sept dimensions : trois dimensions spatiales ($\mathbf{x}$), deux dimensions angulaires ($\mathbf{n}$), une dimension temporelle (t), et il faut en principe également tenir compte de la dépendance en fréquence de I_ν. Pour décrire correctement le champ de rayonnement, en supposant que chaque dimension est discrétisée avec 100 éléments de résolution, il faudrait une grille à six dimensions ayant de l'ordre de 10^{12} éléments pour chaque pas de temps. En comparaison, les équations d'Euler (2.3) décrivent l'évolution de cinq variables, mais ne nécessitent que trois dimensions spatiales et une dimension temporelle. En utilisant la même grille que précédemment, il faudrait donc garder en mémoire 5×10^6 éléments à chaque pas de temps.

Une seconde difficulté vient du fait que les échelles de temps impliquées dans le transfert radiatif sont bien plus petites que dans le cas d'une simulation purement hydrodynamique. Si l'on veut suivre l'évolution du gaz et du rayonnement sur la même grille, le critère de Courant (2.14) impose que le pas de temps soit déterminé par la vitesse de l'onde la plus rapide. Puisque la lumière se déplace à $c \sim 3 \times 10^8\,\text{m}\,\text{s}^{-1}$, c'est cette vitesse qui sera utilisée pour calculer la durée du pas de temps Δt. Même en considérant que la vitesse du son c_s dans le gaz est de l'ordre de quelques $1000\,\text{km}\,\text{s}^{-1}$, le pas de

temps radiatif $(\Delta t)_R$ sera plus petit que le pas de temps hydrodynamique $(\Delta t)_H$ d'un facteur $\frac{c}{c_s} \simeq 300$. Il faudrait donc un bien plus grand nombre de pas de temps pour une simulation RHD que pour une simulation hydrodynamique. En plus de ralentir considérablement la simulation, l'accumulation de très courts pas de temps aura pour effet d'augmenter artificiellement la diffusivité du solveur hydrodynamique.

En l'absence des termes d'émission η_ν et d'absorption $\kappa_\nu I_\nu$, on pourrait séparer l'évolution du gaz et celle du rayonnement, et ainsi pallier le problème de la réduction catastrophique du pas de temps. Malheureusement, le couplage du rayonnement au gaz se fait (essentiellement[11]) par l'intermédiaire de processus affectant la température et l'état d'ionisation du gaz : les photons absorbés vont contribuer à chauffer et ioniser les atomes, et les photons émis vont permettre le refroidissement du gaz. Ce couplage nécessite de résoudre l'évolution thermochimique du gaz, qui est décrite par un système d'équations raides.

2.4.1.3 *Méthodes de résolution*

Il existe plusieurs approches pour résoudre l'équation du transfert radiatif couplé à l'évolution hydrodynamique du gaz, que l'on peut regrouper essentiellement en deux catégories.

LANCER DE RAYONS La première famille de méthodes consiste à *lancer des rayons* depuis les sources (en général stellaires) vers les différents éléments de résolutions (cellules ou particules), et intégrer la profondeur optique le long de ces rayons (voir par exemple ABEL et al., 1999). Dans sa version la plus simple (méthodes des *caractéristiques longues*), cette solution est très coûteuse numériquement : si N_{sources} émettent vers $N_{\text{éléments}}$, il faut lancer de l'ordre de $N_{\text{sources}} N_{\text{éléments}}$ rayons.

Pour pallier les limitations de cette méthode, des variations ont été développées, comme la méthode des *caractéristiques courtes* (ALVAREZ et al., 2006 ; MELLEMA et al., 2006 ; WHALEN et NORMAN, 2006, ...) où la profondeur optique est calculée séquentiellement depuis les sources vers les cellules plus lointaines. En utilisant le même formalisme que les caractéristiques courtes, le *lancer de rayon adaptatif* (RAZOUMOV et CARDALL, 2005 ; WISE et ABEL, 2011, ...) permet de limiter le nombre de rayons en en tirant seulement un nombre limité et en les divisant et regroupant au fur et à mesure du transfert. Il existe encore d'autres variations sur le même thème, comme les méthodes à base de *cônes* (PAWLIK et SCHAYE, 2008 ; PETKOVA et SPRINGEL, 2011),

11. On néglige ici le couplage direct par l'intermédiaire du transfert de moment entre les photons et les atomes se traduisant sous la forme de *pression de radiation*. Toutefois, ROSDAHL et TEYSSIER (2015) en proposent une implémentation dans RAMSES-RT.

où au lieu de lancer des rayons, le rayonnement est propagé dans des cônes.

Une dernière méthode fonctionne sur le principe de l'échantillonnage *Monte Carlo* du champ de rayonnement, qui permet un traitement statistique du transfert. Cette méthode est particulièrement adaptée au transfert résonnant (comme on l'étudiera au chapitre 3), mais peut également être utilisée pour le transfert de rayonnement ionisant (Altay et al., 2008 ; Cantalupo et Porciani, 2011 ; Ciardi et al., 2001 ; Maselli et al., 2003) ou pour traiter l'émission thermique des poussières (voir par exemple la revue de Steinacker et al., 2013).

En général, le rayonnement est propagé en supposant que la vitesse de la lumière $c \to \infty$, ce qui est raisonnable dans les régions denses, où la vitesse de propagation des fronts d'ionisation est bien inférieure à la vitesse de la lumière. Dans des applications cosmologiques, comme pour suivre la croissance des bulles d'ionisation dans le milieu intergalactique très peu dense, les fronts d'ionisation se propagent presque à la vitesse de la lumière, et cette approximation mène donc à une surestimation de leur taille.

MÉTHODE DES MOMENTS Une seconde approche de l'équation du transfert radiatif consiste à réduire la dimensionnalité du problème en retirant la dépendance directionnelle en $\mathbf{n}$. Pour ce faire, on réexprime l'équation (2.23) à l'aide d'une hiérarchie de moments, qui permettra d'obtenir un système d'équations similaires aux équations d'Euler (2.3). Sous cette forme, le système d'équations ainsi obtenu peut être résolu avec des méthodes similaires à celles employées pour l'évolution purement hydrodynamique.

Cette méthode, bien adaptée au couplage avec un code hydrodynamique en grille, a cependant deux inconvénients principaux. D'une part, on a vu dans le paragraphe 2.4.1.2 que la vitesse de la lumière impose un pas de temps très court. D'autre part, par construction, la méthode des moments ne peut pas décrire précisément la directionnalité du champ de rayonnement. En pratique, cela veut dire qu'en général, les ombres ne seront pas aussi bien marquées qu'avec des méthodes de lancer de rayons.

Initialement développée par Gnedin et Abel (2001), il existe de nombreuses implémentations de cette méthode dans des codes de simulations astrophysique (Commerçon et al., 2011 ; Finlator et al., 2009 ; González et al., 2007 ; González et al., 2015 ; Krumholz et al., 2007 ; Petkova et Springel, 2009 ; Reynolds et al., 2009). Elle a notamment été employée par Aubert et Teyssier (2008) puis Rosdahl et al. (2013) pour implémenter dans Ramses un solveur pour le transfert radiatif.

2.4.1.4 *Moments de l'équation du RT*

Nous allons maintenant retrouver le système d'équations de la méthode des moments. On définit les *moments* de l'intensité spécifique : la densité d'énergie lumineuse E_ν, la densité de flux $\mathbf{f}_\nu$ et la pression de rayonnement (tensorielle) $\mathbf{p}_\nu$:

$$E_\nu = \frac{1}{c}\oint I_\nu \, d\Omega, \tag{2.26}$$

$$\frac{\mathbf{f}_\nu}{c} = \frac{1}{c}\oint \mathbf{n} I_\nu \, d\Omega, \tag{2.27}$$

$$\mathbf{p}_\nu = \frac{1}{c}\oint \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} I_\nu \, d\Omega. \tag{2.28}$$

En calculant les moments d'ordre zéro et un de l'équation du transfert radiatif (2.23), on peut alors faire apparaître le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_\nu}{\partial t} + \nabla \mathbf{f}_\nu &= -\kappa_\nu c E_\nu + S_\nu \\ \frac{\partial \mathbf{f}_\nu}{\partial t} + c^2 \nabla \mathbf{p}_\nu &= -\kappa_\nu c \mathbf{f}_\nu \end{aligned} \tag{2.29}$$

où S_ν est un terme source isotrope de la forme $\eta_\nu \oint d\Omega$.

On peut remarquer que comme pour le système d'équations d'Euler (2.3), le système d'équations (2.29) n'est pas clôt (on a quatre équations et jusqu'à treize variables), et il faut alors rajouter une équation analogue à l'équation d'état du gaz parfait (2.6) pour le rayonnement. La clôture la plus simple est appelée *Flux Limited Diffusion* ou FLD, et consiste à ne considérer que le moment d'ordre zéro de l'équation du transfert radiatif. Le flux est alors fonction uniquement de l'énergie, de la forme $\mathbf{f}_\nu \propto -\frac{\nabla E_\nu}{\kappa_\nu}$, et n'a donc aucune dépendance directionnelle. Cette approximation est essentiellement valable dans le cas des milieux très optiquement épais, et a par exemple été employée avec pour objectif l'étude des nuages moléculaires et la formation d'étoiles massives (Commerçon et al., 2011 ; Krumholz et al., 2007).

La clôture utilisée dans Ramses-RT est basée sur le formalisme du tenseur d'Eddington $\mathbf{d}_\nu$, défini comme

$$\mathbf{p}_\nu = \mathbf{d}_\nu E_\nu. \tag{2.30}$$

Dans le cas d'une source de rayonnement isotrope, le tenseur d'Eddington se réduit à $\mathbf{d}_\nu = \frac{1}{3}\mathbb{1}$ (Mihalas et Mihalas, 1984), où $\mathbb{1}$ est le tenseur identité. Il existe différentes clôtures utilisant $\mathbf{d}_\nu$, comme la méthode OTVET (*Optically Thin Variable Eddington Tensor*) proposée par Gnedin et Abel (2001), puis utilisée par Finlator et al. (2009) et Petkova et Springel (2009). L'inconvénient principal de cette méthode est que le calcul du tenseur d'Eddington dépend de quantités non-locales ; il est donc nécessaire de faire l'approximation que le milieu est optiquement fin pour que le coût numérique reste raisonnable.

Aubert et Teyssier (2008), González et al. (2007) et Vaytet et al. (2010) puis Rosdahl et al. (2013) utilisent la *clôture M1* initialement proposée par Dubroca et Feugeas (1999) et Levermore (1984), qui a l'avantage de ne reposer que sur le calcul de quantités locales, sans pour autant perdre toute directionnalité comme la méthode FLD. Dans ce formalisme, le tenseur d'Eddington s'exprime comme

$$\mathbf{d}_\nu = \frac{1-\chi}{2}\mathbb{1} + \frac{3\chi-1}{2}\mathbf{n}\otimes\mathbf{n}, \tag{2.31}$$

où $\chi(f_\nu) = \frac{3+4f_\nu^2}{cE_\nu}$ est une fonction du *flux réduit*

$$f_\nu = \frac{|\mathbf{f}_\nu|}{cE_\nu}. \tag{2.32}$$

Le flux réduit f_ν donne une mesure de l'anisotropie du rayonnement, avec $f_\nu = 0$ dans le cas isotrope et $f_\nu = 1$ dans le cas complètement directionnel. La relation M1 a entre autres l'avantage de ne dépendre que des propriétés locales du rayonnement, et permet d'écrire le système d'équations (2.29) sous forme d'un système hyperbolique pour lequel des solveurs sont déjà implémentés dans Ramses.

Notons enfin qu'il est plus aisé de réécrire ce système d'équations à l'aide de la *densité numérique de photons* N_ν, et de la *densité numérique de flux* $\mathbf{F}_\nu$, respectivement définis comme $N_\nu = \frac{E_\nu}{h\nu}$ et $\mathbf{F}_\nu = \frac{\mathbf{f}_\nu}{h\nu}$. On définit également $\mathbf{P}_\nu = \frac{\mathbf{p}_\nu}{h\nu}$. Les équations à résoudre s'écrivent alors

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_\nu}{\partial t} + \nabla\mathbf{F}_\nu &= -\kappa_\nu c N_\nu + \dot{N}_{\text{source}} \\ \frac{\partial \mathbf{F}_\nu}{\partial t} + c^2\nabla\mathbf{P}_\nu &= -\kappa_\nu c\mathbf{F}_\nu, \end{aligned} \tag{2.33}$$

où $\dot{N}_{\text{source}}$ regroupe les différents termes sources (comme l'émission des étoiles massives ou d'un AGN ou les recombinaisons dans le gaz).

Dans un contexte cosmologique, le terme d'absorption κ_ν vient essentiellement de l'ionisation des atomes d'hydrogène et d'hélium neutres H I et He I, et de l'ion He II [12]. On peut donc développer le terme d'absorption comme

$$\kappa_\nu = \sum_j n_j \sigma_{\nu j} \tag{2.34}$$

où $j \in (\text{H I}, \text{He I}, \text{He II})$, n_j est la densité numérique de l'élément j et $\sigma_{\nu j}$ est la section efficace d'interaction entre un photon à la fréquence ν et un atome ou ion j.

12. Formellement, les atomes devraient être notés H et He, voire H^0, et les ions H^+, He^+ et He^{++}. Par abus de notation, on utilise les notations H I, He I, H I, ... qui correspondent en fait au spectre des atomes d'hydrogène et d'hélium avec tous leurs électrons (H I, ...), avec un électron en moins (H II, ...), etc.

2.4.2 *Implémentation dans* RAMSES-RT

Maintenant que nous avons présenté tous les outils théoriques nécessaires, nous allons ébaucher la structure de RAMSES-RT ; l'implémentation est présentée en détails dans ROSDAHL (2012) et ROSDAHL et al. (2013).

2.4.2.1 *Transfert radiatif multigroupe*

RAMSES-RT a été développé pour suivre le transfert du rayonnement où $\lambda \leqslant 912\,\text{Å}$. Depuis sa version initiale, le code a évolué : ROSDAHL et TEYSSIER (2015) puis ROSDAHL et al. (2015) ont étendu le code pour suivre le transfert de rayonnement visible et infrarouge (et leur interaction avec la poussière). Nous nous concentrerons ici sur le rayonnement UV ionisant.

Jusqu'ici, nous avons considéré une distribution spectrale continue en fréquence, représentée par l'indice ν. Afin de résoudre numériquement le système (2.33), on discrétise le système en fréquence, en définissant des *groupes de photons*, chaque groupe i correspondant à la plage de fréquences $[\nu_{i,0}; \nu_{i,1}]$. Dans RAMSES-RT, ces groupes correspondent à des photons

(i) ionisants pour H I uniquement $\nu \in [3.29; 5.95] \times 10^{15}\,\text{Å}$,

(ii) ionisants pour H I et He I $\nu \in [5.95; 13.2] \times 10^{15}\,\text{Å}$,

(iii) ionisants pour H I, He I et He II $\nu > 13.2 \times 10^{15}\,\text{Å}$.

Chaque quantité ayant une dépendance spectrale (comme N_ν, $\mathbf{F}_\nu, \dots$) est alors redéfinie pour chacun des groupes de photons :

$$N_i = \int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} N_\nu d\nu \mathbf{F}_i = \int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} \mathbf{F}_\nu d\nu. \tag{2.35}$$

De même, le tenseur d'Eddington $\mathbf{d}_\nu$ et les quantités $\mathbf{n}$, $f_\nu, \dots$ seront définis par groupe de photons, et indicés avec i dans la suite de la thèse. La section efficace d'interaction $\sigma_{\nu j}$ devient une section efficace moyenne pour le groupe i :

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{\int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} \sigma_{\nu j} N_\nu d\nu}{\int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} N_\nu d\nu}. \tag{2.36}$$

Le système d'équations (2.33) se réécrit alors

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \mathbf{F}_i &= -\sum_j \bar{\sigma}_{ij} n_j c N_i + \dot{N}_i^{\text{rec}} + \dot{N}_i^\star \\ \frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial t} + c^2 \nabla \mathbf{P}_i &= -\sum_j \bar{\sigma}_{ij} n_j c \mathbf{F}_i, \end{aligned} \tag{2.37}$$

où on a séparé le terme source $\dot{N}_i$ en une contribution venant des recombinaisons dans le gaz $\dot{N}_i^{\text{rec}}$, et une contribution venant des sources stellaires (ou AGN), $\dot{N}_i^\star$.

Sous cette forme, on remarque qu'il reste à déterminer l'état d'ionisation du système. Dans RAMSES-RT, au lieu de suivre les densités n_j, on suit les *fractions d'ionisation*, définies comme

$$x_{\mathrm{H\,I}} = \frac{n_{\mathrm{H\,I}}}{n_{\mathrm{H}}} \qquad x_{\mathrm{He\,I}} = \frac{n_{\mathrm{He\,I}}}{n_{\mathrm{He}}} \qquad x_{\mathrm{He\,II}} = \frac{n_{\mathrm{He\,II}}}{n_{\mathrm{He}}}. \tag{2.38}$$

Dans RAMSES-RT, ces quantités sont advectées comme des *scalaires passifs* (tout comme la métallicité du gaz Z), et n'interviennent que dans la détermination des termes d'absorption (2.34) et de la fonction de refroidissement.

Le découpage du spectre en groupes de photons comme décrit ci-dessus sous-tend toutefois un certain nombre d'approximations. Par exemple, pour la définition des sections efficaces moyennes (2.36), on a implicitement supposé que la forme spectrale est suffisamment similaire en tout point de la simulation pour utiliser une unique expression $\bar{\sigma}_{ij}$. On a également négligé le fait que, pour un élément de gaz en mouvement, l'effet Doppler va changer la fréquence du rayonnement : il faudrait en principe pouvoir transférer des photons entre les différents groupes. Cette hypothèse est rendue valide par l'utilisation d'un petit nombre de groupes de photons, mais limite[13] néanmoins le nombre de groupes de photons décrits par RAMSES-RT.

2.4.2.2 *Schéma de résolution*

Le système (2.37) est résolu dans RAMSES-RT en utilisant une approche d'*operator splitting* en trois étapes : d'abord, on ajoute les photons émis par les sources ponctuelles (typiquement les étoiles ou un AGN), puis il y a une étape de transport pur sans interaction avec le gaz, et la dernière étape consiste à faire évoluer l'état thermochimique du gaz.

Schématiquement, la routine principale de RAMSES `amr_step` est donc modifiée comme suit :

```
recursive subroutine amr_step(level)
 if (level < levelmax and some cells in level+1) then
  call amr_step(level+1)
  call amr_step(level+1)
 endif
 call photon_injection(level)
 call hydro_solver(level)
 call radiation_transport(level)
 call non_eq_thermochemistry(level)
end
```

Les lignes en bleu indiquent les routines ajoutées pour le transfert de rayonnement.

13. En pratique, le facteur limitant est que pour M groupes de photons, RAMSES-RT utilise $4 \times M$ variables supplémentaires par cellule. Au-delà de quelques groupes, le coût en mémoire deviendrait très vite prohibitif.

INJECTION DE PHOTONS L'injection de nouveaux photons émis par des sources ponctuelles revient simplement à résoudre l'équation

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \dot{N}_i^\star,$$

où $\dot{N}_i^\star$ représente la somme des taux d'injections des photons depuis toutes les sources ponctuelles. Dans les simulations présentées dans cette thèse, ces sources seront exclusivement stellaires.

Dans RAMSES, les particules stellaires représentent chacune une population d'étoiles de même âge ; leur distribution spectrale d'énergie (ou SED, *Spectral Enery Distribution*) est modélisée à partir de librairies comme GALAXEV (BRUZUAL et CHARLOT, 2003), qui donne l'évolution spectrale d'une population stellaire en fonction de son âge et de sa métallicité. La figure 2.9 illustre l'évolution du spectre J_λ prédite par GALAXEV pour une population stellaire de $1\,M_\odot$ ayant une métallicité $Z = 0.2\,Z_\odot$, pour une fonction de masse initiale de CHABRIER (2003).

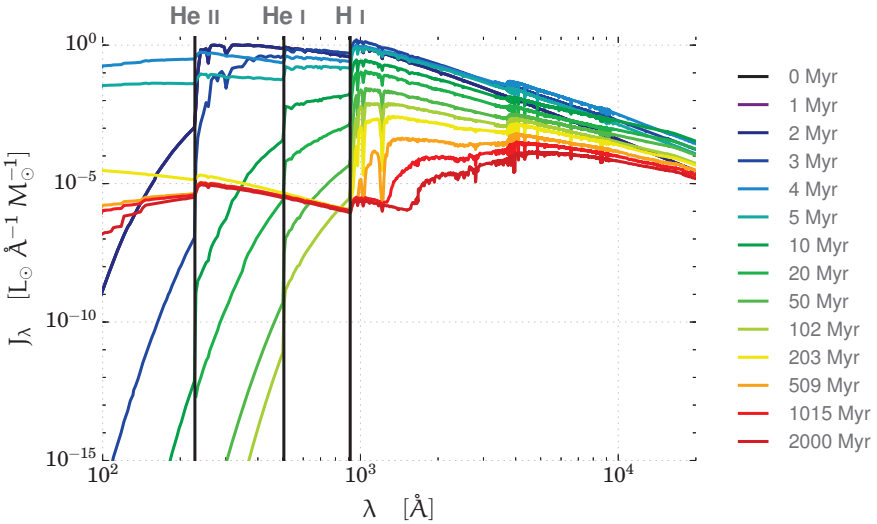


FIGURE 2.9 – Spectres d'une population stellaire de $1\,M_\odot$ à $Z = 0.2\,Z_\odot$. Les trois lignes verticales marquent les longueurs d'ondes limite d'ionisation pour H I, He I, He II.

Pour déterminer le taux d'injection d'une particule stellaire d'âge τ et de métallicité Z pour le groupe de photon i, il suffit d'intégrer le spectre (en fréquence) comme

$$\dot{N}_i^\star(\tau, Z) = \int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} \frac{J_\nu(\tau, Z)}{h\nu} d\nu.$$

La figure 2.10 représente les luminosités $\dot{N}_i^\star$ pour différentes métallicités et pour chaque groupe de photons. La grille de modèle de GALAXEV donne les luminosités $\dot{N}_i$ pour une série d'âges et de métallicités ; et RAMSES-RT effectue une interpolation de ces tables pour déterminer la luminosité de chaque particule stellaire.

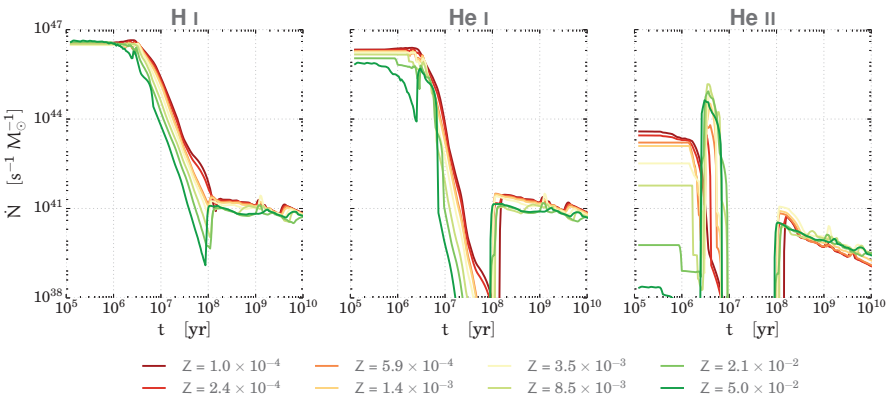


FIGURE 2.10 – Luminosités des groupes de photons ionisant pour H I (à gauche), He I (au centre) et He II (à droite) en fonction de l'âge et de la métallicité des particules stellaires.

TRANSPORT DES PHOTONS L'étape de transport des photons se traduit par le système d'équation homogène hyperbolique

$$\frac{\partial \mathbf{U}_{RT}}{\partial t} + \nabla \mathcal{F}_{RT}(\mathbf{U}_{RT}) = 0$$

pour chacun des groupes de photons, où l'on a défini $\mathbf{U}_{RT} = {}^t(N_i, \mathbf{F}_i)$ et $\mathcal{F}_{RT}(\mathbf{U}_{RT}) = {}^t(\mathbf{F}_i, c\mathbf{P}_i)$. On peut utiliser exactement la même méthodologie de Godunov que pour le transport hydrodynamique en section 2.2.2. Pour évaluer le flux à travers les cellules, RAMSES-RT peut utiliser soit la fonction HLL (pour *Harten-Lax-van Leer*, HARTEN et al. 1983), soit la fonction GLF (pour *Global Lax-Friedrichs*). La fonction HLL a tendance à être moins diffusive dans certaines directions, mais l'existence de directions privilégiées la rend moins adaptée aux applications astrophysiques, où l'on préférera utiliser la fonction GLF. En effet, lorsque les sources de rayonnement sont essentiellement les étoiles, il est préférable de favoriser l'isotropie du transport.

L'emploi d'une méthode *pseudo*-hydrodynamique pour le transfert de rayonnement implique qu'en un point donné de la grille, le flux de photons ne peut être multivalué : dans une cellule, le rayonnement n'a qu'une seule direction par groupe de photons. Notamment, deux rayons lumineux qui se croisent ne vont pas se traverser sans interagir. À la manière de deux jets d'eau se croisant, une partie du flux va être redirigée dans la direction perpendiculaire aux rayons. Dans une situation plus réaliste, comme une distribution d'étoiles dans une galaxie, on peut s'attendre à ce que cet effet soit amoindri.

ÉVOLUTION THERMOCHIMIQUE Il reste maintenant à opérer le couplage lumière-matière. Pour cela, le système d'équation (2.37) devient

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -\sum_j \bar{\sigma}_{ij} n_j c N_i + \dot{N}_i^{rec}$$
$$\frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial t} = -\sum_j \bar{\sigma}_{ij} n_j c \mathbf{F}_i,$$

et nécessite de déterminer l'état d'ionisation du gaz pour connaître les n_j. Cet état est directement relié à la température du gaz, qui dépend à son tour des taux de chauffage et de refroidissement, notés respectivement $\mathcal{H}$ et Λ. Ces taux dépendent de la température et de l'état d'ionisation du gaz, mais aussi de l'intensité du rayonnement. Par souci de simplicité, on ne reproduit ici que le système d'équations pour un gaz d'hydrogène (sans hélium), avec un seul groupe de photons ; l'ensemble des équations à résoudre pour le cas du transfert multigroupe se trouve dans ROSDAHL et al. (2013) :

Dans la section 2.3.2, on avait noté $\Lambda_{CIE} = (\mathcal{H} + \Lambda)_{CIE}$.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N}{\partial t} &= -n_{HI} c \bar{\sigma} N + \left(\alpha^A_{HI}(T) - \alpha^B_{HI}(T)\right) n_e n_{HII} \\
\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} &= -n_{HI} c \bar{\sigma} \mathbf{F} \\
\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} &= \mathcal{H} + \Lambda + \frac{Z}{Z_\odot} \Lambda_Z \\
n_{HII} \frac{\partial x_{HII}}{\partial t} &= n_{HI} \beta_{HI}(T) n_e + n_{HI} c \bar{\sigma} N \left(+ n_{HI} \Gamma^{hom}_{HI}\right) - n_{HII} \alpha^A_{HI}(T) n_e
\end{aligned} \tag{2.39}$$

où l'on a noté N et $\mathbf{F}$ les densités numériques de photons et densités numériques de flux, et ε l'énergie interne volumique du gaz. n_e désigne la densité numérique d'électrons présents dans le gaz. Les coefficients α^A et α^B correspondent aux taux de recombinaison dans les cas A et B, prenant en compte les recombinaisons respectivement sur tous les niveaux ou seulement sur les niveaux $n > 1$ (voir aussi la section 3.3.1) ; la différence $\alpha^A - \alpha^B$ donne donc le taux d'émission par recombinaison. Dans l'équation sur la fraction d'ionisation x_{HII}, on a noté $\beta_{HI}(T)$ le taux d'ionisation collisionnelle, et le terme $n_{HI}\Gamma^{hom}_{HI}$ permet de prendre en compte un éventuellement fond UV ionisant homogène.

Le terme $\mathcal{H}$ englobe le chauffage à la fois par le rayonnement suivi par RAMSES-RT et par l'éventuel fond UV homogène supplémentaire. Le taux Λ correspond au refroidissement du gaz primordial (hydrogène et hélium), et est calculé explicitement en prenant en compte les contributions du *bremsstrahlung*, des excitations et ionisations collisionnelles, des recombinaisons radiatives et diélectriques et des processus Compton (voir par exemple CEN, 1992). Enfin, le terme Λ_Z englobe les contributions au refroidissement des raies d'émission métalliques,

en faisant l'hypothèse de l'équilibre de photoionisation avec un fond UV homogène [14].

L'ensemble de tous les processus pris en compte et de leur implémentation est détaillé dans les appendices de Rosdahl et al. (2013).

2.4.2.3 *Approximation de la lumière lente*

Nous avons discuté dans la section 2.4.1.2 du fait que, pour une simulation RHD, le pas de temps doit en principe être réduit pour respecter le critère de Courant. Néanmoins, forcer les quantités hydrodynamiques à évoluer au même rythme que le rayonnement entraîne une trop grande diffusivité du solveur de Riemann. Rosdahl et al. (2013) a montré qu'avec la structure de Ramses, le couplage du rayonnement au gaz ne permettait pas de sous-cycler le transfert radiatif avec un pas de temps plus court, et qu'il est donc nécessaire d'opérer l'évolution radiative et hydrodynamique sur le même pas de temps.

Afin que les simulations restent réalisables, Ramses-RT utilise l'approximation de la *vitesse de la lumière réduite* (ou RSLA, pour *reduced speed of light approximation*), aussi appelée « lumière lente ». L'idée, introduite initialement par Gnedin et Abel (2001), revient à dire que ce n'est pas la vitesse de la lumière mais la vitesse des fronts d'ionisation qui est déterminante pour le transfert radiatif. On peut alors artificiellement réduire la vitesse de la lumière à une valeur quelconque $\hat{c}$, tant qu'elle ne devient pas le facteur limitant pour le pas de temps (autrement dit, tant que les fronts d'ionisation se propagent à leur vitesse normale).

Rosdahl et al. (2013) proposent un cadre théorique permettant de déterminer à partir de quelle vitesse $\hat{c}$ minimale l'approximation RSLA est valide selon le phénomène modélisé. L'analyse se base sur les travaux de Shapiro et al. (2006), qui ont déterminé l'expression du rayon d'un front d'ionisation en expansion en fonction du temps. On peut montrer que cette solution est bien décrite par la solution de Spitzer (1978) (qui fait l'hypothèse que $c \to \infty$) dès que $t \gtrsim t_{\text{cross}}$, où l'on a défini t_{cross} comme le temps nécessaire à la lumière pour parcourir le rayon maximal de la région ionisée r_S : $t_{\text{cross}} = r_S/c$. Strömgren (1939) a déterminé que pour une source produisant $\dot{N}$ photons par seconde, dans un milieu homogène à une densité n_H et une température T, ce rayon maximal est

$$r_S = \left(\frac{3\dot{N}}{4\pi\alpha^B(T)n_H^2}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{2.40}$$

Avec une vitesse de la lumière réduite valant $\hat{c}$, on peut définir $\hat{t}_{\text{cross}} = r_S/\hat{c}$. La solution de Spitzer décrira bien l'expansion du front d'ioni-

14. Dans Ramses, le terme Λ_Z est calculé à partir d'une correction au CIE de la forme $\Lambda_Z^{CIE} \times f(T, n_H, z)$ qui dépend de l'époque cosmologique, implémentée par Stéphanie Courty.

sation dès que $t \gg \hat{t}_{cross}$. Pour que l'approximation RSLA soit valable dans une simulation donnée, il faut que toutes les échelles de temps soient plus longues que $\hat{t}_{cross}$. Si on note τ_{sim} l'échelle de temps *la plus courte* dans la simulation, on devra choisir une vitesse de la lumière réduit $\hat{c}$ telle que $\tau_{sim} \gg \hat{t}_{cross}$, soit $\tau_{sim} \gg \frac{c}{\hat{c}} t_{cross}$. En pratique, on impose

$$\frac{\hat{c}}{c} \equiv f_c \geqslant f_{c,min} \equiv \min\left(1; 10 \times \frac{t_{cross}}{\tau_{sim}}\right). \tag{2.41}$$

Pour se faire une idée du régime de validité de l'approximation RSLA, calculons quelques valeurs de $f_{c,min}$ dans des conditions pertinentes pour les simulations présentées dans cette thèse. Le tableau 2.1 ces résultats.

NUAGE DE FORMATION STELLAIRE Typiquement, la taille d'un site de formation d'étoile est de l'ordre de quelques parsecs à une centaine de parsecs. Dans une simulation de galaxie à haute résolution, un tel nuage sera décrit par quelques cellules, pour lesquelles la densité moyenne sera de l'ordre de $n_H \sim 10^5\,\mathrm{cm}^{-3}$. En supposant le nuage complètement ionisé, la température moyenne sera de l'ordre $10^4\,\mathrm{K}$. Comme source d'ionisation, on place au milieu du nuage une étoile de type spectral O ou B, pour laquelle $\dot{N} \sim 10^{49}\,\mathrm{s}^{-1}$ (VACCA et al., 1996). Ces étoiles ont une durée de vie de l'ordre de 3 Myr, c'est ce que l'on prendra comme échelle caractéristique τ_{sim}. Avec ces paramètres, $f_{c,min} \simeq 3 \times 10^{-7}$.

ISM D'UNE PETITE GALAXIE À GRAND z Dans le chapitre 4, nous étudierons les propriétés radiatives de petites galaxies ayant une masse de $M_\star \sim 10^7\,M_\odot$ à $z \sim 6$. Ces galaxies produisent de l'ordre de $\dot{N} \simeq 3 \times 10^{51}\,\mathrm{s}^{-1}$, et leur milieu interstellaire a une densité typique de $n_H \simeq 5\,\mathrm{cm}^{-3}$. Nous verrons que l'échelle de temps pertinente pour le rayonnement dans ces galaxies correspond à la durée de vie typique des étoiles massives (qui finissent leur vie en supernovae), soit environ 10 Myr. On obtient alors $f_{c,min} \simeq 5 \times 10^{-4}$.

RÉGION H II AUTOUR D'UNE GALAIXE À $z \sim 8$ Dans le contexte de la réionisation, on peut vouloir déterminer si RAMSES-RT est adapté à décrire la croissance des bulles ionisées autour de galaxies à $z \gtrsim 6$. On peut par exemple regarder le cas d'une LBG (pour *Lyman-Break Galaxy*) à $z \sim 8$ comme EGS-zs8-1 (OESCH et al., 2015), pour laquelle le taux de formation d'étoile est de l'ordre de $2\,M_\odot/\mathrm{yr}$, donnant lieu à un taux de production de photons ionisant $\dot{N} \simeq 10^{54}\,\mathrm{s}^{-1}$. À cette époque, la densité moyenne du milieu intergalactique est typiquement de l'ordre de $n_H \simeq 10^{-4}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Si l'on considère que l'échelle de temps caractéristique est toujours $\tau_{sim} = 10\,\mathrm{Myr}$, on déduit $f_{c,min} = 1$.

Il est donc généralement raisonnable d'employer l'approximation de la lumière lente pour décrire le transfert de rayonnement dans les

galaxies, mais pas pour suivre la croissance des régions H II autour des galaxies pendant l'époque de la réionisation. Avec son implémentation actuelle, RAMSES-RT est donc plus adapté aux simulations de galaxies individuelles qu'à modéliser l'histoire de la réionisation de l'Univers.

TABLE 2.1 – Domaine de validité de l'approximation de la lumière lente.

	$\dot{N}^{\S}$	n_H †	t_{cross} ‡	τ_{sim} ‡	$f_{c,min}$
Nuage moléculaire	10^{49}	10^{5}	10^{-7}	3	3×10^{-7}
ISM d'une galaxie	3×10^{51}	5	5×10^{-4}	10	5×10^{-4}
Bulle ionisée	10^{54}	10^{-4}	4.8	10	1

* en s^{-1} † en cm^{-3} ‡ en Myr

3

TRANSFERT RADIATIF LYMAN-α

3.1 Physique de la raie Lyman-α **62**
- 3.1.1 Structure de l'atome d'hydrogène 62
- 3.1.2 Émission d'un photon Lyman-α 64

3.2 Transfert résonnant **64**
- 3.2.1 Absorption par un atome d'hydrogène 65
- 3.2.2 Réémission et redistribution 71
- 3.2.3 Interaction avec la poussière 78
- 3.2.4 Transfert radiatif polarisé 79

3.3 Émission de photons Lyman-α **82**
- 3.3.1 Production d'un photon 82
- 3.3.2 Sources de photons Lyman-α 87

3.4 Le code MCLya **90**
- 3.4.1 Transfert radiatif Lyman-α Monte Carlo 92
- 3.4.2 Émission d'un photon 93
- 3.4.3 Propagation jusqu'à la prochaine interaction 94
- 3.4.4 Diffusion 95
- 3.4.5 Tests de la polarisation 98

L'observation de la raie Lyman-α permet de sonder l'Univers profond grâce aux spectres de quasars et de tracer la formation des galaxies jusqu'à $z \sim 6$. Un tel photon est produit par la désexcitation d'un atome d'hydrogène du premier état excité vers le niveau fondamental. En raison de la nature résonnante de la raie, la résolution exacte de l'équation du transfert radiatif pour les photons Lyα s'avère complexe, et nécessite un traitement particulier. Dans ce chapitre, nous allons commencer par décrire la physique de la raie Lyα (3.1), puis traiter les mécanismes mis en jeu dans la diffusion de photons Lyα dans un nuage de gaz (3.2), et nous détaillerons le contexte astrophysique menant à l'émission Lyα (3.3). Dans une dernière partie, nous présenterons MCLya, un code de transfert radiatif Monte Carlo développé pour l'étude du transfert Lyman-α (3.4) et que j'ai été amené à modifier pendant ma thèse.

3.1 PHYSIQUE DE LA RAIE LYMAN-α

3.1.1 *Structure de l'atome d'hydrogène*

On commence par décrire la structure atomique de l'atome d'hydrogène à partir de l'équation de Schrödinger. La fonction d'onde globale peut être écrite comme le produit d'une composante temporelle $e^{-iEt/\hbar}$ et d'une composante purement spatiale $\phi(\mathbf{r})$, où E est l'énergie du système, et $\hbar$ est la constante de Planck réduite. L'équation de Schrödinger se réécrit, pour la composante spatiale $\phi(\mathbf{r}) = \phi(r, \theta, \varphi)$, comme

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V(r)\right]\phi(\mathbf{r}) = E\phi(\mathbf{r}), \tag{3.1}$$

où $V(r)$ est le potentiel du système et $\mu = \frac{m_e m_p}{m_e + m_p} \simeq m_e$ est la masse réduite du système, avec m_e et m_p les masses respectives de l'électron et du proton. Notons que puisqu'on s'intéresse à la structure de l'*atome* d'hydrogène, on se limite aux cas où $E < 0$, correspondant aux états liés du système. Dans le cas de l'atome d'hydrogène le potentiel s'écrit (au premier ordre) $V(r) = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$. Comme le potentiel ne dépend que de r, on peut montrer que ϕ s'écrit comme $\phi(\mathbf{r}) = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$ où les Y_l^m sont les harmoniques sphériques. On appellera l le *nombre quantique orbital* et m le *nombre quantique magnétique*. Le système se réécrit alors, en posant $u_{k,l}(r) = rR(r)$, avec $k = 1, 2, 3, \ldots$ entier :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right]u_{k,l}(r) = E_{k,l}u_{k,l}(r). \tag{3.2}$$

On remarque alors qu'à l fixé, l'équation est indépendante de m. Pour chaque l, m prendra $2l+1$ valeurs différentes entre $-l$ et l. En posant

$$E_I = \frac{\mu e^4}{32\pi^2\hbar^2\epsilon_0^2} \simeq 13.6\,\text{eV}, \tag{3.3}$$

Bien que fastidieux, le calcul est direct et se trouve par exemple dans COHEN-TANNOUDJI *et al. (1973).*

on peut montrer que les niveaux d'énergie du système s'écrivent :

$$E_{k,l} = -\frac{E_I}{(k+l)^2}. \tag{3.4}$$

On peut alors remarquer qu'à $k+l$ donné, il y aura un nombre fini d'états de même énergie $E_{k,l}$: le système sera dit *dégénéré*. On appelle $n = k+l$ le nombre quantique principal, et on notera les niveaux d'énergie E_n. Dans l'état fondamental, $n = 1$, et $E_1 = -E_I \simeq -13.6\,\text{eV}$: c'est l'énergie qu'il faut apporter à un atome d'hydrogène dans l'état fondamental pour l'ioniser complètement. Cela correspond à un photon de longueur d'onde $\lambda_{\text{ion}} = \frac{hc}{E_I} \simeq 912\,\text{Å}$.

Pour l'état fondamental $n = 1$, il n'y a qu'un seul état possible, décrit par les nombres quantiques $(n, l, m) = (1, 0, 0)$. Le premier état excité, $n = 2$ peut être atteint soit avec $k = 2, l = 0$, soit avec

$k = 1, l = 1$, ce qui correspond à un total de 4 états possibles : $(2, 0, 0)$ d'une part, et le triplet $[(2, 1, -1), (2, 1, 0), (2, 1, 1)]$ d'autre part. De façon générale, on peut montrer que le niveau n correspond à un total de n^2 sous-niveaux. Traditionnellement, on décrit les sous-niveaux par un nombre correspondant au niveau n et une lettre L correspondant au nombre quantique orbital : $l = 0$ correspond à S, $l = 1$ à P, $l = 2$ à D, etc. Ainsi, le premier niveau excité de l'hydrogène sera composé du sous-niveau 2S et des trois sous-niveaux 2P. Notons toutefois que dans le calcul précédent, les niveaux 2S et 2P ont la même énergie. La prise en compte d'effets plus fins (par exemple le mouvement relativiste de l'électron, ou le couplage entre le spin de l'électron et son moment orbital) dans l'expression du potentiel V et le calcul subséquent permet de lever cette dégénérescence et donc de séparer les niveaux d'énergie. La dégénérescence entre les niveaux sera également partiellement levée en présence d'un champ magnétique (qui rajoutera un terme dans le potentiel V faisant apparaître le nombre quantique magnétique m) : il s'agit de l'effet Zeeman. Un phénomène similaire se produit en présence d'un champ électrique : on parle d'effet Starck. Par ailleurs, même en l'absence de champ extérieur, en tenant compte de cette *structure fine* de l'atome d'hydrogène, on peut encore subdiviser les sous-niveaux S, P, etc., par exemple en fonction du couplage entre le moment orbital du système et le spin 1/2 de l'électron[1]. Ces sous-niveaux sont notés nL_j, où $j = l \pm 1/2$ (avec $j > 0$). Ainsi, comme illustré sur la figure 3.1, le niveau 1S est nécessairement $1S_{1/2}$, le niveau 2S est en fait $2S_{1/2}$, et le niveau 2P est subdivisé en un état $2P_{1/2}$ (correspondant à $l = 0$) et deux états $2P_{3/2}$ (correspondant à $l = 1$).

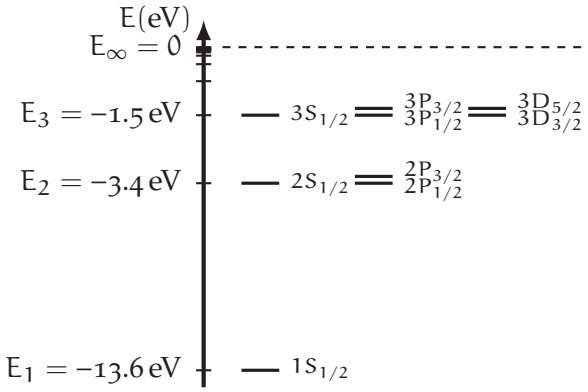


FIGURE 3.1 – Structure atomique de l'atome d'hydrogène.

1. Pour chaque sous-niveau, il existe également une structure *hyperfine*. En effet, les spins électroniques et nucléaires peuvent être parallèle ou anti-parallèle. Les interactions entre ces dipôles magnétiques nucléaire et électronique lèvent la dégénérescence de la structure hyperfine ; les transitions entre ces deux états correspondant à la raie à 21 cm.

3.1.2 *Émission d'un photon Lyman-α*

Lorsqu'un atome se trouve dans un état excité ($n = n_i$), il va pouvoir se désexciter vers un niveau inférieur ($n = n_f$). Cette transition atomique s'accompagne de l'émission d'un photon d'énergie $E_{i\to f} = E_i - E_f = -E_I\left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2}\right)$. On appelle *série de Lyman* l'ensemble des transitions $n \to 1$, et on note Lyα, Lyβ, Lyγ pour $n = 1, 2, 3$. Les règles de sélection quantiques imposent toutefois certaines restrictions sur ces transitions : pour un atome à un électron comme l'hydrogène, seules sont autorisées les transitions telles que $\Delta l = \pm 1$. Ainsi, la transition $2S \to 1S$ est interdite, et ne se produit donc pas spontanément. L'émission d'un photon Lyα correspond donc à la transition $2P \to 1S$. Lors de cette transition, un photon d'énergie $E_2 - E_1 = 10.2\,\text{eV}$ est émis, soit $\lambda_{2\to 1} = 1215.68\,\text{Å} \equiv \lambda_{\text{Ly}\alpha}$.

Cette transition se produit spontanément, avec une probabilité de transition $\Gamma_{2\to 1} \simeq 6.28 \times 10^8\,\text{s}^{-1}$. Cette probabilité non nulle de transition peut être interprétée comme une limite à la durée de vie de l'état 2P : un atome excité dans l'état 2P n'y restera qu'au plus $\Delta t \sim 1/\Gamma \simeq 1.6 \times 10^{-9}\,\text{s}$. Le principe d'incertitude de Heisenberg impose que $\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar$, ce qui a pour conséquence l'*élargissement naturel* de la raie Lyα. Une source idéale de photons Lyα ne sera jamais purement monochromatique, mais aura une distribution spectrale lorentzienne, donnée par $\Phi_{\mathcal{L}}(\nu)$ (Mihalas, 1978) :

$$\Phi_{\mathcal{L}}(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Gamma}{4\pi}}{(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha})^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2} \tag{3.5}$$

où $\nu_{\text{Ly}\alpha} = E_{2\to 1}/h \simeq 2.466 \times 10^{15}\,\text{Hz}$. On caractérise la largeur naturelle de la raie par $\Delta\nu_L = \frac{\Gamma}{2\pi} \simeq 9.936 \times 10^7\,\text{Hz}$.

Contrairement aux autres transitions de la série de Lyman, la raie Lyα a la propriété particulière d'être *résonnante*. Lorsqu'un photon Lyα est absorbé par un atome dans l'état fondamental 1S, il va nécessairement l'exciter dans l'état 2P, ce qui mènera à la réémission d'un nouveau photon Lyα. En principe, l'atome dans l'état 2P pourrait à son tour être excité soit par l'absorption d'un photon de la série de *Balmer* (produit par une transition $n \to 2$), soit par une collision. En pratique, on a vu que la durée de vie de l'état 2P était de l'ordre de $10^{-9}\,\text{s}$. Dans toutes les conditions que nous considérerons par la suite (milieu interstellaire et milieu intergalactique), les densités sont telles qu'on pourra considérer qu'un atome dans l'état $n = 2$ se désexcite instantanément.

3.2 TRANSFERT RÉSONNANT

De par la nature résonnante de la raie Lyman-α, on va pouvoir considérer l'interaction d'un photon avec un nuage d'hydrogène comme

un processus de *diffusion*, que l'on modélisera comme une suite d'absorptions et de réémissions. Dans cette section, nous allons passer en revue ces mécanismes.

3.2.1 *Absorption par un atome d'hydrogène*

3.2.1.1 *Profil d'absorption*

La section efficace de diffusion $\sigma_L(\nu)$ est alors proportionnelle à la probabilité qu'un photon de fréquence ν proche de $\nu_{Ly\alpha}$ (dans le référentiel de l'atome) soit absorbé par un atome dans l'état fondamental, autrement dit le profil $\Phi_{\mathcal{L}}(\nu)$ de la raie :

$$\sigma_L(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \Phi_{\mathcal{L}}(\nu), \tag{3.6}$$

où $f_{12} = 0.4162$ est la constante d'oscillateur pour la transition $n = 1 \to 2$. Si l'on adopte un point de vue classique où l'atome d'hydrogène serait modélisé comme un oscillateur harmonique, la constante f_{12} est à relier à la raideur du système. Une approche quantique de la diffusion d'un photon par un atome d'hydrogène permet de calculer rigoureusement la section efficace $\sigma_L(\nu)$.

Pour des applications astrophysiques, on ne peut plus considérer la diffusion d'un photon sur un atome isolé comme on l'a fait jusqu'à présent. En effet, dans un gaz à température finie, les atomes ne seront pas au repos et auront un mouvement thermique. Chacune des composantes $v_i, (i = x, y, z)$ de la vitesse des atomes aura une distribution gaussienne $f(v_i) \propto e^{-\frac{m v_i}{2 k_B T}}$, et on peut alors montrer que la norme v de la vitesse sera décrite par une distribution maxwellienne $\mathcal{M}(v)$:

$$\mathcal{M}(v) = 4\pi \left(\frac{m_p}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_p v^2}{2 k_B T}} \tag{3.7}$$

où T est la température du gaz et k_B est la constante de Boltzmann. Le mode de cette distribution, c'est-à-dire la vitesse la plus probable, vaut

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2 k_B T}{m_p}} \simeq 12.85 \left(\frac{T}{10^4\,\mathrm{K}} \right) \mathrm{km\,s^{-1}}. \tag{3.8}$$

On remarque que l'on peut réécrire $f(v_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th}} e^{-(v/v_{th})^2}$, faisant ainsi apparaître v_{th} comme la dispersion de vitesse dans le gaz (à un facteur $\sqrt{2}$ près). Bien que les plasmas astrophysiques que nous considérerons dans la suite soient très dilués, bien loin des régimes de densité des gaz sur Terre où on peut aisément faire l'hypothèse que le gaz est thermalisé, on considérera tout de même que l'on peut définir une « température » du gaz, qui correspond essentiellement à l'énergie typique des particules (via l'expression 3.8). Même si dans

un élément de volume donné, tous les états possibles de la distribution de vitesse ne sont pas atteints, on pourra tout de même utiliser l'équation (3.7) pour définir la température.

La diffusion se faisant dans le référentiel de l'atome, un atome ayant une vitesse $\mathbf{v}$ par rapport à l'ensemble du gaz verra un photon à une fréquence $\nu' \neq \nu$ à cause de l'effet Doppler. Si le photon se propage dans la direction $\mathbf{k}$, on peut écrire au premier ordre ($|\mathbf{v}| \ll c$) :

$$\nu' \simeq \nu \left(1 - \frac{\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}}{c}\right) = \nu \left(1 - \frac{v_{\parallel}}{c}\right), \tag{3.9}$$

où on définit $v_{\parallel} = \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}$ comme la composante de la vitesse de l'atome parallèle à la direction de propagation du photon. On peut décomposer la vitesse de l'atome en $(v_{\parallel}, v_{\perp,1}, v_{\perp,2})$: la distribution des $v_{\parallel}$ est donc gaussienne,

$$f(v_{\parallel})dv_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{\rm th}} e^{-(v_{\parallel}/v_{\rm th})^2} dv_{\parallel}. \tag{3.10}$$

La section efficace totale de diffusion pour un photon traversant un nuage de gaz à la température T sera donc :

$$\sigma(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{\rm th}} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\mathcal{L}}\left(\nu\left(1 - \frac{v_{\parallel}}{c}\right)\right) e^{-\left(\frac{v_{\parallel}}{v_{\rm th}}\right)^2} dv_{\parallel}. \tag{3.11}$$

En introduisant $\Delta\nu_{\rm D} \equiv \frac{v_{\rm th}}{c}\nu_{{\rm Ly}\alpha}$ le *décalage Doppler* et les variables adimensionnées x, y et a avec

$$x \equiv \frac{\nu - \nu_{{\rm Ly}\alpha}}{\Delta\nu_{\rm D}} \quad y \equiv \frac{\nu' - \nu}{\Delta\nu_{\rm D}} \quad \text{et} \quad a \equiv \frac{\Delta\nu_{\rm L}}{2\Delta\nu_{\rm D}}, \tag{3.12}$$

on peut grandement simplifier cette expression. Physiquement, $x = 1$ correspond à un décalage en fréquence de

$$\Delta\nu_{\rm D} \simeq 1.1 \times 10^{11} \sqrt{\frac{T}{10^4\,{\rm K}}}\ {\rm Hz} \tag{3.13}$$

et a compare la largeur intrinsèque de la raie à l'élargissement dû à l'effet Doppler : si $a \ll 1$, alors la largeur de la raie est négligeable devant l'élargissement Doppler, et le système est dominé par le mouvement thermique des atomes. Dans toute la suite de ce chapitre, on passera fréquemment d'une fréquence exprimée en ν à une fréquence exprimée en termes de décalage Doppler via x. Notons que dans des conditions usuelles, a sera très petit :

$$a(T) \simeq 4.73 \times 10^{-4} \left(\frac{T}{10^4\,{\rm K}}\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{3.14}$$

On peut alors faire l'approximation que $y = \frac{\nu v_{\parallel}/c}{v_{\rm th}\nu_{{\rm Ly}\alpha}/c} \simeq \frac{v}{v_{\rm th}}$, et en réinjectant les expressions (3.12) dans l'équation (3.11), on obtient

$$\sigma(x) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{\mathcal{L}}(x - y) f(y) dy,$$

avec $\Phi_{\mathcal{L}}(x) = \frac{a}{\pi}\frac{1}{a^2+x^2}$, soit encore

$$\sigma(x) = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{m_e c \Delta\nu_D} f_{12} \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{a^2+(x-y)^2} e^{-y^2} dy. \tag{3.15}$$

On peut alors faire apparaître la fonction de Hjerting $H(a,x)$, définie par

$$H(a,x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2+(x-y)^2} dy. \tag{3.16}$$

On peut, à l'aide de cette fonction, définir le profil d'absorption de la raie tel que le verrait un observateur extérieur, qu'on appelle profil de *Voigt*, défini par

$$\Phi_{\text{Voigt}}(x) = \frac{H(a,x)}{\Delta\nu_D\sqrt{\pi}}. \tag{3.17}$$

La section efficace de diffusion s'exprime alors comme

$$\sigma(x) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \Phi_{\text{Voigt}}(x). \tag{3.18}$$

En reprenant la définition de $x \equiv \frac{\nu-\nu_{\text{Ly}\alpha}}{\Delta\nu_D}$ et en notant que

$$\Phi_{\text{Voigt}}(x)dx = \Phi_{\text{Voigt}}(\nu)d\nu,$$

on peut exprimer le profil de Voigt et la section efficace σ en fonction de ν :

$$\sigma_{\text{Ly}\alpha}(\nu) = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{m_e c \Delta\nu_D} f_{12}\ H\left(a, \frac{\nu-\nu_{\text{Ly}\alpha}}{\Delta\nu_D}\right). \tag{3.19}$$

La fonction de Hjerting n'ayant pas d'expression analytique simple, on doit se contenter d'une solution numérique ou d'étudier le comportement asymptotique pour $x \ll 1$ ($\nu \simeq \nu_{\text{Ly}\alpha}$) et $x \gg 1$. Sur la figure 3.2, on compare le profil de Voigt (en rouge, trait épais) au profil intrinsèque de la raie (lorentzienne, en orange) et à la distribution gaussienne des vitesses (en bleu). On observe qu'il existe une valeur x_t marquant une transition entre un régime où le profil de la raie est bien approximé par une gaussienne ($|x| < x_t$) et un régime où le profil est globalement lorentzien ($|x| > x_t$). Analytiquement, on peut montrer que si $|x| \ll x_t$ (on parle du *cœur* de la raie), alors $H(a,x) \sim e^{-x^2}$, et si $|x| \gg x_t$ (dans les *ailes* de la raie), alors $H(a,x) \sim \frac{a}{\sqrt{\pi}x^2}$. On peut qualitativement estimer x_t comme la valeur où les deux comportements asymptotiques se rejoignent, soit

$$\frac{a}{\sqrt{\pi}x_t^2} \sim e^{-x_t^2}.$$

Cette équation se résout numériquement, et on trouve des valeurs de x_t allant de 2.5 pour $a \simeq 10^{-2}$ ($T \simeq 100\,\text{K}$) à 4.0 pour $a \simeq 10^{-6}$ ($T \simeq 10^8\,\text{K}$), avec une valeur caractéristique à $T \simeq 10^4\,\text{K}$ de $x_t \simeq 3.3$. Pour $x = 0$, on aura $H(a,0) = 1$ et

$$\sigma_0 \equiv \sigma_{\text{Ly}\alpha}(\nu_{\text{Ly}\alpha}) = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{m_e c \Delta\nu_D} f_{12} \simeq 5.92 \times 10^{-14}\,\text{cm}^2 \tag{3.20}$$

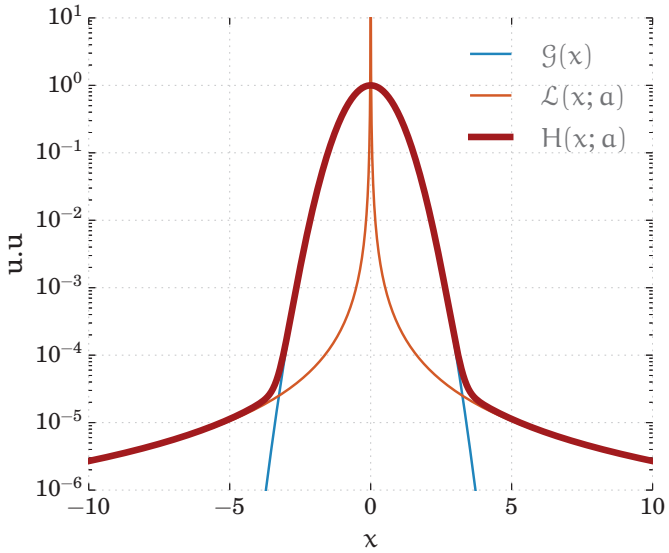


FIGURE 3.2 – Comparaison du profil de Voigt (trait épais rouge) avec le profil intrinsèque de Lorentz (en orange) et l'élargissement thermique ayant un profil gaussien (en bleu).

Par souci d'exhaustivité, rappelons que la raie Lyman-α, produite par la désexcitation $2 \to 1$, est en fait un doublet : la prise en compte de la structure fine de l'atome d'hydrogène entraîne une séparation des niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$, et donc un dédoublement de la raie. À strictement parler, le profil de la raie d'absorption est décrit par la somme de deux profils de Voigt. La différence d'énergie entre les sous-niveaux 2P est de l'ordre de 5×10^{-5} eV (soit $\Delta\nu \sim 10^{10}$ Hz $\ll \nu_{Ly\alpha}$), c'est plus que la largeur intrinsèque de la raie $\Delta\nu_L$, qui correspond à une différence d'énergie de l'ordre de $h\Delta\nu_L \simeq 4 \times 10^{-7}$ eV, et il faudrait donc en tenir compte lors de l'étude de la diffusion résonnante. Toutefois, dans des plasmas astrophysiques où $T \sim 10^4$ K, l'élargissement Doppler de la raie correspond à énergie de l'ordre de $h\Delta\nu_D \simeq 4 \times 10^{-4}$ eV : la séparation des sous-niveaux 2P est noyée dans le bruit thermique. Nous reviendrons néanmoins dans la section 3.2.2 les conséquences de ce dédoublement lors de la réémission d'un photon après une absorption.

3.2.1.2 *Probabilité d'interaction*

Nous avons vu qu'un photon à la fréquence ν_{ext} dans un référentiel extérieur et se propageant dans la direction $\mathbf{k}$ sera vu à la fréquence ν_{at} par un atome d'hydrogène. La relation (3.9) donne le lien entre ν_{ext} et ν_{at}, en prenant $\nu = \nu_{at}$ et $\nu' = \nu_{ext}$. Si on suppose que le photon est parfaitement au centre de la raie dans le référentiel de l'atome ($\nu_{at} = \nu_{Ly\alpha}$), cela impose que la composante $v_{\parallel}$ de la vitesse parallèle à la direction de propagation du photon soit déterminée par

$x = u_{\parallel} \equiv -\frac{v_{\parallel}}{v_{th}}$, avec $v_{\parallel} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. On a déterminé dans la section 3.2.1 que la probabilité qu'un photon rencontre un atome à $v_{\parallel}$ est donnée par $f(v_{\parallel})dv_{\parallel}$ (donnée par l'expression 3.10). En réalité, un photon peut interagir avec un atome même si $\nu_{at} \neq \nu_{Ly\alpha}$, avec une section efficace donnée par le profil lorentzien (3.6). En définissant x_{at} correspondant à ν_{at}, on peut exprimer la probabilité $P(x_{at}, u_{\parallel})dx_{at}$ qu'un photon entre x_{at} et $x_{at} + dx_{at}$ dans le référentiel de l'atome rencontre un atome avec une vitesse $v_{\parallel} = u_{\parallel} v_{th}$ dans le référentiel extérieur, et est proportionnelle à $\frac{e^{-(x_{at}-u_{\parallel}^2)}}{a^2+x_{at}^2}$. En normalisant, on obtient

$$P(x_{at}, u_{\parallel}) = \frac{a}{\pi H(a, u_{\parallel})} \frac{e^{-(x_{at}-u_{\parallel})^2}}{a^2 + x_{at}^2}. \tag{3.21}$$

Cette probabilité peut également se lire comme la probabilité qu'un photon à la fréquence ν_{ext} dans le référentiel extérieur soit absorbé à la fréquence ν_{at} dans le référentiel de l'atome :

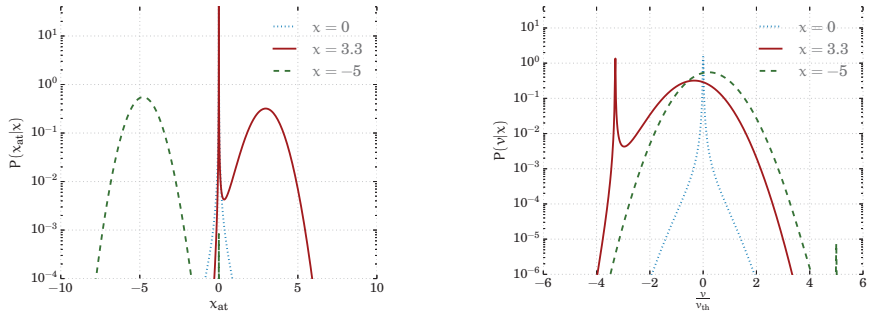
$$P(x_{at} \mid x) = \frac{a}{\pi H(a, x)} \frac{e^{-(x_{at}-x)^2}}{a^2 + x_{at}^2}. \tag{3.22}$$

Pour un photon à la fréquence x, on peut montrer que $x \simeq x_{at} - \frac{v_{\parallel}}{v_{th}}$, ce qui permet d'interpréter l'équation (3.22) comme $P(v_{\parallel} \mid x)$, via

$$P(v_{\parallel} \mid x) = \frac{a}{\pi H(a, x)} \frac{e^{-\left(\frac{v_{\parallel}}{v_{th}}\right)^2}}{a^2 + \left(x + \frac{v_{\parallel}}{v_{th}}\right)^2}. \tag{3.23}$$

La figure 3.3a illustre $P(x_{at} \mid x)$ pour quelques valeurs représentatives de x. Si l'on prend le cas particulier où le photon est à $\nu_{Ly\alpha}$ *dans le référentiel du gaz*, alors $x = 0$ (en pointillés bleus sur la figure) : le photon diffusera seulement s'il est localement à la résonance, c'est-à-dire s'il rencontre un atome à une vitesse nulle. Dans le cas extrême inverse, si le photon est loin dans les ailes (en tirets verts, pour $x = -5$), un photon diffusera préférentiellement s'il est également dans les ailes de la raie dans le référentiel de l'atome ($x_{at} \simeq -5$). En effet, la distribution maxwellienne des vitesses des atomes fait qu'il est très peu probable pour un photon de rencontrer un atome à $v_{\parallel} \simeq 5v_{th}$ (d'un facteur $e^{-25} \simeq 10^{-11}$). Il y aura par contre beaucoup d'atomes à $v_{\parallel} \simeq 0$, et donc pour lesquels $x_{at} \simeq -5$. À la transition entre le cœur et les ailes, pour $u_{\parallel} \simeq x_t$ (en rouge sur la figure), un photon diffusera soit dans les ailes ($x_{at} \simeq 3.3$), soit s'il est exactement à la résonance ($x_{at} = 0$). La transition entre diffusion dans le cœur et diffusion dans les ailes traduit ainsi la compétition entre la probabilité de trouver un atome ayant la bonne vitesse et la probabilité d'interagir. C'est ce qu'illustre la figure 3.3b : un photon dans le cœur de la raie trouvera facilement un atome $v_{\parallel} = 0$, un photon à la transition cœur-raie pourra soit diffuser sur un atome à $v_{\parallel} = 0$, soit à $v_{\parallel} = x_t v_{th}$, et un photon dans les ailes diffusera forcément sur un atome à $v_{\parallel} \simeq 0$.

En fait, cette condition impose seulement que **v** *et* **k** *soit parallèles.*



(a) Probabilité qu'un photon à la fréquence ν_{ext} diffuse sur un atome qui le voit à la fréquence ν_{at}.

(b) Probabilité qu'un photon diffuse sur un atome ayant une vitesse v.

FIGURE 3.3 – Probabilité d'interaction pour un photon à x, pour quelques valeurs de x.

3.2.1.3 *Profondeur optique*

On a vu dans la section 2.4.1 que la probabilité pour un photon à la fréquence ν traverse un nuage de gaz d'épaisseur s sans être absorbé s'écrit $P(s) = e^{-\tau_\nu(s)}$, avec $\tau_\nu(s)$ la profondeur optique à la fréquence ν correspondant à une épaisseur physique s. Par définition, τ_ν dépend du milieu, et avec la section efficace d'absorption donnée par (3.18), on a

$$\tau_\nu(s) = \int_0^s \sigma_{Ly\alpha}(\nu) n_{HI}(l) dl = \sigma_{Ly\alpha}(\nu) \int_0^s n_{HI}(l) dl = \sigma(\nu) N_{HI}, \tag{3.24}$$

avec n_{HI} la densité locale d'hydrogène neutre et N_{HI} la densité de colonne correspondante. Cette expression peut se réécrire en notant que $\sigma(\nu) = \sigma_0 H(a, x)$, ce qui permet de définir la profondeur optique au centre de la raie $\tau_0 \equiv \sigma_0 N_{HI}$:

$$\tau_\nu(s) = \sigma_0 N_{HI} H\left(a, \frac{\nu - \nu_{Ly\alpha}}{\Delta\nu_D}\right) \equiv \tau_0 H\left(a, \frac{\nu - \nu_{Ly\alpha}}{\Delta\nu_D}\right) \tag{3.25}$$

On peut définir le libre parcours moyen ou *mean free path* $\lambda_{mfp}^{Ly\alpha}(\nu)$ comme la distance typique que va parcourir un photon entre deux interactions, c'est-à-dire la distance correspondant à $\tau_\nu(\lambda_{mfp}^{Ly\alpha}) = 1$. Si le gaz a une densité moyenne $\langle n_{HI} \rangle$, on peut exprimer cette distance comme

$$\lambda_{mfp}^{Ly\alpha}(\nu) \simeq \frac{1}{\sigma(\nu)\langle n_{HI} \rangle}. \tag{3.26}$$

Au centre de la raie ($\nu \simeq \nu_{Ly\alpha}$), pour une densité typique du milieu interstellaire de $\langle n_{HI} \rangle \simeq 1\,\mathrm{cm}^{-3}$, un photon parcourra donc en moyenne $\lambda_{mfp}^{Ly\alpha}(\nu_{Ly\alpha}) = 1.7 \times 10^{13}\,\mathrm{cm} = 5.5 \times 10^{-6}\,\mathrm{pc}$. Un photon de fréquence $\nu_{Ly\alpha}$ sera donc très rapidement réabsorbé, et diffusera quasiment sur place. À l'aide de l'équation (3.24), on peut donner une

condition sur la densité de colonne pour qu'un système soit opaque à la raie Lyα ($\tau_{\mathrm{Ly}\alpha} = 1$) : un système sera optiquement épais dès que $N_{\mathrm{H\,I}} \geqslant 1.7 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

3.2.2 *Réémission et redistribution*

La diffusion étant un phénomène cohérent (dans le référentiel de l'atome), lors de la ré-émission, le nouveau photon sera émis à une fréquence $\nu'_{\mathrm{at}} = \nu_{\mathrm{at}}$ dans le référentiel de l'atome[2].

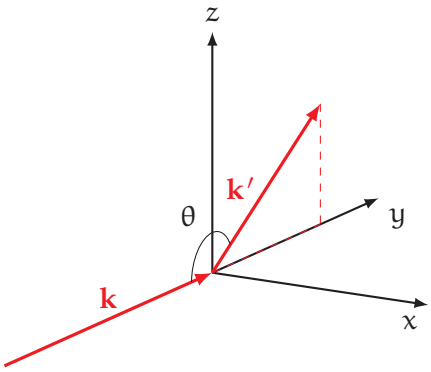


FIGURE 3.4 – Diffusion sur un atome en (0,0,0) d'un photon arrivant à $\mathbf{k}$ et réémis dans la direction $\mathbf{k}'$ dans le référentiel extérieur.

Sa direction de propagation après diffusion $\mathbf{k}'$ sera modifiée lors l'interaction (comme illustré sur le schéma 3.4), si bien que pour un observateur extérieur, la fréquence ν'_{ext} du photon sera également modifiée par rapport à ν_{ext}, et on peut définir la *fonction de redistribution* $R(y, \mathbf{k}', x, \mathbf{k})$. La probabilité qu'un photon de fréquence entre x et $x + dx$ (correspondant à une fréquence $\nu_{\mathrm{ext}} + d\nu_{\mathrm{ext}}$ avec les notations 3.12) se propageant dans une direction $\mathbf{k}$ (à un angle solide $d\omega$ près) soit réémis à une fréquence entre y et $y + dy$ et dans une direction $\mathbf{k}'$ (à $d\omega'$ près) est alors donnée par

$$R(y, \mathbf{k}', x, \mathbf{k})\,dx\;dy\;\frac{d\omega}{4\pi}\frac{d\omega'}{4\pi}. \tag{3.27}$$

Une propriété de la fonction de redistribution est que si l'on intègre sur tous les états sortants possibles et sur toutes les directions, on doit retrouver le profil d'absorption :

$$\phi(x)\,dx = \iiint R(y, \mathbf{k}', x, \mathbf{k})\,dy\;\frac{d\omega}{4\pi}\frac{d\omega'}{4\pi}.$$

2. En réalité, lors d'une interaction, il y a un transfert de moment entre le photon et l'atome, causant un *recul* de l'atome. Pour conserver l'énergie totale, cela impose que la fréquence du photon réémis soit légèrement différente. FIELD (1959) a montré que ce décalage en fréquence est de l'ordre $\gamma_r \Delta\nu_D$ décalages Doppler, avec $\gamma_r = \frac{h\nu_{\mathrm{at}}}{m_p \nu_{\mathrm{th}} c} \simeq \frac{h\Delta\nu_D}{m_p v_{\mathrm{th}}^2} = \frac{h\Delta\nu_D}{2k_B T}$. Pour un gaz à $T \sim 10^4\,\mathrm{K}$, ce décalage est infime, de l'ordre de $\gamma_r \simeq 2.5 \times 10^{-4}$, et toujours négligeable devant le décalage Doppler dû au mouvement thermique des atomes.

Si l'on suppose que

(i) la probabilité qu'un photon arrive à $(x, \mathbf{k})$ ne dépend que de x,

(ii) la probabilité qu'un tel photon soit réémis dans une direction $\mathbf{k}'$ ne dépend pas de la fréquence,

alors on peut séparer R en un profil d'absorption, une fonction de *redistribution angulaire* $W(\theta)$, où θ est l'angle entre les directions $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k}'$, et une fonction de *redistribution en fréquence* $R(y, x)$. Comme noté par Dijkstra et Kramer (2012), la fonction de redistribution en fréquence $R(y, x)$ correspond en fait à une moyenne de $R(y, x \mid \theta)$ sur tous les angles θ possible.

3.2.2.1 *Redistribution angulaire*

On appelle en général *fonction de phase* la partie $W(\theta)$ de la fonction de redistribution qui décrit la probabilité qu'un photon soit réémis dans une direction faisant un angle θ avec la direction d'émission[3]. Un traitement quantique de la diffusion permet de déterminer l'expression de $W(\theta)$ en fonction des transitions étudiées. Dans l'approximation dipolaire, Hamilton (1940) a montré que la fonction de phase prenait la forme

$$W(\theta) = 1 + \frac{R}{Q}\cos^2\theta, \tag{3.28}$$

Physiquement, on reliera $\frac{R}{Q}$ au degré de polarisation pour une diffusion à 90°.

où le rapport $\frac{R}{Q}$ dépend des changements de moment angulaire lors de la série de transitions électroniques mises en jeu pour la diffusion. On exprimera fréquemment W en fonction de $\mu \equiv \cos\theta$, et on normalisera $W(\mu)$ de sorte à ce que $\int W(\mu)d\mu = 1$.

Pour une transition $1S_{1/2} \to 2P_{1/2} \to 1S_{1/2}$, $\frac{R}{Q} = 0$, et la redistribution angulaire est donc complètement isotrope. Dijkstra et Loeb (2008) donnent une explication qualitative qui parlera peut-être plus au physicien : dans l'état $2S_{1/2}$, la partie angulaire de la fonction d'onde est constante (voir par exemple White 1931). Une fois un atome d'hydrogène excité dans cet état, il perd toute mémoire de la direction de propagation du photon qu'il a absorbé, et la direction d'émission sera donc aléatoire avec une distribution isotrope. Pour une transition $1S_{1/2} \to 2P_{3/2} \to 1S_{1/2}$, en revanche, Hamilton (1940) a calculé que $\frac{R}{Q} = \frac{(j+1)(2j+3)}{26j^2-15j-1} = \frac{3}{7}$ avec $j = 3/2$ le moment angulaire total du système. La multiplicité de spin des états nL_j valant $2j+1$, il sera est deux fois plus probable d'effectuer une transition passant par l'état $2P_{3/2}$ que par l'état $2P_{1/2}$. Pour un photon dans les ailes de la raie[4], Stenflo (1980) a montré que les deux sous-niveaux

3. Si l'on fait pour l'instant l'approximation que le rayonnement incident n'est pas polarisé, alors la composante azimutale (selon ϕ) est isotrope, et on peut exprimer W uniquement en fonction de θ. On reviendra sur cette hypothèse dans la section 3.2.4 suivante.

4. Il n'y a a priori pas de raison pour que les définitions de cœur et ailes de la raie soient les mêmes ici que dans la section 3.2.1.1, puisqu'ici c'est la séparation

interféraient entre eux (voir aussi DIJKSTRA et LOEB 2008), et que le système se comporte comme un dipôle pour la diffusion. Dans ces conditions, la fonction de phase est décrite par la fonction de phase de *Rayleigh*, qui correspond à $\frac{R}{Q} = 1$.

En résumé, on peut distinguer trois cas :

— Redistribution au centre de la raie en passant par le niveau $2P_{1/2}$ (1/3 des transitions au centre) :

$$W_{\text{centre},1/2}(\mu) = \frac{1}{2} \tag{3.29}$$

— Redistribution au centre de la raie en passant par le niveau $2P_{3/2}$ (2/3 des transitions au centre) :

$$W_{\text{centre},3/2}(\mu) = \frac{7}{16}\left(1 + \frac{3}{7}\mu^2\right) \tag{3.30}$$

— Redistribution dans les ailes de la raie :

$$W_{\text{ailes}}(\mu) = \frac{3}{8}\left(1 + \mu^2\right) \tag{3.31}$$

On peut regrouper les expressions (3.29) et (3.30) pour obtenir la fonction de phase dans le centre de la raie :

$$W_{\text{centre}}(\mu) = \frac{11}{24} + \frac{3}{24}\mu^2. \tag{3.32}$$

Ces quatre fonctions sont représentées sur la figure 3.5. La redistribution d'un photon à $\theta = 90°$ ($\mu = 0$) est généralement défavorisée, mais l'effet est plus marqué si le photon est dans les ailes de la raie. Comme on le verra dans la section 3.2.4, l'une des conséquences sera que les photons dans les ailes contribuent beaucoup plus à la polarisation que les photons du centre.

3.2.2.2 *Redistribution en fréquence*

Une seconde conséquence de la séparation entre diffusion dans le cœur et dans les ailes est que le décalage en fréquence dû à l'effet Doppler dépendra fortement de la fréquence. En effet, le fait que la diffusion soit cohérente dans le référentiel de l'atome implique que la fréquence de réémission y s'exprime comme $y = x + \frac{\mathbf{v}\cdot(\mathbf{k}-\mathbf{k}')}{v_{\text{th}}}$. En prenant une base telle que $\mathbf{k} = (1, 0, 0)$, on peut décomposer $\mathbf{k}' = (\mu, \sqrt{1-\mu^2}, 0)$, et $\mathbf{v} = (v_{\parallel}, v_{\perp,1}, v_{\perp,2})$. Dans ce système de coordonnées, et en posant $u = \frac{v_{\parallel}}{v_{\text{th}}}$ et $w = \frac{v_{\perp,1}}{v_{\text{th}}}$, on obtient (en négligeant le recul de l'atome)

$$y = x + u(1-\mu) + w\sqrt{1-\mu^2}. \tag{3.33}$$

intrinsèque entre les niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ qui va compter. DIJKSTRA et LOEB (2008) suggèrent en s'appuyant sur les travaux de STENFLO (1980) que dès que $|x| > x_{\text{crit}} \equiv 0.2$, on peut considérer qu'on est dans les ailes de la raie. Pour éviter toute confusion, on parlera du *centre* de la raie pour $|x| \leqslant 0.2$.

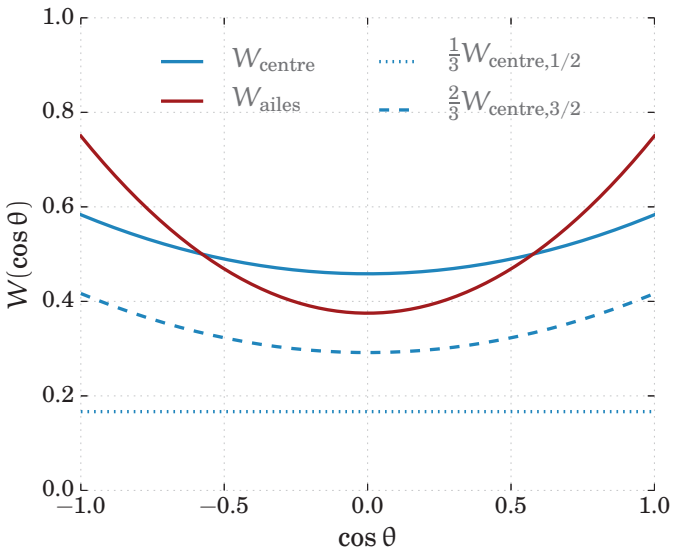


FIGURE 3.5 – Fonction de phase dans le centre (en bleu) et dans les ailes (en rouge) de la raie.

La probabilité qu'un photon soit absorbé à x et réémis à y dépend donc fortement de μ, et HENYEY (1940) puis DIJKSTRA et KRAMER (2012, appendice C) ont montré que

$$R(y,x \mid \mu) = \frac{a}{\pi^{\frac{3}{2}}\phi(x)\sqrt{1-\mu^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-u^2}}{(x-u)^2+a^2} e^{-\left(\frac{x-y+u(\mu-1)}{\sqrt{1-\mu^2}}\right)^2} du. \tag{3.34}$$

Pour obtenir $R(y,x)$ à partir de $R(y,x \mid \mu)$, il faut donc calculer l'intégrale $\int R(y,x \mid \mu) W(\mu) d\mu$, qui va dépendre fortement de si la diffusion se fait dans les ailes ou au centre de la raie.

UNNO (1952) a calculé analytiquement $R(y,x)$ pour une redistribution isotrope ($W(\theta) \sim 1$). Ces calculs ont été étendus par HUMMER (1962) au cas d'une redistribution dipolaire ($W(\theta) \sim 1+\cos^2\theta$). En suivant ses notations et en posant $\underline{x}$ et $\overline{x}$ respectivement pour la plus petite et la plus grande valeur entre $|x|$ et $|y|$, on a la formule suivante pour la redistribution isotrope :

$$R_{II-A}(y,x) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}}} \int_{\frac{|\overline{x}-\underline{x}|}{2}}^{+\infty} e^{-u^2} \left(\arctan\left(\frac{\underline{x}+u}{a}\right) - \arctan\left(\frac{\overline{x}-u}{a}\right)\right) du \tag{3.35}$$

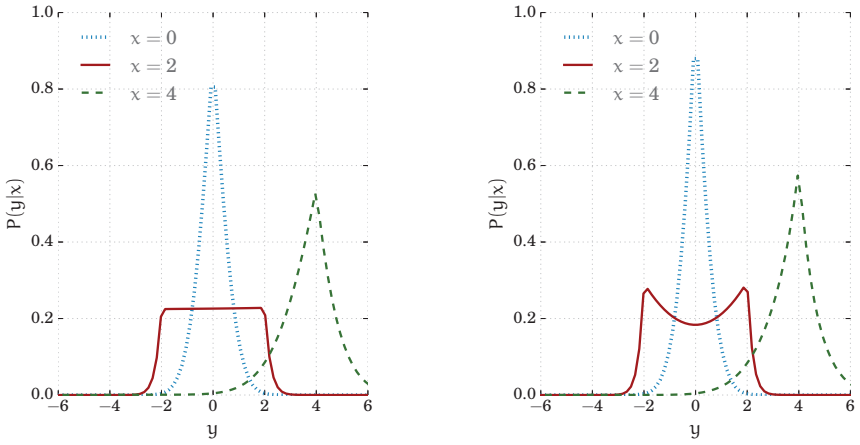
Dans le cas de la redistribution dipolaire, on a :

$$R_{II-B}(y,x) = \frac{3a}{8\pi^{\frac{3}{2}}} \int_{\frac{|\overline{x}-\underline{x}|}{2}}^{+\infty} e^{-u^2} \int_{\overline{x}-u}^{\underline{x}+u} \left[3 - \left(\frac{x-t}{u}\right)^2 - \left(\frac{y-t}{u}\right)^2 + 3\left(\frac{x-t}{u}\right)^2\left(\frac{y-t}{u}\right)^2\right] \frac{dt\,du}{t^2+a^2} \tag{3.36}$$

À l'aide de ces fonctions, on peut exprimer la probabilité $P(y \mid x)$ qu'un photon absorbé à x soit réémis à y via le théorème de Bayes (LEE, 1974), via

$$P(y \mid x) = \frac{R(y, x)}{\phi(x)},$$

ce qui revient essentiellement à normaliser $R(y, x)$ de sorte à ce que $P(y \mid x)\, dx$ soit une densité de probabilité.



(a) $P_{II-A}(y \mid x)$ (b) $P_{II-B}(y \mid x)$

FIGURE 3.6 – Probabilité qu'un photon à une fréquence x soit réémis à une fréquence y lors d'une diffusion isotrope (à gauche) ou dipolaire (à droite).

On représente sur la figure 3.6 $P_{II-A}(y \mid x)$ et $P_{II-B}(y \mid x)$ pour une diffusion au centre de la raie ($x = 0$, en pointillés bleus), dans le cœur de la raie ($x = 2$, en rouge) et dans les ailes ($x = 4$, en tirets verts). Pour interpréter ces figures, il faut revenir à la figure 3.3b, qui représente la probabilité qu'un photon à une fréquence x soit absorbé par un atome à une vitesse $v_{\parallel}$ donnée. À la résonance (pour $x = 0$), un photon interagira préférentiellement avec un atome à $v_{\parallel} = 0$: le référentiel de l'atome correspond au référentiel extérieur, et le photon sera réémis à la même fréquence. Au cœur de la raie ($|x| < x_t$), un photon diffusera préférentiellement sur un atome ayant une vitesse $v_{\parallel} \simeq x v_{th}$, et sera réémis à une fréquence y déterminée par l'expression (3.33). La condition sur les vitesses donne que $-x \leqslant y \leqslant x$, et pour une diffusion isotrope (comme sur la figure 3.6a), toutes les valeurs de $\mu = \cos\theta$ sont équiprobables, donc $P_{II-A}(y \mid x)$ est constante entre $-x$ et x. Pour une diffusion dipolaire (figure 3.6b), on retrouve la forme de la fonction de phase entre $-x$ et x. Enfin, pour une diffusion dans les ailes ($|x| > x_t$), le photon interagira surtout avec des atomes à $|v_{\parallel}| \ll |x| v_{th}$, et sera donc réémis à $\sim x$.

La redistribution en fréquence est déterminante pour le transfert : la profondeur optique diminue rapidement avec x, et après quelques

diffusions un photon est progressivement décalé en fréquence vers les ailes et voit donc une profondeur optique plus faible.

3.2.2.3 *Approches analytiques*

Bien que le problème du transfert résonnant soit impossible à résoudre analytiquement pour une géométrie quelconque, la résolution de l'équation du transfert radiatif (2.23) pour une raie résonnante dans des cas idéalisés permet une première approche du problème. On va ici s'intéresser au cas particulier d'une tranche (*slab*) de gaz homogène à une densité $n_{\mathrm{H\,I}}$, infinie dans deux directions et d'épaisseur 2L finie, où la source (c'est-à-dire l'ensemble des points à $\tau = 0$) est dans le plan médian. Les photons verront initialement une profondeur optique de $\tau_0 = n_{\mathrm{H\,I}}\sigma_0 L$ au centre de la raie, et on supposer $\tau_0 \gg 1$. En s'inspirant des travaux de Unno (1955) traitant du transfert de la raie Lyα de l'hélium, Harrington (1973) a donné une première solution. Neufeld (1990) a ensuite généralisé ces résultats aux cas où la source n'est pas centrée par rapport au milieu diffusif et où les photons sont émis avec une fréquence $x_i \neq 0$. Pour une source monochromatique dans le plan médian du système, la solution de Neufeld pour l'intensité émergente à $\pm L$ (autrement dit à $\pm\tau_0$) moyennée sur toutes les directions revient à celle de Harrington et s'exprime comme :

On prend ici les mêmes notations que Dijkstra *et al. (2006)*

$$J(x, \tau_0) = \frac{\sqrt{6}}{24\sqrt{\pi}a\tau_0} \frac{x^2}{\cosh\left(\sqrt{\pi^3/54}\left(\frac{x^3}{a\tau_0}\right)\right)}. \tag{3.37}$$

Dijkstra et al. (2006) a plus tard proposé une solution pour le problème d'une source au centre d'une sphère homogène d'épaisseur optique τ_0 :

$$J(x, \tau_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{24a\tau_0} \frac{x^2}{1 + \cosh\left(\sqrt{2\pi^3/27}\left(\frac{x^3}{a\tau_0}\right)\right)}, \tag{3.38}$$

et on peut montrer que $J(x, \tau_0)$ a un maximum en $x_\star \simeq \pm 1.06(a\tau_0)^{\frac{1}{3}}$ pour la tranche homogène et en $x_\star \simeq 0.92(a\tau_0)^{1/3}$ pour le cas sphérique. La figure 3.7 présente spectre $J(x, \tau_0)$ émergent d'une sphère pour $\tau = 10^4, 10^5$ et 10^6. On voit bien que le pic de $J(x, \tau_0)$ se déplace vers les grandes valeurs de $x_\star$ lorsque l'épaisseur optique du milieu augmente. Dans les expressions précédentes, on fait l'hypothèse que les photons sont émis à $x = 0$, soit $\nu_{\mathrm{Ly}\alpha}$ exactement : on peut interpréter la figure 3.7 comme la redistribution en fréquence subie par une raie monochromatique lors du transfert à travers un nuage de gaz d'épaisseur optique τ_0. Les photons seront décalés en fréquences jusqu'à ce qu'ils puissent sortir du cœur de la raie. Quand les photons arrivent à $x_\star$, la probabilité d'interagir n'est plus que de $\tau_0 H\left(a, (a\tau_0)^{\frac{1}{3}}\right)$, et si $\tau_0 \gg 1$, on aura $H(a, x_\star) \ll 1$ et donc $\tau(x\star) \ll \tau_0$.

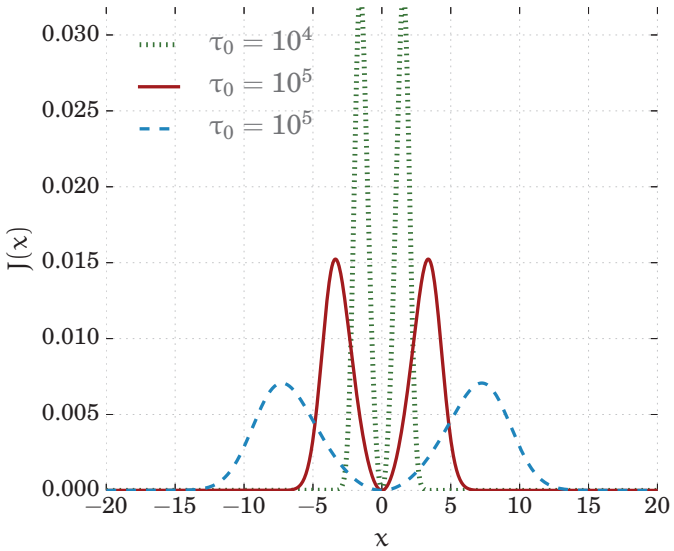


FIGURE 3.7 – Spectre émergent d'une sphère d'épaisseur optique τ_0 pour quelques valeurs de τ_0.

OSTERBROCK (1962) suggère que la diffusion résonnante est équivalente à une marche aléatoire dans l'espace, où à chaque interaction, un photon ne peut se déplacer que d'environ λ_{mfp}, ce qui impose qu'il faut $\langle N \rangle \propto \tau_0^2$ pour s'échapper (RYBICKI et LIGHTMAN, 1979). En réalité, la diffusion se comporte plutôt comme une marche aléatoire à la fois dans l'espace et en fréquence, ce qui a pour conséquence qu'après une interaction, un photon soit suffisamment décalé en fréquence pour pouvoir s'échapper. Il y a donc une compétition entre une série de petites excursions en fréquences accompagnées de petits trajets dans l'espace, et une grande excursion en fréquence (qui amène le photon à $\sim x_\star$) permettant au photon de s'échapper lors de sa *plus grande excursion*. Dans ce dernier cas, on peut montrer que $\langle N \rangle \propto \tau_0$. Les résultats numériques de ADAMS (1972) suggèrent que c'est cette dernière possibilité qui est dominante. HARRINGTON (1973) l'a confirmé en montrant qu'un photon diffusera $\langle N \rangle \simeq 0.91\tau_0$ fois avant de s'échapper.

C'est la nécessité de prendre en compte l'intrication entre le déplacement spatial et en fréquence des photons qui rend le transfert Lyα à la fois si riche et si complexe. La redistribution en fréquence implique que la cinématique du gaz dans lequel se propage les photons va être déterminante pour déterminer le spectre émergent. Réciproquement, l'étude du spectre de la raie Lyα peut en principe permettre d'accéder à des informations sur la cinématique du gaz. Néanmoins, en dehors de cas très simples comme ceux évoqués jusqu'ici rendent les outils analytiques inopérants, et il est alors nécessaire de passer par une approche numérique. Nous décrirons le fonctionnement d'un code pour le transfert radiatif Lyα dans la section 3.4.

3.2.3 *Interaction avec la poussière*

Les grains de poussière produits dans les atmosphères des géantes rouges en fin de vie et présents dans le milieu interstellaire des galaxies en affectent considérablement le spectre, puisqu'ils jouent le rôle d'écran qui va absorber une partie de la lumière pour la réémettre dans l'infrarouge thermique. Les photons Lyα pourront donc, au cours de leur trajet dans une galaxie, rencontrer des grains de poussière. Une partie des photons sera alors absorbée par la poussière (et contribueront à la chauffer, avant d'être réémis dans l'infrarouge), tandis qu'une autre partie sera réfléchie (c'est-à-dire diffusée) et continuera sa route jusqu'à la prochaine interaction. L'équilibre entre ces deux phénomènes est régi par l'*albédo*, qui correspond rapport entre les sections efficaces de diffusion σ_s et d'absorption σ_d. Formellement, l'albédo est défini comme

$$A = \frac{\sigma_s}{\sigma_s + \sigma_a} = \frac{\sigma_s}{\sigma_d}. \tag{3.39}$$

L'albédo est une fonction de la longueur d'onde et de la composition de la poussière, qui est mal connue. Dans l'UV, autour de $\lambda_{Ly\alpha}$, A varie entre 0.3 et 0.4 (Draine, 2003 ; Li et Draine, 2001) dans les conditions observées dans les galaxies de l'Univers Local.

La diffusion sur la poussière n'est pas isotrope, et tout comme on a défini une fonction de phase pour la diffusion sur un atome d'hydrogène, on peut définir une fonction analogue pour la poussière. Cette tâche est cependant ardue en raison des faibles contraintes sur la composition de la poussière. Henyey et Greenstein (1941) ont proposé une fonction de phase sous la forme

$$P_{HG}(\mu) = \frac{1}{4\pi} \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{\frac{3}{2}}} \tag{3.40}$$

où $g = \langle \mu \rangle$ est un paramètre décrivant l'asymétrie de la diffusion. Si $g = 0$, on retrouve une diffusion isotrope, et si $g = 1$, tous les photons sont diffusés avec $\mu = 1$, c'est-à-dire vers l'avant. Dans l'Univers Local, Li et Draine (2001) ont déterminé $g \simeq 0.73$.

La section efficace d'interaction avec la poussière est très faible (de l'ordre de $\sigma_d \lesssim 10^{-21}\,\mathrm{cm}^2$, Li et Draine 2001), et la probabilité d'interagir avec un grain de poussière est donc minime. Néanmoins, la nature résonnante de la raie Lyα fait qu'un photon émis dans une galaxie diffusera de nombreuses fois avant de pouvoir en sortir et aura ainsi un trajet beaucoup plus long qu'un photon du continu, au point que l'effet de la poussière soit important à prendre en compte, puisque c'est le seul mécanisme capable de faire disparaître des photons Lyα.

3.2.4 *Transfert radiatif polarisé*

Nous n'avons pour l'instant considéré que le caractère corpusculaire de la lumière. En réalité, on peut décrire la propagation de la lumière comme celle d'une onde, pour laquelle il faut tenir compte de la polarisation[5]. Dès le milieu du XIXe siècle, STOKES (1851) avait entrepris de d'étudier la propagation d'une onde lumineuse polarisée dans « On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources », mais c'est véritablement CHANDRASEKHAR (1960) qui en établira le formalisme moderne.

On notera $\mathbf{k}$ la direction de propagation, E_0 est l'amplitude de l'onde, et $\mathbf{e}$ la *direction de polarisation* de l'onde, avec la contrainte que $\mathbf{k} \perp \mathbf{e}$ qui impose que le *plan de polarisation* soit perpendiculaire à la direction de propagation. On peut sans perdre de généralité supposer que la propagation se fait dans la direction z. Une onde lumineuse polarisée elliptiquement dans le plan Oxy est alors décrite par (CHANDRASEKHAR, 1960, §15.1, eq. 142-143) :

$$\mathbf{E} = E_0 \begin{pmatrix} \sqrt{\cos^2\beta\cos^2\chi + \sin^2\beta\sin^2\chi}\,\sin(\omega t - \varphi_x) \\ \sqrt{\cos^2\beta\sin^2\chi + \sin^2\beta\cos^2\chi}\,\sin(\omega t - \varphi_y) \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{3.41}$$

où $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation de l'onde, χ est défini par l'angle entre le grand axe de l'ellipse et la direction x. On définit l'ellipticité de l'onde βde sorte à ce que pour une onde linéairement polarisée $\beta = 0$ et pour une onde de polarisation circulaire droite (gauche) on aura $\beta = \frac{\pi}{2}$ $(-\frac{\pi}{2})$. Dans l'équation (3.41), on a défini $\tan\varphi_x = \tan\beta\tan\chi$ et $\tan\varphi_y = -\frac{\tan\beta}{\tan\chi}$. La figure 3.8 illustre l'*ellipse de polarisation*, qui décrit l'ensemble des états de polarisations possibles pour le vecteur $\mathbf{E}$. En suivant CHANDRASEKHAR (1960), on introduit les *paramètres de Stokes* :

$$\begin{aligned} I &= {E_{0x}}^2 + {E_{0y}}^2 &&= I \\ Q &= {E_{0x}}^2 - {E_{0y}}^2 &&= I\cos 2\beta\cos 2\chi \\ U &= 2E_{0x}E_{0y}\cos(\varphi_x - \varphi_y) &&= I\cos 2\beta\sin 2\chi \\ V &= 2E_{0x}E_{0y}\sin(\varphi_x - \varphi_y) &&= I\sin 2\beta, \end{aligned} \tag{3.42}$$

définissant ainsi le *vecteur de Stokes* $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)$.

On peut alors remarquer que

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2. \tag{3.43}$$

5. En fait, on peut aussi faire définir la polarisation de la lumière sans faire intervenir de formalisme ondulatoire. Le photon étant un boson de spin 1 et de masse nulle, la projection de son spin ne peut prendre que les valeurs -1 et $+1$, définissant deux états propres de polarisation. On peut montrer que ces deux états correspondent respectivement à une polarisation circulaire gauche et droite. L'état d'un photon sera décrit comme une superposition de ces deux états propres, permettant ainsi de décrire n'importe quel état de polarisation.

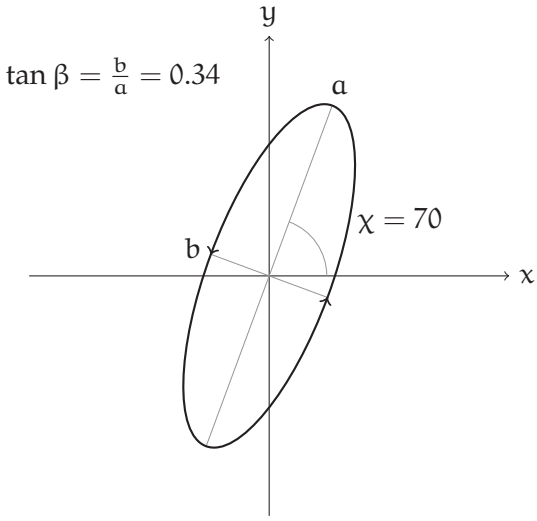


FIGURE 3.8 – Ellipse de polarisation indiquant l'ellipticité β et l'angle de polarisation χ.

Dans le cas d'une onde polarisée linéairement, $\beta = 0$ implique que $V = 0$. On peut remonter à la direction de polarisation χ et à l'ellipticité via

$$\tan 2\chi = \frac{U}{Q} \tag{3.44}$$

et

$$\tan 2\beta = \frac{V}{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}. \tag{3.45}$$

À l'aide de ce formalisme, on peut décrire l'état d'une onde partiellement polarisée comme une somme d'ondes totalement polarisées (CHANDRASEKHAR, 1960, §15, eq. 164) :

$$\begin{aligned} I &= \sum_n I^{(n)} \\ Q = \sum_n Q^{(n)} &= \sum_n I^{(n)} \cos 2\beta_n \cos 2\chi_n \\ U = \sum_n U^{(n)} &= \sum_n I^{(n)} \cos 2\beta_n \sin 2\chi_n \\ V = \sum_n V^{(n)} &= \sum_n I^{(n)} \sin 2\beta_n \end{aligned} \tag{3.46}$$

où les $I^{(n)}$, χ_n et β_n décrivent les intensités, directions de polarisations et ellipticités des différentes ondes. Pour un tel mélange d'ondes, les directions de polarisation peuvent être toutes différentes, de sorte que l'équation (3.43) devient une inégalité :

$$I^2 \geqslant Q^2 + U^2 + V^2. \tag{3.47}$$

On définit alors le *degré de polarisation* $\mathcal{P}$ comme

$$\mathcal{P} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \tag{3.48}$$

de sorte à ce que pour une onde complètement polarisée, $\mathcal{P} = 1$. On peut alors décomposer tout rayon lumineux comme la superposition de deux ondes, l'une totalement polarisée et l'autre complètement dépolarisée :

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1-\mathcal{P})I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathcal{P}I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix}. \tag{3.49}$$

À l'aide de ce formalisme, on peut décrire la transformation du vecteur de Stokes lors d'une diffusion comme une transformation sur ce vecteur, et l'intensité diffusée dans un angle solide $d\omega'$ la direction $\mathbf{k}'$ sera donnée proportionnelle à $\mathbf{R}(\theta)\tilde{\mathbf{I}}d\omega'$ (Chandrasekhar, 1960, §15, eq. 208), où θ est l'angle entre $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k}'$. On appelle *matrice de phase* la matrice $\mathbf{R}(\theta)$, qui dépend du type de diffusion. Chandrasekhar donne une expression de $\mathbf{R}$ permettant de calculer la transformation des composantes $I_{\parallel} = {E_{\parallel}}^2$ et $I_{\perp} = {E_{\perp}}^2$, que l'on relie aux paramètres de Stokes via $I = I_{\parallel} + I_{\perp}$ et $Q = I_{\parallel} - I_{\perp}$. Dans le cas d'une diffusion isotrope, on a

$$\mathbf{R}_{\text{isotrope}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{3.50}$$

alors que dans le cas de la diffusion Rayleigh (dipolaire), la matrice de phase s'exprime comme

$$\mathbf{R}_{\text{dipolaire}} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+\cos^2\theta & \cos^2\theta - 1 & 0 & 0 \\ \cos^2\theta - 1 & 1+\cos^2\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\theta \end{pmatrix}. \tag{3.51}$$

On peut alors montrer (Chandrasekhar, 1960 ; Hamilton, 1947) que l'on peut décomposer une diffusion résonnante comme une superposition de diffusions isotrope et dipolaire. Lors d'une telle diffusion, le paramètre de Stokes V est transformé via $V' = \frac{3}{2}E_3\cos\theta V$. En notant $\tilde{\mathbf{R}}_{\text{isotrope}}$ et $\tilde{\mathbf{R}}_{\text{dipolaire}}$ les matrices $\mathbf{R}_{\text{isotrope}}$ et $\mathbf{R}_{\text{dipolaire}}$ dont on aurait ôté la quatrième ligne et la quatrième colonne, on peut écrire

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \end{pmatrix} = \left(\frac{3}{2}E_1\tilde{\mathbf{R}}_{\text{dipolaire}} + E_2\tilde{\mathbf{R}}_{\text{isotrope}}\right)\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \end{pmatrix}. \tag{3.52}$$

Les paramètres E_1, E_2 et E_3 sont définis suivant les notations de Chandrasekhar (1960). Lors d'une diffusion, si on suppose le rayon-

nement incident non polarisé, alors $Q = U = 0$ et on peut définir la fonction de phase comme

$$W(\theta) = \frac{I'}{I} = E_2 + \frac{3}{4}E_1 + \frac{3}{4}E_1 \cos^2\theta,$$

que l'on peut mettre sous la forme $1 + \frac{R}{Q}\cos^2\theta$ (eq. 3.28) avec

$$\frac{R}{Q} = \frac{E_1}{E_1 + \frac{4}{3}E_2}.$$

À partir de ces expressions, on montre que ce rapport correspond au degré de polarisation maximal acquis après une diffusion, soit $\mathcal{P}(\theta = 90°)$.

Pour le cas du transfert Lyα polarisé, on a vu dans la section 3.2.2 que la diffusion dans les ailes de la raie était équivalente à une diffusion Rayleigh pure, l'expression (3.51) est donc bien adaptée à ce cas. On a alors $E_1 = 1$ et $E_2 = 0$, et donc $\mathcal{P}(90°) = 1$. Hamilton (1947) a montré que, pour une diffusion dans le cœur de la raie en passant par le niveau $2P_{3/2}$, on a $(E_1, E_2)_{\frac{3}{2}} = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ et $(E_1, E_2)_{\frac{1}{2}} = (0, 1)$ pour le cas d'une diffusion passant par le niveau $2P_{1/2}$. On aura alors respectivement $\mathcal{P}(90°)_{\frac{3}{2}} = \frac{3}{7}$ et $\mathcal{P}(90°)_{\frac{1}{2}} = 0$.

Par analogie avec les raies du calcium, Hamilton *(1947) puis* Dijkstra *et* Loeb *(2008) appellent respectivement H et K les transitions passant par les niveaux* $2P_{\frac{3}{2}}$ *et* $2P_{\frac{1}{2}}$.

3.3 Émission de photons Lyman-α

Nous allons maintenant établir les différents mécanismes menant à la production de photons Lyman-α et établir les contextes astrophysiques dans lesquels on les retrouve.

3.3.1 *Production d'un photon*

On a vu que l'émission d'un photon Lyα résulte de la désexcitation radiative d'un atome d'hydrogène de l'état $2 \to 1$. En dehors du cas du transfert résonnant étudié dans la section 3.2 où un photon est absorbé puis réémis, l'émission Lyα n'est en général que la dernière étape d'une *cascade radiative*, qui se produit lorsqu'un atome d'hydrogène dans un état $n > 2$ se désexcite vers l'état 2P, et enfin revient dans l'état fondamental via l'émission d'un photon Lyα. Il faut toutefois noter que toutes les excitations dans un état $n > 2$ ne mèneront pas nécessairement à la production d'un photon Lyα : si la cascade radiative aboutit dans l'état 2S, la seule voie de désexcitation autorisée est l'émission de deux photons du continu.

Dans un plasma suffisamment dense, il faudrait en principe aussi tenir compte des désexcitations collisionnelles.

La figure 3.9 illustre quelles transitions électroniques pourront mener à l'émission d'un photon Lyα, à partir du niveau $n = 5$. On a représenté en bleu les transitions menant forcément à l'émission Lyα, en rouge celles qui n'y mènent jamais. À partir du niveau $n = 4$, une transition à partir d'un même sous-niveau peut ou non mener à peupler le niveau 2P. Par exemple, un atome dans l'état 4S pourra suivre

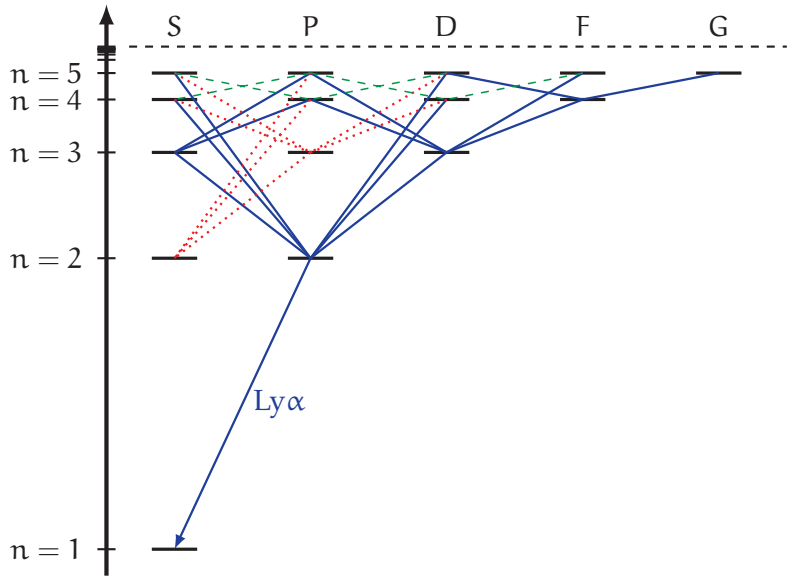


FIGURE 3.9 – Illustration de quelques cascades radiatives pour l'hydrogène excité dans un état $n \geqslant 5$. En bleu, les transitions menant à l'émission Lyα, en rouge celles qui n'y mènent pas, et en vert, celles qui peuvent y mener.

une cascade radiative menant à l'émission Lyα via $4S \to 2P$, ou au contraire peupler le niveau 2S par la série de transitions $4S \to 3P \to 2S$. Sur la figure 3.9, les transitions vers de tels niveaux sont illustrées en vert.

Pour apporter à un atome l'énergie suffisante à l'amener dans un état $n > 2$, il y a essentiellement deux possibilités : soit l'énergie provient de la collision avec un électron libre dans le gaz, soit c'est le résultat de la recombinaison d'un électron libre sur un proton.

COLLISIONS La collision d'un électron libre avec un atome d'hydrogène va, si l'énergie cinétique de l'électron est suffisante, l'exciter dans un état $n > 1$[6]. La cascade de désexcitation qui en suit pourra se terminer par l'émission d'un photon Lyα. L'étude théorique de la diffusion d'un électron sur un atome d'hydrogène a fait l'objet de nombreux travaux analytiques puis numériques (par exemple BURKE et al., 1969 ; CALLAWAY et al., 1987 ; SCHOLZ et al., 1990) et dépasse de loin le cadre de cette thèse. Dans une revue de 2014 sur la physique de la raie Lyman-α, DIJKSTRA en présente les principaux résultats. Parmi ceux-ci, on trouve l'expression du taux de collisions entre un atome d'hydrogène et un électron menant l'atome dans l'état 2P. Ce taux est proportionnel à la densité d'électrons libres dans le milieu n_e, et au coefficient $q_{1S\to 2P}(T)$ qui décrit la probabilité que l'atome se retrouve effectivement dans l'état 2P suite à la collision. Ce coefficient

6. On considère que tous les atomes sont dans leur état fondamental ; cette approximation est bien justifiée par le très court temps de vie des états excités.

dépend de l'énergie cinétique de l'électron, et donc (dans un milieu thermalisé) de la température du gaz. Son expression est donnée par Callaway et al. (1987) et Scholz et al. (1990) :

$$q_{1S\to 2P}(T) \simeq 8.63 \times 10^{-6} \frac{\gamma_{12}}{2\sqrt{T}} e^{-\frac{h\nu_{Ly\alpha}}{k_B T}} \mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}^{-1}, \tag{3.53}$$

où γ_{12} est un terme qui décrit l'efficacité effective moyenne des collisions et qui dépend peu de la température (valant entre 0.4 et 2 pour T entre 6000 K et 150 000 K). Le nombre total de collisions par unité de volume menant à la production d'un photon Lyα s'écrit donc $n_{H\,I} n_e q_{1S\to 2P}(T)$, et l'émissivité collisionnelle est donnée par :

$$\epsilon_{coll} = n_{H\,I} n_e q_{1S\to 2P}(T) h\nu_{Ly\alpha}. \tag{3.54}$$

RECOMBINAISONS L'atome résultant de la recombinaison d'un électron sur un proton peut se retrouver dans n'importe niveau (n, l), selon l'énergie cinétique apportée par l'électron lors de sa collision avec le proton. Cette énergie dépend de la différence de vitesse entre les deux particules, qui va à son tour dépendre des distributions des vitesses des électrons et des protons, chacune décrite par une distribution maxwellienne $f(v)$. Dans un plasma d'hydrogène, on devrait en principe définir deux températures différentes, T_e pour les électrons, et T_p pour les protons. Cependant, si le gaz est thermalisé, on a $T_e \simeq T_p \equiv T$, ce qui revient à dire qu'un proton et un électron auront typiquement la même énergie cinétique . Le rapport de masse entre le proton et l'électron est de l'ordre de 1800, ce qui a pour conséquence que la vitesse typique d'un électron sera bien supérieure (d'un facteur $\simeq 40$) à la vitesse d'un proton, et on pourra faire l'approximation que, lors d'une recombinaison, la différence de vitesse entre un proton et un électron est donnée par la vitesse de l'électron.

La probabilité qu'un électron à la vitesse v se recombine sur un proton pour donner un atome dans l'état (n, l) entre t et $t + dt$ est proportionnelle au nombre de protons que l'électron pourra rencontrer pendant dt, et qui vaut $n_{H\,II} dV$, où $dV = \sigma_{n,l} v dt$. En intégrant sur la population complète d'électrons, on peut définir le taux de recombinaison donnant un atome dans l'état (n, l) par unité de volume comme

$$\dot{R}^{n,l} = \int_{-\infty}^{+\infty} n_e n_{H\,II} \sigma_{n,l} v f(v) dv \equiv n_e n_{H\,II} \alpha_{n,l}(T) \tag{3.55}$$

où on a défini $\alpha_{n,l}(T)$ comme le *coefficient de recombinaison* vers le niveau (n, l). On note $P^{n,l}_{Ly\alpha} \equiv P(n, l \to Ly\alpha)$ la probabilité que la cascade radiative à partir de cet état (n, l) donne un photon Lyα. On peut calculer cette probabilité récursivement (Dijkstra, 2014), en notant que

$$P(n, l \to Ly\alpha) = \sum_{n'>n, l'} P(n, l \to n, l) P(n', l' \to Ly\alpha).$$

Autrement dit, si on connaît la probabilité $P(n', l' \to \mathrm{Ly}\alpha)$ pour tous les états (n', l') plus bas en énergie que le niveau (n, l), on pourra calculer $P(n, l \to \mathrm{Ly}\alpha)$ en calculant seulement la probabilité de transition vers les différents niveaux (n', l'). Cette probabilité de transition s'exprime à l'aide des coefficients d'Einstein $A_{n',l',n'',l''}$ pour la transition $(n', l') \to (n'', l'')$. Le taux de recombinaison vers un état (n, l) menant à l'émission d'un photon Lyα est alors donné par $\dot{R}^{n,l} P^{n,l}_{\mathrm{Ly}\alpha}$, et en sommant sur tous les états possibles, on obtient que le taux d'émission Lyα par unité de volume s'exprime comme

$$\dot{N}^{\mathrm{rec}}_{\mathrm{Ly}\alpha} = n_e n_{\mathrm{H\,II}} \sum_{n,l} P^{n,l}_{\mathrm{Ly}\alpha} \alpha_{n,l}(T). \tag{3.56}$$

En posant $\alpha_{n_{\min}}(T) = \sum_{n>n_{\min},l} \alpha_{n,l}(T)$, on peut définir la probabilité totale qu'une recombinaison mène à l'émission d'un photon Lyα comme

$$P_{n_{\min}}(\mathrm{Ly}\alpha) = \frac{\sum_{n>n_{\min},l} P^{n,l}_{\mathrm{Ly}\alpha} \alpha_{n,l}(T)}{\alpha_{n_{\min}}(T)}. \tag{3.57}$$

Nous allons maintenant explorer la signification physique du $n_{\min}$. En principe, une recombinaison vers un niveau n quelconque peut donner lieu immédiatement à une transition $n \to 1$ en émettant un photon de série de Lyman. Cependant, dans l'essentiel des plasmas astrophysiques considérés, la densité d'hydrogène neutre est suffisamment importante pour le gaz soit opaque à ces photons, qui seront immédiatement absorbés localement (on parle de l'approximation *on the spot*). Par exemple, une recombinaison dans l'état 4P pourrait donner lieu à l'émission d'un photon Lyγ, qui sera immédiatement réabsorbé pour repeupler le niveau 4p. Dans cette approximation, appelée *cas B* en suivant la notation de Baker et Menzel (1938), toutes les recombinaisons vers les états $n > 2$ se désexciteront vers $n = 2$, pour ultimement donner un photon Lyα ou deux photons du continu[7]. On prendra donc $n_{\min} = 2$ dans l'équation (3.57). On notera $P_B(T) \equiv P_2(T)$, et le coefficient de recombinaison devient α_B. Il arrive toutefois que l'on s'intéresse à un plasma astrophysique complètement ionisé, qui sera transparent aux photons de la série de Lyman. Les transitions $n \to 1$ seront alors autorisées, et on prendra $n_{\min} = 1$. On parle alors du *cas A*, et on notera la probabilité d'émission Lyα P_A et le coefficient de recombinaison α_A. Par analogie, on peut définir les cas C, D, ... dans les cas où les niveaux $n = 2, 3, \ldots$ sont peuplés par des collisions et seront donc opaques aux photons des raies de Balmer, Paschen, ..., et on devra alors prendre $n_{\min} = 3, 4, \ldots$. En pratique, dans le contexte de cette thèse, on ne rencontrera pas de plasma assez dense pour que ces hypothèses soient nécessaires, et on

on fait l'hypothèse que tous les atomes sont dans l'état $n = 1$.

Hui *et* Gnedin *(1997) donnent des expressions analytiques pour α_A et α_B.*

7. En fait, le cas B implique que le milieu est opaque à tous les photons de la série de Lyman, dont les photons Lyman-α. Mais comme la raie Lyman-α est résonnante, les photons absorbés sont réémis (diffusés), et pourront finalement s'échapper du milieu.

fera toujours l'approximation du cas B (et exceptionnellement du cas A, pour des plasmas ionisés).

CANTALUPO et al. (2008) puis DIJKSTRA (2014) donnent les expressions analytiques suivantes pour les coefficients P_A et P_B (illustrées en figure 3.10) en ajustant des données tabulées, valides entre 10^2 K et 10^5 K :

$$P_A(\mathrm{Ly}\alpha) = 0.41 - 0.165 \log\left(\frac{T}{10^4\,\mathrm{K}}\right) - 0.015\left(\frac{T}{10^4\,\mathrm{K}}\right)^{-0.44} \tag{3.58}$$

$$P_B(\mathrm{Ly}\alpha) = 0.686 - 0.106 \log\left(\frac{T}{10^4\,\mathrm{K}}\right) - 0.009\left(\frac{T}{10^4\,\mathrm{K}}\right)^{-0.44} \tag{3.59}$$

On retrouve ainsi la valeur de $P_B(\mathrm{Ly}\alpha) \simeq 0.68$ souvent citée dans le cas B. En réalité $P_B(\mathrm{Ly}\alpha)$ varie entre 0.90 et 0.56 entre 10^2 K et 10^5 K.

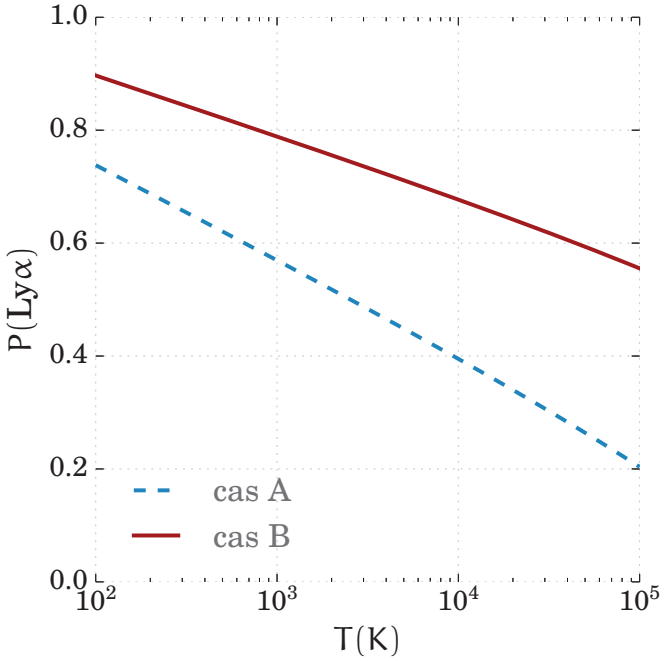


FIGURE 3.10 – Probabilité qu'une recombinaison mène à l'émission d'un photon Lyα dans les cas A (en bleu) et B (en rouge).

On peut enfin exprimer l'émissivité Lyα due aux recombinaisons comme $\dot{N}^{\mathrm{rec}}_{\mathrm{Ly}\alpha} h\nu_{\mathrm{Ly}\alpha}$, ou encore

$$\epsilon_{\mathrm{rec}} = P_B(\mathrm{Ly}\alpha) n_{\mathrm{H\,II}} n_e \alpha_B(T) h\nu_{\mathrm{Ly}\alpha}. \tag{3.60}$$

Il existe plusieurs mécanismes pouvant causer l'ionisation du gaz : un électron peut être arraché lors d'une collision (*ionisation collisionnelle*), typiquement dans du gaz à haute température, ou lors de l'absorption d'un photon ionisant ($\nu > \frac{13.6\,\mathrm{eV}}{h}$, pour un atome d'hydrogène dans l'état fondamental), et on parle alors de *photoionisation*. Dans la littérature, on parle d'émission *fluorescente* Lyα lorsque la source principale d'ionisation est la photoionisation.

3.3.2 *Sources de photons Lyman-α*

Maintenant que les différents mécanismes microscopiques menant à l'émission d'un photon Lyman-α ont été établi, nous allons nous attacher à présenter les différents environnements astrophysiques dans lesquels ces processus sont mis en jeu.

3.3.2.1 *Régions H II autour d'étoiles massives*

Les étoiles massives, de type spectral O ou B, ont des atmosphères très chaudes et émettent ainsi une importante quantité de photons ionisants pour l'hydrogène, créant ainsi des régions ionisées dites *régions H II* dans le milieu interstellaire des galaxies. À l'intérieur de ces bulles, un équilibre s'établit alors entre photoionisation et recombinaisons, et une fraction de ces recombinaisons mènera à l'émission de photons Lyα. Cet équilibre impose que le taux de photoionisation soit égal au taux de recombinaison donné par l'expression (3.56). Si tous les photons ionisants sont consommés dans la la région H II, alors on peut directement relier le taux de recombinaison (et donc la production de photons Lyα) au taux de production de photons ionisants. Notons que dans ces conditions, on sera toujours dans le cas B : si le milieu est opaque aux photons de la série de Lyman, il sera *a fortiori* opaque aux photons ionisants (du *continuum de Lyman*). Très généralement, si on note $\dot{N}_{ion}$ le taux de production de photons ionisants pour une source quelconque, on aura

$$\dot{N}_{Ly\alpha} = P_B(Ly\alpha)\dot{N}_{ion} \simeq 0.68\dot{N}_{ion}. \tag{3.61}$$

On obtient alors l'émissivité Lyα en multipliant l'expression précédente par l'énergie d'un photon Lyα, $h\nu_{Ly\alpha}$. En réalité, il peut arriver qu'une partie des photons ionisants puissent s'échapper (c'est l'un des principaux enjeux de cette thèse, qui sera traité aux chapitres 4 et 5), auquel cas il faut tenir compte de la fraction d'échappement des photons ionisants, f_{esc} :

$$L_{Ly\alpha} \equiv \dot{N}_{Ly\alpha} = P_B(Ly\alpha)\,(1 - f_{esc})\,\dot{N}_{ion}. \tag{3.62}$$

Dans les régions H II galactiques, les sources de ces photons ionisants sont les étoiles massives, ayant une courte durée de vie. Leur taux de production de photons ionisant est donné par des modèles d'évolution spectrale identiques à ceux utilisés dans la section 2.4.2, comme GALAXEV (BRUZUAL et CHARLOT, 2003). Ces modèles prédisent l'évolution de la luminosité $L_\nu = \dot{N}_\nu(t)h\nu$ de populations stellaires, et permettent de calculer le taux de production de photons ionisants en intégrant cette luminosité sur tout le spectre à partir de la fréquence ν_{LyC} correspondant à la limite de Lyman, soit $h\nu = 13.6\,\mathrm{eV}$:

$$\dot{N}_{ion}(t) = \int_{\nu_{LyC}}^{+\infty} \frac{L_\nu(t)}{h\nu}\,d\nu$$

Comme les étoiles massives (ayant un spectre UV très dur et produisant donc beaucoup de photons ionisant) ont un temps de vie sur la séquence principale beaucoup plus court que les étoiles de plus faibles masses, $\dot{N}_{ion}$ décroît très vite avec l'âge des populations stellaires. Incidemment, la production de photons Lyα va diminuer très vite si la formation de nouvelles étoiles ne contrebalance pas le vieillissement des populations stellaires. Réciproquement, l'observation d'un flux Lyα important dans une galaxie indique que celle-ci forme activement des étoiles, et on peut donc relier la luminosité Lyα au taux de formation stellaire. KENNICUTT (1998) propose une relation empirique entre la luminosité de la raie Hα ($3 \rightarrow 2$) et le taux de formation stellaire SFR, en faisant l'hypothèse d'une fonction de masse initiale de SALPETER (1955) :

$$\mathrm{SFR} = \left(\frac{L(\mathrm{H}\alpha)}{1.26 \times 10^{41}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}} \right) \mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr} \tag{3.63}$$

En utilisant le taux de conversion $\frac{L_{Ly\alpha}}{L_{H\alpha}} \simeq 8.7$ de DOPITA et SUTHERLAND (2003)[8], on peut alors exprimer le taux de formation stellaire à l'aide de la luminosité Lyα :

$$\mathrm{SFR} \simeq \left(\frac{L(\mathrm{Ly}\alpha)}{1.1 \times 10^{42}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}} \right) \mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}. \tag{3.64}$$

L'idée d'étudier les galaxies « jeunes » (dans le sens qu'elles sont en train de former des étoiles, et qu'elles ont donc une population stellaire *jeune*) date au moins des années 1960. Dès 1967, PARTRIDGE et PEEBLES (1967) suggèrent la raie Lyman-α comme outil potentiel d'étude des galaxies lointaines. La quête de ces *émetteurs Lyman-α* (ou LAE, pour *Lyman-α emitters*) a longtemps été largement infructueuse, comme le montrent les revues de DJORGOVSKI et THOMPSON (1992) ou PRITCHET (1994). Avec l'arrivée des télescopes de 8 à 10 m, des relevés plus profonds ont grandement facilité la détection de LAE (COWIE et HU, 1998). Ces campagnes d'observations ont très rapidement eu des résultats remarquables, menant à la détection de centaines de LAE jusqu'à $z \gtrsim 7$ (voir par exemple les résultats de AJIKI et al., 2003 ; HU et al., 2004 ; MALHOTRA et RHOADS, 2002 ; OUCHI et al., 2008 ; OUCHI et al., 2003 ; OUCHI et al., 2010 ; SHIBUYA et al., 2012), si bien la raie Lyα est devenue un outil de détection de galaxies à grand redshift. L'instrument MUSE (*Multi-Unit Spectroscopic Explorer*), installé au VLT (*Very Large Telescope*) en 2014, a parmi ses objectifs principaux l'observation et la caractérisation de galaxies à grand redshift, notamment par l'observation de leur raie Lyα (BACON et al., 2015).

8. HENRY et al. (2015) insistent sur le fait que la valeur de 8.7 n'est pas une valeur absolue : le rapport Lyα/Hα varie selon la température et la densité du milieu ; DOPITA et SUTHERLAND (2003) tabulent les rapports Lyα/Hβ et Hα/Hβ pour différentes conditions, résultant en un rapport Lyα/Hα variant entre $\lesssim 6$ et $\gtrsim 13$.

La caractérisation physique de ces galaxies est devenue un enjeu majeur pour l'étude de la formation des galaxies, et a motivé de nombreux travaux théoriques, d'une pour décrire statistiquement des populations de LAE (par exemple Garel et al., 2012 ; Garel et al., 2016 ; Kobayashi et al., 2007 ; Orsi et al., 2012), et d'autre part en utilisant des codes de transfert radiatif (voir par exemple Dijkstra et al., 2006 ; Dijkstra et Kramer, 2012 ; Laursen et Sommer-Larsen, 2007 ; Verhamme et al., 2012 ; Verhamme et al., 2006, ainsi que la section 3.4 de cette thèse) pour étudier les propriétés spectrales résultant de la nature résonnante de la raie Lyα.

3.3.2.2 *Régions ionisées autour des quasars*

De la même manière que les étoiles massives créent des bulles ionisées autour d'elles, les quasars sont de puissantes sources de photons UV ionisants qui créent des régions H II géantes dans et autour de leur galaxies hôtes, résultant en une émission Lyα très marquée (voir par exemple McCarthy, 1993). Le mécanisme principal de production de photons Lyα est la recombinaison d'électrons sur des protons. Contrairement aux émetteurs Lyman-α précédemment discutés, toutefois, la source d'ionisation principale n'est pas stellaire dans ces objets : le disque d'accrétion autour du trou noir supermassif au centre de quasars qui génère une grande quantité de photons ionisants (voir par exemple Laor et Netzer, 1989 ; Ross et al., 1992). Haiman et Rees (2001) ont montré que non seulement qu'un quasar central peut augmenter la luminosité Lyα de sa galaxie hôte, mais peut également créer une émission Lyα diffuse tout autour de la galaxie.

Très lumineux, les quasars ont été parmi les premiers objets observés à grand z (Schmidt, 1965), et ont joué un rôle majeur dans l'étude de l'époque de la réionisation (son étude fera l'objet de la section 4). Toutefois, les quasars sont des objets rares, et la proportion de quasars parmi les émetteurs Lyman-α est très faible (Gawiser et al., 2006). Les observations de Ouchi et al. (2008) suggèrent que les quasars résident préférentiellement au cœur des émetteurs Lyα les plus brillants.

3.3.2.3 *Fluorescence du fond UV*

Bien que le milieu intergalactique soit complètement ionisé à $z < 6$, l'analyse des spectres d'absorption des quasars a montré depuis les années 1980 (Sargent et al., 1980) qu'il existe toute une population de nuages d'hydrogène neutre souvent observés en absorption. À partir d'une densité de colonne d'hydrogène neutre de $N_{\mathrm{H\,I}} \gtrsim 10^{17.2}\,\mathrm{cm}^2$, l'épaisseur optique (pour les photons ionisant) sera de l'ordre de l'unité, si bien que ces systèmes seront opaques au fond UV, et que leur cœur restera neutre. Ils sont typiquement associés aux *systèmes*

Lyman-limit (LLS, pour lesquels $10^{17.2}\,\mathrm{cm}^2 \leqslant N_{\mathrm{H\,I}} < 10^{20.3}\,\mathrm{cm}^2$) ou aux *Damped Lyman Absorbers* (DLAs, pour lesquels $N_{\mathrm{H\,I}} \geqslant 10^{20.3}\,\mathrm{cm}^2$).

Hogan et Weymann (1987), puis Gould et Weinberg (1996) ont proposé que ces nuages pourraient en principe être observés en émission. La présence d'un fond UV ionisant, généré par les jeunes galaxies ou les quasars (voir section 4), va en effet partiellement ioniser la surface de ces nuages neutres, où un équilibre entre photoionisation et recombinaison va s'établir, menant à l'émission de photons Lyα.

Les résultats des études numériques de Cantalupo et al. (2005) et Kollmeier et al. (2010) semblent néanmoins indiquer que l'émission fluorescente Lyα due au fond UV est vraisemblablement sous-dominante, et nécessiterait des relevés très profonds.

3.3.2.4 *Refroidissement radiatif dans les filaments*

En parallèle des sources d'émissions Lyα reliées à la photoionisation d'hydrogène neutre dans et autour des galaxies, Haiman et al. (2000) et Fardal et al. (2001) ont concomitamment proposé que la dissipation d'énergie lors de l'effondrement gravitationnel du gaz devrait produire une grande quantité de rayonnement Lyα.

À haut redshift, l'essentiel de l'accrétion sur les galaxies se fait dans le mode d'*accrétion froide* (Kereš et al., 2005) : une partie du gaz dans les halos massifs n'atteint jamais la température du viriel, dissipant son énergie gravitationnelle par radiativement. En l'absence de métaux et d'hydrogène moléculaire, la courbe de refroidissement pique autour de 10^4 K, et diminue très rapidement à plus basses températures, imposant ainsi la température à laquelle les filaments peuvent se refroidir (voir section 2.3.2). Au cours de son effondrement, le gaz dans ces filaments va être de plus en plus dense, favorisant ainsi les collisions. Ces excitations collisionnelles vont mener à l'émission de photons Lyα.

Fardal et al. (2001) suggère que l'accrétion sur des galaxies de 10^{10} à $10^{11}\,M_\odot$ peuvent produire des luminosités Lyα de l'ordre de $L_{\mathrm{Ly}\alpha} \sim 10^{41}$à$10^{43}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$, uniquement par refroidissement radiatif, si bien que ce mécanisme d'émission Lyα a été très vite proposé pour expliquer les observations de sources Lyα étendues par exemple de Steidel et al. (2000), appelées *blobs Lyman-α* (ou LAB, pour *Lyman-α Blobs*). L'étude détaillée de ce modèle fera l'objet du chapitre 6 de cette thèse.

3.4 LE CODE MCLYA

À l'exception des situations idéalisées décrites de la section 3.2.2.3, le problème du transfert radiatif de raies résonnantes comme Lyman-α n'est pas soluble analytiquement, et nécessite un traitement numé-

rique. À la fin des années 1960, AVERY et HOUSE (1968) et AUER (1968) introduisent la technique *Monte Carlo* comme nouvel outil d'étude.

L'idée fondamentale de la méthode Monte Carlo est d'approcher statistiquement un résultat en procédant à une suite de tirages aléatoire. Si l'idée remonte au XVIIIe siècle, lorsque Georges-Louis Leclerc, comte de Buffon, propose une technique pour calculer π, c'est au XXe siècle que la méthode de Monte Carlo a véritablement été inventée. Développée initialement par Enrico Fermi (METROPOLIS, 1985) dans les années 1930, c'est après la seconde guerre mondiale que METROPOLIS et ULAM (1949) introduisent la méthode de Monte Carlo, nommée ainsi en l'honneur du casino éponyme à Monaco.

Appliquée au cas du transfert radiatif Lyα, la méthode Monte Carlo permet de suivre l'émission, la propagation et la diffusion d'une série de photons dans un plasma astrophysique. Si d'autres solutions numériques ont été développées (voir par exemple FEAUTRIER, 1964 ; MEINKÖHN et RICHLING, 2002), c'est la méthode Monte Carlo qui reste aujourd'hui le plus employée pour étudier la propagation de photons Lyα dans un contexte astrophysique.

Les premiers codes Monte Carlo seront suivis au début des années 1970 par les travaux de ADAMS (1972), puis HARRINGTON (1973), essentiellement dédiés à l'étude de cas idéalisés (voir aussi les travaux plus récents de AHN et al., 2000). C'est seulement au début des années 2000 avec l'augmentation considérable de la puissance de calcul que l'utilisation de codes Monte Carlo pour le transfert Lyα prend son essor. De nombreux groupes développent leurs propres codes, dédiés à des applications très différentes : CANTALUPO et al. (2005) et SEMELIN et al. (2007) étudient le transfert radiatif dans le milieu intergalactique, HANSEN et OH (2006) s'intéressent à la diffusion résonnante dans le milieu interstellaire, DIJKSTRA et al. (2006) propose un modèle pour l'émission Lyα provenant de protogalaxies en formation, tandis que ZHENG et MIRALDA-ESCUDÉ (2002), puis TASITSIOMI (2006), VERHAMME et al. (2006) et LAURSEN et SOMMER-LARSEN (2007) essaient de modéliser des DLA et LAE à grand redshift. La variété des objectifs de ces codes mène à différentes approximations, par exemple négliger l'absorption par la poussière, ou la redistribution en fréquence dans le centre de la raie. Certains de ces codes, comme MOCALATA (LAURSEN et SOMMER-LARSEN, 2007) ou MCLYA (VERHAMME et al., 2006) permettent de *post-traiter* une simulation hydrodynamique, pour étudier la diffusion Lyα avec une géométrie arbitraire. En particulier, VERHAMME et al. (2012) décrit les modifications apportées à MCLYA pour pouvoir post-traiter les résultats des simulations hydrodynamiques réalisées avec RAMSES (et RAMSES-RT).

Dans la suite de cette section, nous allons décrire le code MCLYA en détails dans sa version couplée à RAMSES-RT, en présentant les améliorations que j'ai développées au cours de cette thèse.

3.4.1 *Transfert radiatif Lyman-α Monte Carlo*

On peut généralement considérer que l'évolution hydrodynamique du gaz dans lequel se propagent les photons Lyα n'est pas affectée par le transfert radiatif (Lyman-α) et se déroule sur des échelles de temps beaucoup plus longues que le temps de traversée du milieu par un photon. En pratique, cela revient à dire que l'on peut traiter indépendamment le transfert résonnant de la raie Lyα du reste de l'évolution du système. Un photon émis au centre d'un nuage de $\sim 10\,\mathrm{kpc}$ avec une densité de $\sim 3\,\mathrm{cm}^{-3}$ ($\tau_0 \sim 5 \times 10^9$) s'échappera après environ 5×10^9 diffusions. Le photon s'échappera au cours d'une unique plus grande excursion (comme détaillé en section 3.2.2.3), et fera le reste de ses diffusions très localement, en parcourant seulement un libre parcours moyen au cœur de la raie, soit environ $\sim 5 \times 10^{-6}\,\mathrm{pc}$. Au total, le temps de parcours sera donc de l'ordre de $10^5\,\mathrm{yr}$. On pourra donc faire l'approximation que le transfert Lyman-α est instantané si le milieu évolue sur des échelles de temps plus longues que 100 kyr.

Dans ce cas, on pourra alors considérer chaque photon indépendamment. On décompose le traitement d'un photon en plusieurs étapes :

(i) émission d'un photon (3.4.2),

(ii) on détermine la distance à parcourir avant la prochaine interaction (3.4.3),

(iii) l'interaction à proprement parler (3.4.4)

(iv) les étapes (ii) et (iii) sont répétées jusqu'à ce que le photon soit absorbé, ou s'échappe du domaine de calcul.

Bien que présent dans MCLya, *nous ne détaillerons ni l'effet du recul de l'atome ou de la présence de deutérium, ni la prise en compte de la turbulence du gaz.*

Nous allons maintenant expliciter chacun de ces processus et leur implémentation dans MCLya en suivant les pérégrinations d'un photon au cours de son parcours dans un nuage. L'implémentation a initialement été décrite dans Verhamme et al. (2006) puis Verhamme et al. (2012), et Trebitsch et al. (2016) pour la polarisation et l'émission diffuse.

Dans toute la suite du chapitre, on dénotera une grandeur X dans le référentiel de l'atome par X_{at}, X_{cell} dans le référentiel d'une cellule de gaz, et X_{ext} dans le référentiel (extérieur) du nuage. On notera $\mathcal{R}_i$ un nombre aléatoire uniformément réparti entre 0 et 1, que l'on reliera à une quantité physique i. En pratique, on utilise la routine `ran3` (Press et al., 1992) comme générateur (pseudo)aléatoire[9] pour obtenir les $\mathcal{R}_i$.

9. `ran3` est l'un des multiples générateurs de nombres pseudo-aléatoires proposés par les *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*, qui permet d'avoir un bon équilibre entre temps d'exécution et qualité de l'aléatoire. Pour une simulation Monte Carlo, un générateur réellement aléatoire n'est pas nécessaire, tant que la longueur de la séquence aléatoire est suffisamment longue et ne biaise pas les résultats. En pratique, il est même souhaitable d'avoir un générateur pseudo-aléatoire, de sorte à pouvoir réaliser plusieurs simulations avec exactement les mêmes conditions initiales (dans le but, par exemple, de *débugger*...).

3.4.2 *Émission d'un photon*

DIRECTION D'ÉMISSION Indépendamment du type de source (région H II stellaire, rayonnement dû au refroidissement radiatif, ...), on va considérer que la direction d'émission des photons est isotrope. La position initiale du photon correspond à celle de la source. La direction d'émission $\mathbf{k}$ est alors décrite par θ et ϕ, que l'on obtient en tirant deux nombres aléatoires $\mathcal{R}_\theta$ et $\mathcal{R}_\phi$.

$$\phi = 2\pi\mathcal{R}_\phi \theta = \arccos\left(1 - 2\mathcal{R}_\theta\right). \tag{3.65}$$

FRÉQUENCE D'ÉMISSION La fréquence d'émission du photon (notée ν_{at} dans le référentiel de l'atome émetteur), elle, peut dépendre de la source. Dans MCLYA, différents modèles sont implémentés, et on peut avoir

— $\nu_{at} = \nu_{Ly\alpha}$ (émission monochromatique),

— $\nu_{at} = \nu_{min} + \mathcal{R}\left(\nu_{max} - \nu_{min}\right)$ (continuum entre ν_{min} et ν_{max}),

— émission d'une gaussienne en fréquence, centrée sur $\nu_{at} = \nu_{Ly\alpha}$,

— une combinaison des cas précédents.

On procède ensuite à une transformation de Lorentz pour déterminer la fréquence ν_{ext} dans le référentiel du gaz.

POLARISATION Une fois la direction et la fréquence d'émission calculées, il reste à déterminer la direction initiale de polarisation $\mathbf{e}$. En l'absence de champ magnétique, il n'y a pas de direction de polarisation privilégiée, la seule contrainte étant $\mathbf{k} \perp \mathbf{e}$. Puisque la direction de propagation $\mathbf{k}$ est connue, il suffit de tirer aléatoirement une direction dans le plan orthogonal à $\mathbf{k}$. Si on note $\chi = 2\pi\mathcal{R}_\chi$ et que $\mathbf{k} \neq (0, 0, 1)$, on peut alors montrer que

$$\begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{{k_x}^2 + {k_y}^2}} \begin{pmatrix} k_y \cos\chi - k_x k_z \sin\chi \\ -\left(k_x \cos\chi - k_y k_z \sin\chi\right) \\ \left({k_x}^2 + {k_y}^2\right) \sin\chi \end{pmatrix}. \tag{3.66}$$

ÉCHANTILLONAGE DES SOURCES Initialement, VERHAMME et al. (2006) ont implémenté dans MCLYA deux types de sources : soit une source ponctuelle quelque part dans le gaz, soit l'émission depuis les régions H II autour des étoiles jeunes. En général, les simulations hydrodynamiques n'ont pas la résolution pour décrire explicitement ces régions H II, et MCLYA va utiliser les « particules stellaires » de RAMSES (voir section 2.3.3) comme modèle de ces régions H II. En utilisant l'expression (3.64), on peut directement exprimer la luminosité de chacune de ces particules stellaires : si on se limite aux étoiles

jeunes ($t < 10\,\mathrm{Myr}$), alors une particule stellaire de masse $M_\star^i$ aura une luminosité

$$L_{Ly\alpha} = 1.1 \times 10^{42}\,\mathrm{erg\,s^{-1}} \times \left(\frac{M_\star^i}{10\,\mathrm{Myr}}\right). \tag{3.67}$$

Dans le cadre de cette thèse, l'un des enjeux a été la modélisation des blobs Lyα (comme on le verra au chapitre 6). Pour ces objets, il est essentiel de prendre en compte l'émission diffuse due au refroidissement radiatif dans les filaments de gaz. Il a donc été nécessaire d'implémenter un nouveau type de source, directement à partir des cellules de la simulation hydrodynamique. L'émissivité des cellules de gaz est calculée à partir des expressions (3.54) et (3.60), aussi il devrait en principe être aisé d'adapter MCLYA au cas de l'émission diffuse. Néanmoins, selon les conditions de densité, de température et d'ionisation, l'émissivité d'une cellule peut varier sur une dizaine d'ordres de grandeur. Typiquement, une simulation hydrodynamique comptera au moins $256^3 \simeq 1.7 \times 10^7$ cellules. Tous les photons de la simulation Monte Carlo ne pourront donc clairement pas avoir le même poids, sinon il faudrait en tirer $\sim 10^{10}$ fois plus de la cellule la plus lumineuse que de la cellule la moins lumineuse. Si l'on rajoute la contrainte que l'on veut émettre au moins ~ 100 photons par cellule, pour échantillonner correctement le spectre d'émission, la position initiale du photon dans la cellule et les directions initiales de propagation et de polarisation, il devient complètement déraisonnable d'essayer un échantillonnage linéaire. À la place, nous avons choisi d'émettre le même nombre de photons N_{cell} par cellule, et de leur attribuer un poids différent, correspondant à une fraction $\frac{1}{N_{cell}}$ de l'émissivité de la cellule.

3.4.3 *Propagation jusqu'à la prochaine interaction*

La probabilité qu'un photon parcourt une distance r sans interaction est $e^{-\tau(r)}$, comme on l'a discuté dans la section 3.2.1.3, où τ est la profondeur optique. Inversement, un photon aura donc une probabilité $1 - e^{-\tau}$ de diffuser après avoir parcouru τ. Dans MCLYA, on va donc tirer un nombre aléatoire R_τ, et faire se propager le photon en calculant la profondeur optique effective intégrée jusqu'à $\tau_{int} = -\ln(1 - R_\tau)$.

Le photon va être propagé de cellule en cellule, en mesurant l'épaisseur optique effective de chaque cellule tau_c dans la direction de propagation avec l'expression (3.25). Dans chaque cellule, les conditions physiques du gaz (densité, vitesse, température, ...) sont différentes, et un photon sera vu à une fréquence ν_{cell} par le gaz. De même, le paramètre $a(T) = \frac{\Delta\nu_L}{2\Delta\nu_D(T)}$ varie avec la température.

Il faut en principe également tenir compte de la présence de poussière dans le gaz, qui aura une profondeur optique τ_{dust}, et la profondeur optique totale s'exprime alors simplement comme

$$\tau = \tau_H + \tau_{dust}.$$

En traversant chaque cellule, le code décrémente la profondeur optique jusqu'à la prochaine interaction τ_{int}, et si τ_{int} est plus petite que la profondeur optique τ_c, alors l'interaction a lieu dans la cellule.

3.4.4 *Diffusion*

Lorsqu'une interaction a lieu, la première chose à établir est si l'on aura une diffusion sur un atome d'hydrogène ou sur un grain de poussière. La probabilité d'interagir avec un atome d'hydrogène s'exprime comme

$$P_H = \frac{\tau_H}{\tau_H + \tau_{dust}} = \frac{n_{HI}\sigma_{Ly\alpha}(\nu_{cell})}{n_{HI}\sigma_{Ly\alpha}(\nu_{cell}) + n_{dust}\sigma_{dust}}, \tag{3.68}$$

où n_{HI} et n_{dust} sont les densités respectivement d'hydrogène neutre et de poussière dans la cellule. Dans MCLYA, n_{dust} est proportionnelle à la densité de gaz et à la métallicité dans la cellule. Pour déterminer le type d'interaction, on tire un nombre aléatoire $\mathcal{R}_{int}$, et si $\mathcal{R}_{int} < P_H$, alors on aura une interaction avec un atome d'hydrogène.

3.4.4.1 *Interaction sur un atome d'hydrogène*

Dans ce cas, on traite la diffusion comme présenté dans la section 3.2. La diffusion étant cohérente dans le référentiel de l'atome, on commence par effectuer une transformation de Lorentz pour passer de ν_{cell} à ν_{at}.

REDISTRIBUTION EN FRÉQUENCE On va ainsi pouvoir calculer la fréquence ν'_{at} à laquelle un photon est réémis après diffusion dans le référentiel de la cellule. Il faut pour cela déterminer la vitesse $\mathbf{v}$ de l'atome sur lequel le photon diffuse. En notant $v_{\|}$ la composante de la vitesse parallèle à la direction de propagation, la relation (3.23) exprime la distribution de probabilité des $v_{\|}$ pour un photon à une fréquence ν_{cell} (ou x, de façon équivalente) dans le référentiel local du gaz [10]. On doit ensuite calculer la composante $v_{\perp}$ de la vitesse de l'atome perpendiculaire à la direction de propagation, afin de déterminer la fréquence du photon ν'_{cell} après diffusion. La composante $v_{\perp}$ va être alors être tirée à partir d'une distribution gaussienne. La

10. En pratique, la distribution $P(v_{\|} \mid x)$ varie très vite. Dans MCLYA, à l'initialisation, on tabule les valeurs de $P(v_{\|} \mid x)$ pour différentes températures et fréquences. On tire ensuite un nombre aléatoire $\mathcal{R}_{v_{\|}}$ pour aller chercher la valeur $v_{\|}$ correspondante dans la table.

fréquence du photon après diffusion dans le référentiel de la cellule est alors donné par l'équation (3.33) :

$$x' = x + \frac{v_{\parallel}}{v_{\text{th}}}(1-\mu) + \frac{v_{\perp}}{v_{\text{th}}}\sqrt{1-\mu^2},$$

où $\mu = \cos\theta = \cos(\mathbf{k}\cdot\mathbf{k}')$. Il faut encore déterminer la direction de propagation $\mathbf{k}'$.

REDISTRIBUTION ANGULAIRE Dans le cas d'une redistribution angulaire isotrope, la nouvelle direction de propagation est tirée au hasard sur une sphère en suivant la même méthode que pour l'émission d'un photon (3.4.2). La nouvelle direction de polarisation $\mathbf{e}'$ sera elle aussi indépendante de l'état précédent du photon, avec la seule condition que $\mathbf{k}' \perp \mathbf{e}'$.

Dans le cas d'une redistribution angulaire dipolaire, on va échantillonner la fonction de phase (3.31) en utilisant une méthode de rejet. Si l'on ne tient pas compte de la polarisation, une fonction de phase s'exprime sous la forme générale $W(\mu) \propto 1 + \frac{R}{Q}\mu^2$ (3.28). Pour échantillonner W, on va tirer un angle $\mu = 2\mathcal{R}_\mu - 1$ avec $\mathcal{R}_\mu$ entre 0 et 1. On va ensuite tirer un second nombre aléatoire $\mathcal{R}_W$, et si

$$\mathcal{R}_W > W(\mu), \tag{3.69}$$

alors on va *rejeter* les nombres $\mathcal{R}_\mu$ et $\mathcal{R}_W$, et recommencer le tirage. On peut montrer que cette méthode converge, et permet d'échantillonner la fonction de phase.

Au cours de cette thèse, il a été nécessaire d'implémenter une méthode équivalente pour tenir compte de la polarisation, et en particulier de la contrainte $\mathbf{k}' \perp \mathbf{e}'$. Rybicki et Loeb (1999), puis Dijkstra et Loeb (2008, appendice A.3) ont montré qu'on pouvait appliquer une méthode de rejet similaire. Notons β l'angle entre la direction de polarisation $\mathbf{e}$ et le plan de propagation défini par les vecteurs $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k}'$. La fonction de phase de Rayleigh peut alors se réécrire

$$W(\theta;\beta) \propto \sin^2\beta + \cos^2\beta\cos^2\theta. \tag{3.70}$$

En notant Ψ l'angle entre $\mathbf{k}'$ et $\mathbf{e}$, on peut montrer que $\cos\Psi \equiv \mathbf{k}'\cdot\mathbf{e} = \cos\beta\sin\theta$. La fonction de phase se réécrit alors

$$W(\Psi) \propto \sin^2\Psi = 1 - \left(\mathbf{k}'\cdot\mathbf{e}\right). \tag{3.71}$$

Pour déterminer $\mathbf{k}'$ dans MCLya, on tire au hasard une telle direction sur une sphère et $\mathcal{R}_W$ entre 0 et 1, et on rejette le tirage si

$$\mathcal{R}_W > 1 - \left(\mathbf{k}'\cdot\mathbf{e}\right). \tag{3.72}$$

En suivant Rybicki et Loeb (1999), la direction de polarisation après diffusion est donnée par la projection de $\mathbf{e}$ dans le plan orthogonal à $\mathbf{k}'$:

$$\mathbf{e}' = \frac{\mathbf{e} - (\mathbf{e}\cdot\mathbf{k}')\mathbf{k}'}{\|\mathbf{e} - (\mathbf{e}\cdot\mathbf{k}')\mathbf{k}'\|}. \tag{3.73}$$

Si le photon diffuse hors du centre de la raie, on détermine la direction de propagation après diffusion avec la méthode précédente. Si au contraire le photon diffuse au centre de la raie, alors il faut séparer les transitions passant par le niveau $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$. D'après les résultats de la section 3.2.4, une transition passant par le niveau $2P_{3/2}$ (soit 2/3 des transitions dans le centre de la raie) peut être décomposée comme la superposition d'une transition dipolaire et d'une transition isotrope. En sommant toutes les possibilités, on arrive à décomposer les transitions dans le centre de la raie comme 2/3 de transitions isotropes et 1/3 de transitions dipolaires. Dans MCLya, si un photon diffuse dans le centre de la raie, on tire $\mathcal{R}_{iso}$, et si $\mathcal{R}_{iso} \leqslant \frac{2}{3}$, alors on effectue une diffusion isotrope. Dans le cas contraire, on effectue une diffusion dipolaire comme détaillé précédemment.

3.4.4.2 *Interaction avec la poussière*

Dans le cas où le photon interagit avec un grain de poussière, c'est l'albédo qui va déterminer si le photon est absorbé ou diffusé. On tire un nombre $\mathcal{R}_A$, que l'on va comparer à l'albédo A de la poussière, et si

$$\mathcal{R}_A > A, \tag{3.74}$$

alors le photon est absorbé, et MCLya passe au photon suivant.

Si le photon est diffusé, on utilise la fonction de phase (3.40) de Henyey et Greenstein (1941) pour déterminer la nouvelle direction de propagation. En fonction de $\mu = \cos\theta$, la fonction de phase s'écrit :

$$P_{HG}(\mu)d\mu = \frac{1}{2}\frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\mu)^{\frac{3}{2}}}.$$

Dans MCLya, au lieu d'utiliser la méthode du rejet, on va utiliser échantillonner la probabilité cumulative que le photon soit réémis avec la direction μ. Spécifiquement, on tire un nombre $\mathcal{R}_\mu$, et on en déduit la direction μ telle que

$$P_{HG}(<\mu) = \mathcal{R}_\mu. \tag{3.75}$$

La probabilité cumulative $P_{HG}(<\mu)$ s'exprime en intégrant P_{HG} entre -1 et μ :

$$\mathcal{R}_\mu = \int_{-1}^{\mu} P_{HG}(\mu')d\mu' = \frac{1-g^2}{2g}\left(\frac{1}{\sqrt{1+g^2-2g\mu}} - \frac{1}{1+g}\right).$$

On peut exprimer μ en fonction de $\mathcal{R}_\mu$ en inversant la relation

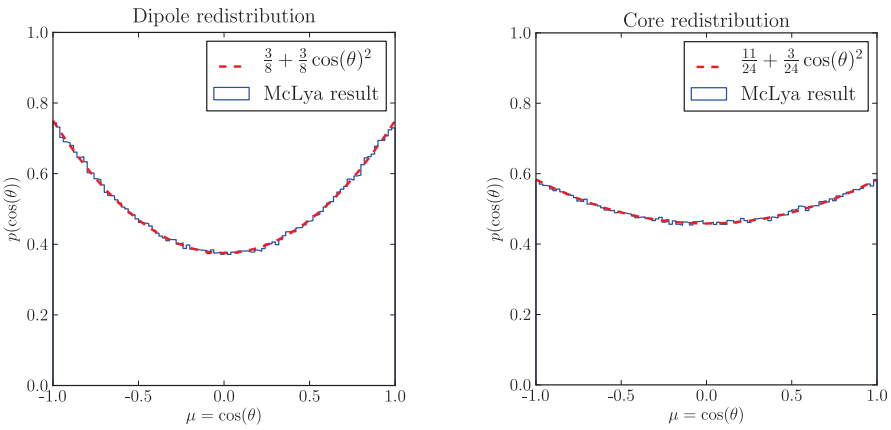
$$\mu = \frac{1}{2g}\left(1+g^2-\left(\frac{1-g^2}{1-g+2g\mathcal{R}_\mu}\right)^2\right). \tag{3.76}$$

On en déduit $\theta = \arccos\mu$, et on détermine $\phi = 2\pi\mathcal{R}_\phi$ aléatoirement.

Enfin, la nouvelle direction de polarisation est également déterminée aléatoirement dans le plan orthogonal à $\mathbf{k}'$.

3.4.5 *Tests de la polarisation*

Afin de tester l'implémentation du transfert radiatif polarisé, j'ai réalisé deux expériences numériques idéalisées. La première, dont les résultats sont présentés sur la figure 3.11, consiste à émettre des photons dans un milieu homogène, et à arrêter le code après une diffusion. En mesurant l'angle θ entre la direction d'émission et la direction d'observation, on a alors directement accès à la fonction de phase intégrée sur tous les états de polarisation. L'expérience a été réalisée en imposant une diffusion purement dans les ailes de la raie (figure 3.11a), et purement au centre de la raie (figure 3.11b). Les résultats indiquent un excellent accord entre notre implémentation et la fonction de phase théorique.



(a) Diffusion dans le centre de la raie (b) Diffusion dans les ailes de la raie

FIGURE 3.11 – Comparaison des fonctions de phases théoriques (en rouge) et retrouvées à partir de MCLYA (en bleu).

Le second test s'inspire des résultats de DIJKSTRA et LOEB (2008). Le premier exemple considéré par les auteurs décrit la diffusion de photons Lyα dans les vents autour d'une galaxie formant activement des étoiles, en modélisant le problème comme une source ponctuelle entourée d'une coquille sphérique en expansion. Dans leur article, DIJKSTRA et LOEB présentent le cas de deux coquilles, en expansion à $v_{\rm exp} = 200\,{\rm km\,s^{-1}}$, et de densité de colonne d'hydrogène $N_{\rm H\,I} = 10^{19}\,{\rm cm^{-2}}$ et $N_{\rm H\,I} = 10^{20}\,{\rm cm^{-2}}$. Pour reproduire cette expérience, il a été nécessaire de commencer par préparer une grille AMR représentant de telles coquilles. On présente en figure 3.12 le degré de polarisation $\mathcal{P}$ en fonction du rayon résultant du transfert polarisé avec MCLYA. Les courbes noires de la figure correspondent aux modèles de DIJKSTRA et LOEB (2008), et les courbes rouges représentent les résultats de notre expérience numérique. Encore une fois, il y a un très bon accord entre les résultats de MCLYA et ceux de DIJKSTRA et LOEB (2008).

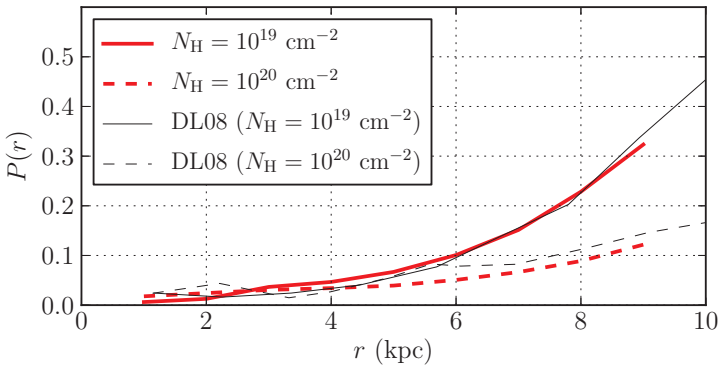


FIGURE 3.12 – Profil de polarisation pour une coquille en expansion comparé aux modèles de DIJKSTRA et LOEB (2008).

De ces expériences, on peut conclure que cette nouvelle implémentation de la polarisation dans Lyα est à la fois correcte et cohérente avec les résultats d'autres groupes. Dans le chapitre 6, nous présenterons une application du transfert polarisé au cas des blobs Lyman-α.

Deuxième partie

TRANSFERT RADIATIF DANS LES PROTOGALAXIES

Dans cette seconde partie, nous allons appliquer les méthodes numériques présentées dans la partie précédente. Le chapitre 4 présente l'étude que j'ai menée sur la contribution des petites galaxies à la réionisation, puis le chapitre 5 apporte quelques premiers résultats sur les propriétés observables de ces galaxies. Enfin, le chapitre 6 se concentre sur une seconde application, le transfert résonant dans les blobs Lyman-α.

4

CONTRIBUTION DES GALAXIES PRIMORDIALES À LA RÉIONISATION

4.1 Formation des galaxies de faible masse **105**
- 4.1.1 Préparation des simulations 106
- 4.1.2 Assemblage de la masse stellaire 109
- 4.1.3 Un feedback des supernovae très efficace 111

4.2 Contribution à la Réionisation **114**
- 4.2.1 Évolution de $f_{esc}(t)$ 115
- 4.2.2 Directions d'échappement 117
- 4.2.3 Feedback des supernovae 119
- 4.2.4 Production de photons ionisants 121
- 4.2.5 Comparaison des estimateurs de f_{esc} 124

4.3 Échappement local des photons **125**
- 4.3.1 Sites de formation stellaire 125
- 4.3.2 Absorption dans le milieu circumgalactique 130

4.4 Discussion **131**
- 4.4.1 Nécessité de résoudre le milieu interstellaire 132
- 4.4.2 Modélisation des étoiles 135

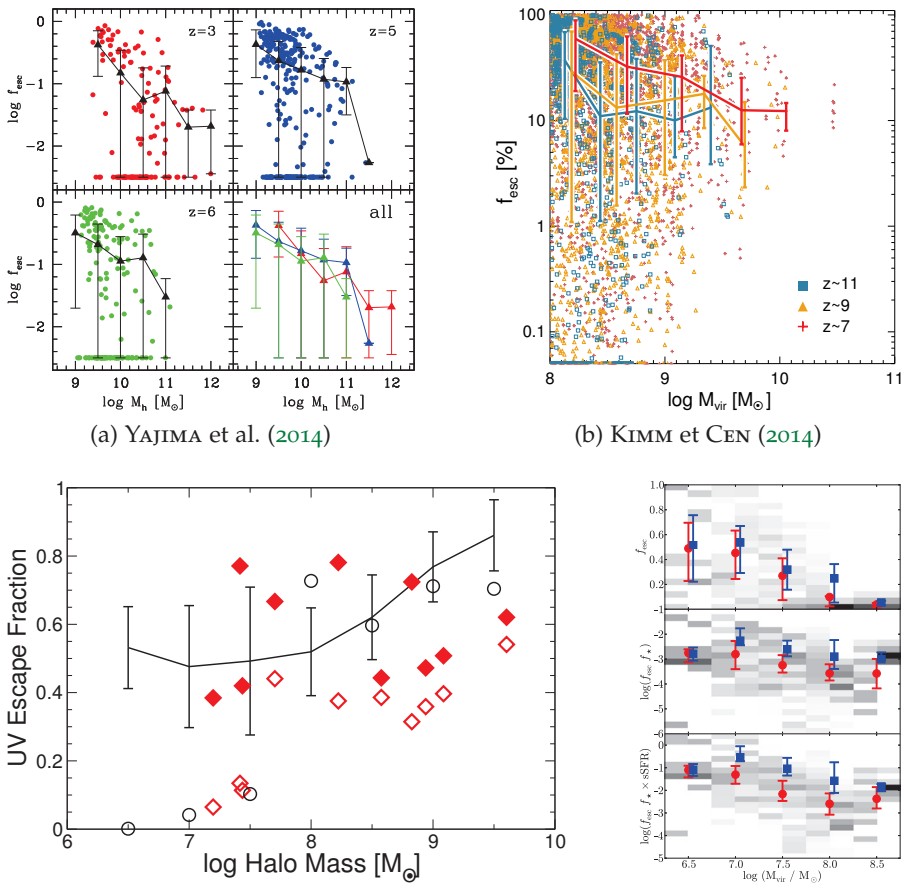
4.5 Résumé de ce chapitre **137**

Dans le chapitre 1.2, nous avons présenté le scénario de réionisation par les premières étoiles et galaxies : aux alentours de $z \sim 20$, les premières structures se forment, et les premières étoiles s'allument. Peu ou pas enrichies en éléments lourds, elles sont très chaudes et produisent une grande quantité de photons UV qui vont ioniser leur environnement et créer des régions H II. Ces bulles vont grossir jusqu'à ce que vers $z \sim 6$, l'Univers tout entier baigne dans un fond UV ionisant. Pour construire un modèle théorique de la réionisation, nous avons vu que l'un des paramètres principaux et les plus mal contraints est f_{esc}, la fraction des photons ionisants qui parviennent à s'échapper des galaxies pour réioniser l'Univers.

De nombreux travaux théoriques et numériques ont été développés ces vingt dernières années dans le but de déterminer la fraction d'échappement des galaxies. En s'appuyant sur des modèles idéalisés, Dove et Shull (1994) et Wood et Loeb (2000) ont trouvé des

valeurs de f_{esc} faible dans les disques galactiques. Ces premières estimations ont ensuite été raffinées par Ciardi et al. (2002), qui ont modélisé différentes distributions du gaz dans le milieu interstellaire et ont étudié leur effet sur le transfert de rayonnement, puis par les travaux de Clarke et Oey (2002), Dove et al. (2000) et Fujita et al. (2003) qui ont souligné l'importance de l'existence de bulles ionisées pour permettre aux photons de sortir du disque. À l'aide d'un modèle idéalisé de disque, Fernandez et Shull (2011) proposent enfin une étude systématique de l'effet de différents paramètres décrivant la structure de la galaxie (distribution de nuages denses dans l'ISM, efficacité de formation stellaire), et montrent que selon les valeurs prises par ces paramètres, f_{esc} peut varier de 0 à 100 %.

En parallèle, des simulations de galaxies à la fois isolées et dans un contexte cosmologique ont vu le jour, donnant de précieuses informations sur le transfert de rayonnement dans un environnement plus réaliste (Gnedin et al., 2008 ; Kim et al., 2013 ; Kimm et Cen, 2014 ; Ma et al., 2015 ; Paardekooper et al., 2013 ; Paardekooper et al., 2015 ; Razoumov et Sommer-Larsen, 2006 ; Razoumov et Sommer-Larsen, 2007 ; Razoumov et Sommer-Larsen, 2010 ; Wise et Cen, 2009 ; Wise et al., 2014 ; Xu et al., 2016 ; Yajima et al., 2014). Étonnamment, ces différentes études ne convergent généralement pas et présentent des résultats très différents les unes des autres, comme illustré sur la figure 4.1. Par exemple, Gnedin et al. (2008) et Wise et Cen (2009) trouvent que f_{esc} augmente avec la masse du halo, Kimm et Cen (2014), Paardekooper et al. (2015), Razoumov et Sommer-Larsen (2010) et Wise et al. (2014) trouvent la tendance opposée, et les résultats Ma et al. (2015) n'indiquent aucune dépendance. En réalité, il est très difficile de comparer toutes ces simulations entre elles. Les halos étudiés ont des masses qui varient sur six ordres de grandeur, de 10^6 à $10^{12}\,M_\odot$; les méthodes numériques employées sont incroyablement différentes : les codes utilisent des grilles ou des particules, la résolution varie de plus d'un facteur 100, le transfert de rayonnement est parfois couplé et parfois en post-traitement, etc. Peut-être plus important encore, aucune de ces simulations n'a la résolution pour résoudre directement la formation d'étoiles et toutes doivent donc reposer sur des modèles sous-grille. Évidemment, toutes ces études emploient des modèles différents : la structure du milieu interstellaire en sera alors radicalement changée (voir par exemple Hopkins et al., 2013 ; Kimm et al., 2015), entraînant nécessairement des variations sur la fraction d'échappement. Pour une même simulation, on observe une forte dispersions des valeurs de f_{esc} à une masse de halo donnée (voir par exemple les résultats de Kimm et Cen 2014 présentés sur la figure 4.1b). Paardekooper et al. (2015) ont montré que la valeur de f_{esc} dépend d'une grande variété de paramètres décrivant la galaxie, et pas seulement la masse du halo.



(a) Yajima et al. (2014)

(b) Kimm et Cen (2014)

(c) Wise et Cen (2009)

(d) Wise et al. (2014)

Figure 4.1 – Distribution des f_{esc} en fonction de la masse du halo obtenues par différentes études.

S'il est un point sur lequel toutes ces études concordent, c'est donc bien sur le fait qu'une population de galaxies ayant des propriétés similaires sera caractérisée par une grande dispersions des valeurs de f_{esc}. L'un des enjeux de cette thèse a été de construire un ensemble de simulations numériques permettant d'étudier l'origine de cette dispersion, et par la même occasion estimer la fraction d'échappement des petites galaxies durant l'époque de la réionisation.

Nous décrirons dans une première section les simulations de galaxies et leurs propriétés. Dans la section suivante, nous étudierons leur contribution au budget ionisant de la réionisation ; enfin, nous détaillerons le lien entre l'environnement local des sites de formation stellaires et l'échappement des photons ionisants.

4.1 FORMATION DES GALAXIES DE FAIBLE MASSE

Dans cette thèse, je me suis essentiellement intéressé à la formation des galaxies résidant dans des halos de matière noire de faible masse,

aux alentours de 10^7 à $10^9\,M_\odot$. Pour étudier les effets de transfert radiatifs dans ces galaxies, j'ai utilisé le code RAMSES-RT (ROSDAHL et al., 2013 ; ROSDAHL et TEYSSIER, 2015) présenté au chapitre 2 : nous allons résumer dans cette section les principaux paramètres de ces simulations. Sera également présenté l'histoire de formation de ces galaxies, et l'état global du milieu circumgalactique.

4.1.1 *Préparation des simulations*

La méthodologie générale pour réaliser des *zooms* dans une simulation cosmologique a été présentée dans la section 2.3 ; nous allons maintenant détailler la construction de l'échantillon des trois halos faisant l'objet de notre étude. Les halos ont principalement été choisis pour leur masse à $z = 5.7$ et pour leur histoire de formation relativement calme. Ce critère permet de limiter le volume de la région à haute résolution, limitant ainsi le coût de la simulation (qui, nous le verrons, est élevé en raison de la résolution requise et du transfert radiatif couplé). Dans la suite, nous décrirons ces trois halos par les adjectifs « gros », « moyen » et « petit », tout en gardant en mémoire que le plus gros halo fait à peine plus de $10^9\,M_\odot$.

La première étape a été de réaliser une simulation « pre-flight » suivant uniquement la matière noire jusqu'au redshift cible ($z = 5.7$, soit une évolution pendant 1 Gyr) et dans laquelle j'ai sélectionné trois halos. Pour cette simulation, les conditions initiales ont été réalisées à $z = 100$ avec MUSIC, en utilisant une cosmologie ΛCDM et les paramètres issus des résultats de *Planck* ($\Omega_\Lambda = 0.6825, \Omega_m = 0.3175, h = 0.6711$ and $\Omega_b = 0.049$, PLANCK COLLABORATION et al., 2014). Le volume simulé fait 10 Mpc/h, et la résolution initiale en matière noire est de 512^3 particules, soit $m_{DM}^{IC} = 6.6 \times 10^5\,M_\odot$, correspondant à une grille de niveau $\ell^{IC} = 9$. Les halos ont été sélectionnés avec HALOMAKER (TWEED et al., 2009), tous isolés (il n'y a aucun halo faisant plus de la moitié de leur masse à plus de dix rayons du viriel) et avec des histoires de fusions essentiellement vides. La figure 4.2 illustre l'histoire du gros halo. Les trois premières vignettes montrent l'environnement du halo au cours du temps : les cercles colorés correspondent au halo cible et les autres aux halos voisins, le rayon du cercle représentant la masse du halo et la couleur correspond au redshift. La dernière vignette représente l'histoire de fusion du halo : à part une fusion avec un rapport de masse 4 : 1 à $t = 500$ Gyr, il n'y a pas d'autre interaction notable jusqu'à $z = 5.7$.

Les halos ont ensuite tous les trois été redémarrés entre $z = 100$ et $z = 5.7$ pour réaliser les simulations RHD. Encore une fois, MUSIC a été utilisé pour les conditions initiales. Dans la région du zoom, les particules de matière noire ont une masse de $m_{DM}^{HR} = 1.9 \times 10^3\,M_\odot$, soit une grille au niveau $\ell^{HR} = 12$, une résolution équivalente à 4096^3 particules. Le niveau maximum est fixé) $\ell^{max} = 21$ dans la zone d'in-

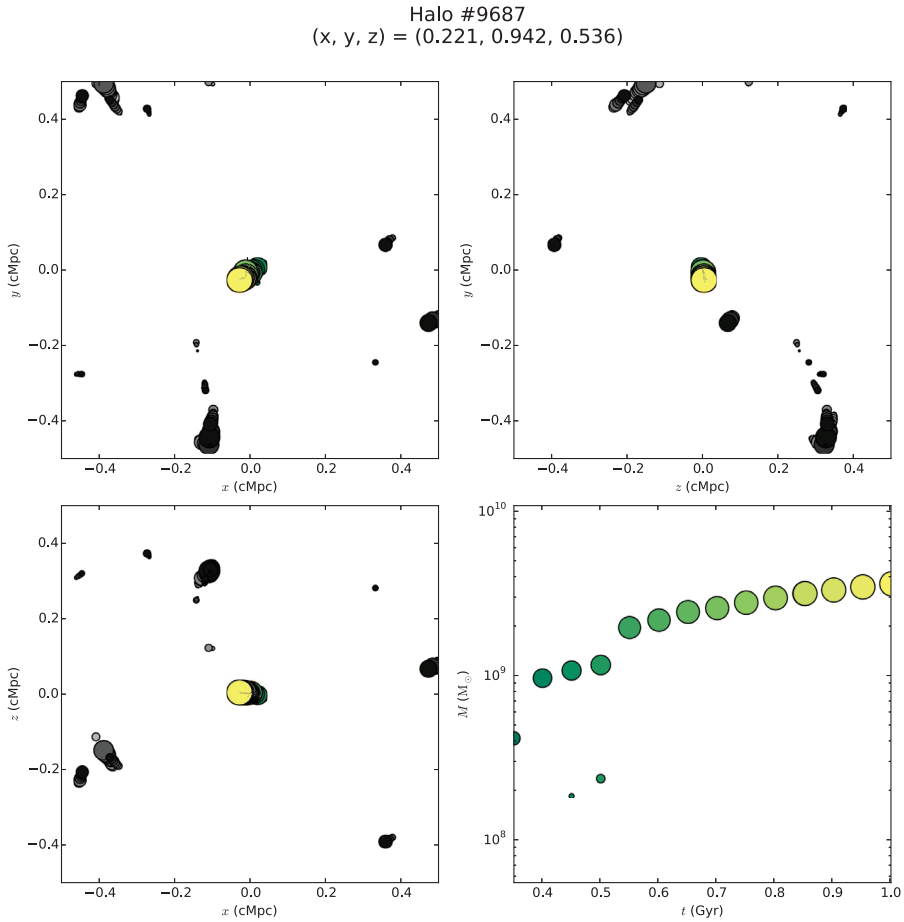


FIGURE 4.2 – Conditions initiales pour le halo le plus massif de l'échantillon.

térêt, les cellules raffinées ayant alors une taille de $\Delta x = \frac{10}{2^{21}}\mathrm{Mpc/h} \simeq$ 7.1 pc. À cette résolution, on fixe la masse des particules stellaires à $135\,\mathrm{M}_\odot$. Dans le reste de la boîte, on utilise les conditions initiales équivalentes à une simulation 256^3, soit $\ell^{\min} = 8$, suffisante pour décrire l'influence gravitationnelle des structures à grande échelle [1].

Pour la simulation RHD, les modèles sous-grille pour les particules stellaires décrits dans la section 2.3.3 sont utilisés. Le modèle de formation stellaire gravoturbulent de Devriendt et al. permet de rendre compte de la turbulence du milieu interstellaire, particulièrement importante pour les galaxies naines à grand z, très riches en gaz. L'implémentation du feedback mécanique KIMM et CEN (2014) permet pour sa part de réguler efficacement le cycle des baryons dans les halos, comme on va le voir dans la section suivante. RAMSES-RT propage le rayonnement depuis les étoiles en utilisant trois groupes de photons en utilisant la méthode des moments et une clôture des équations M1 (voir section 2.4). Pour ces simulations, on a utilisé une vitesse de la

1. MUSIC permet de réaliser des conditions initiales cohérentes aux niveau $\ell = 8$ et 9 pourvu que les graines aléatoires utilisées pour les différentes réalisations soit identiques.

lumière réduite de $\tilde{c} = 0.01c$, estimant ainsi correctement la vitesse des fronts d'ionisation dans halo de ces petites galaxies. La production de photons ionisants est déterminée par le modèle GALAXEV de BRUZUAL et CHARLOT (2003) avec une fonction de masse initiale de CHABRIER (2003). Même si elles deviennent beaucoup moins lumineuses, les particules stellaires continuent à émettre des photons au delà de la durée de vie de $\sim 5\,\mathrm{Myr}$, typique des étoiles les plus massives. Les simulations utilisent également l'approximation *on-the-spot* : tous les photons issus d'une recombinaison sont absorbés immédiatement et localement.

L'évolution thermodynamique est calculée en utilisant la fonction de refroidissement hors équilibre de RAMSES-RT pour l'hydrogène et l'hélium, en suivant explicitement les abondances de leurs états d'ionisations (H, H^+, He, He^+, He^{++}). Le taux de refroidissement primordial est directement calculé à partir de ces abondances et à l'aide des expressions données dans l'appendice E de ROSDAHL et al. (2013). Les métaux contribuent également au refroidissement : au-delà de $10^4\,\mathrm{K}$, RAMSES utilise des taux de refroidissement pré-tabulés avec CLOUDY (dernière description dans FERLAND et al., 2013). Aux plus basses températures, on utilise la prescription de ROSEN et BREGMAN (1995) pour les pertes d'énergies radiatives. Le traitement correct de l'hydrogène moléculaire n'étant pas implémenté dans RAMSES, nous ne suivons pas la formation des étoiles de population III et de l'enrichissement en métaux dû par les premières galaxies. Pour permettre le refroidissement du gaz en deçà de $10^4\,\mathrm{K}$, on impose une métallicité initiale de $Z = 10^{-3}\,Z_\odot = 2 \times 10^{-5}$ dans toute la simulation, en accord avec l'enrichissement primordial par les minihalos (WHALEN et al., 2008). La contribution des métaux au refroidissement a été calculée pour $Z = Z_\odot$, et on ajuste cette contribution proportionnellement à la métallicité Z du gaz dans chaque cellule. Notons enfin que ce terme supplémentaire de refroidissement ne tient pas compte du flux ionisant local. Plus généralement, les simulations présentées ici ne modélisent pas de fond UV métagalactique, et le seul terme de chauffage provient donc du chauffage photoélectrique dû au rayonnement local. À la fin de la réionisation, ce traitement devient approximatif, mais reste valable tant que les galaxies résident dans des bulles ionisées isolées. Notamment, les galaxies ciblées sont suffisamment isolées pour se réioniser elles-mêmes, et la contribution du fond UV ne devient donc importante qu'après la fin de la réionisation.

Chacune de ces simulations est coûteuse en temps de calcul ainsi qu'en mémoire. Le fait de suivre le transfert radiatif couplé entraîne une réduction du pas de temps, et donc un ralentissement global des simulations par rapport aux simulations hydrodynamiques pures. Par exemple, la simulation du plus gros halo, qui a été réalisée sur 320 cœurs, a nécessité un temps scalaire total de 478 000 h. Par comparaison, la même simulation sans transfert de rayonnement a coûté

un total de 138 000 h, plus de trois fois plus rapide. Pour cette raison, nous avons préféré commencer par établir un échantillon robuste de trois galaxies avec une haute résolution et une série de simulations alternatives, avec comme objectif à plus long terme d'élargir le-dit échantillon pour vérifier la portée statistique de nos analyses. Nous avons toutefois réalisé une série de simulations permettant de vérifier la robustesse de nos résultats :

— tests de résolution pour vérifier la convergence ;

— impact du transfert de rayonnement ;

— impact du fond UV ;

— impact du feedback ;

— impact de la durée de vie des étoiles massives

Nous reviendrons par la suite sur certaines de ces simulations alternatives, qui ont pour l'essentiel été réalisées sur le halo intermédiaire, permettant un compromis correct entre son histoire de formation stellaire plus riche que le petit halo et un coût numérique plus faible que celui du gros halo.

Nous allons maintenant pouvoir passer à une description des propriétés (baryoniques) des galaxies ainsi modélisées.

4.1.2 *Assemblage de la masse stellaire*

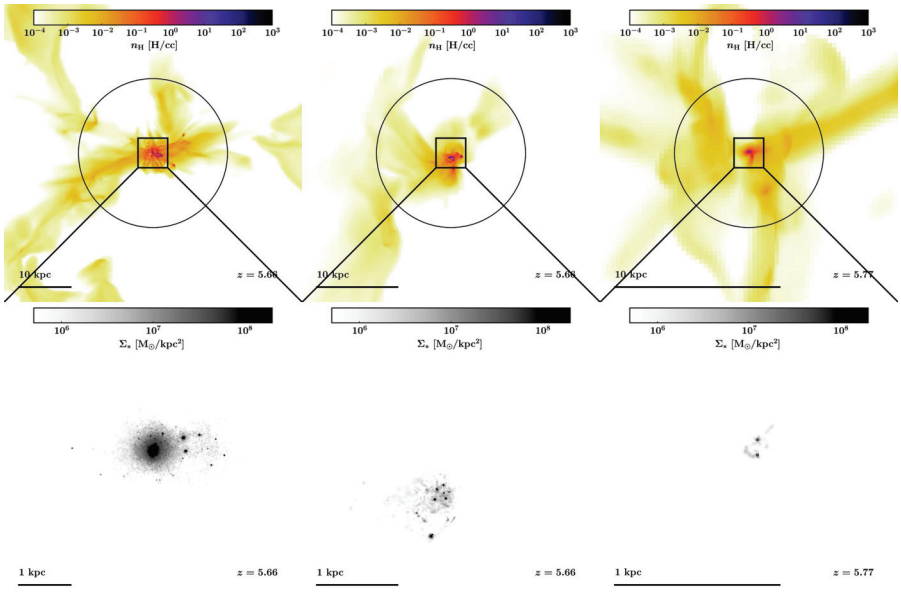
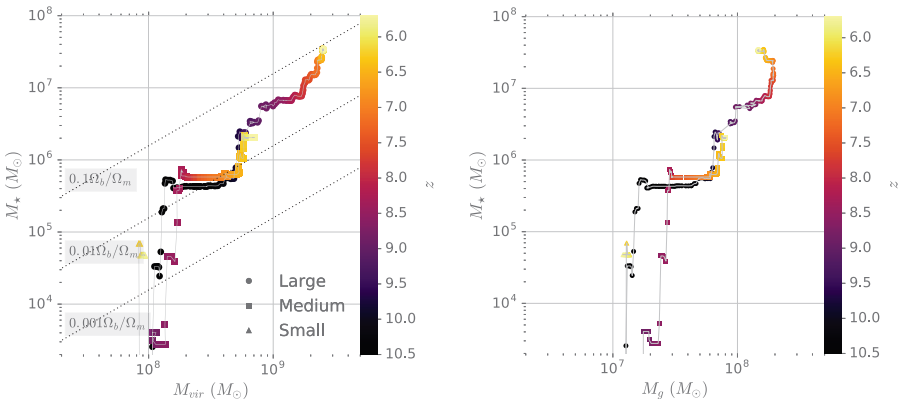


FIGURE 4.3 – Cartes de la densité de gaz (en haut) et de la densité stellaire surfacique (en bas) pour les trois galaxies à la fin de la simulation, par ordre décroissant de masse de droite à gauche.

La figure 4.3 illustre les trois halos à la fin de la simulation, à $z \sim 6$, avec à gauche le halo le plus massif à gauche et le moins massif

à droite. La densité projetée de gaz est représentée sur la première ligne, et la densité surfacique stellaire sur ligne suivante. Les trois halos semblent être approvisionnés en gaz par des filaments à grande échelle ; la distribution du gaz dans le halo étant bien plus perturbée. Comme nous allons le voir, cette morphologie est causée par l'interaction entre l'accrétion du gaz dans les filaments et les vents galactiques générés par les supernovae. La carte de densité stellaire correspond à un zoom sur chacune des galaxies, et les étoiles sont agglomérées en *clumps* (notamment à cause du modèle de formation stellaire employé, voir 2.3.3).

La figure 4.4 illustre l'histoire de croissance des trois halos formant l'échantillon principal, en présentant l'évolution de la masse stellaire $M_\star$ en fonction soit de la masse du halo M_{vir} (à gauche), soit de la masse de gaz M_g disponible dans le halo. Les trois halos sont repré-



(a) M_{vir} vs $M_\star$ (b) M_g vs $M_\star$

FIGURE 4.4 – Assemblage de la masse stellaire des galaxies.

sentés par des symboles différents (ronds pour le halo le plus massif, carrés pour le halo intermédiaire, et triangles pour le plus petit), et le code couleur indique l'évolution temporelle avec le redshift. Sur la figure 4.4a, les lignes diagonales indiquent de haut en bas 10, 1 et 0.1 % de la fraction baryonique moyenne dans l'Univers.

Avant de détailler l'évolution de ces quantités, on peut noter que les galaxies de l'échantillon convertissent en moyenne de 1 à 10 % des baryons en étoiles à tout instant, sauf aux très faibles masses. Cette valeur est légèrement supérieure à ce que les extrapolations des modèles de BEHROOZI et al. (2013) ou MOSTER et al. (2013) prédisent. Notons toutefois que ces modèles sont calibrés sur des observations à plus bas redshift, et visent à étudier les halos plus massifs que $10^{10}\,M_\odot$: il n'y a quasiment pas de contraintes observationnelles sur les galaxies de petites masses à $z \gtrsim 6$. Du coté des simulations, la situation n'est guère plus encourageante : certaines études (par exemple HOPKINS et al., 2014) semblent former des galaxies moins massives, tandis que d'autres (par exemple le modèle seminumérique

DRAGONS de MUTCH et al. 2015) indiquent une dispersion dans la relation entre $M_\star$ et M_{vir} de plusieurs dex pour des halos moins massifs que $10^9\,M_\odot$. Sur le plan des observations MILLER et al. (2014, Fig. 6) trouvent qu'à bas z, les galaxies de faibles masses ont un rapport $M_\star/M_{vir}$ plus grand que prévu par les modèles d'*abundance matching*. Bien que ces galaxies ne soient pas les analogues exacts des galaxies à grand z, ces observations sont en accord avec nos résultats. Les différences entre nos simulations et les autres résultats numériques sont donc relativement mineures en regard des incertitudes mises en jeu.

Sur la figure 4.4, on peut noter deux particularités remarquables. D'une part, pour les trois halos, le premier épisode de formation stellaire apparaît à $M_{vir} \sim 10^8\,M_\odot$ (ou $M_g \sim 2 \times 10^7\,M_\odot$), indépendamment du redshift. Cette masse correspond à la limite caractéristique du *refroidissement atomique* (c'est-à-dire par l'émission Lyman-α). Tant qu'il n'a pas atteint cette masse, en l'absence de métaux ou d'hydrogène moléculaire, un halo ne peut pas continuer à s'effondrer pour former des étoiles. D'autre part, on remarque que la masse stellaire augmente par à-coups, en particulier lorsque les halos sont particulièrement peu massifs. Concentrons-nous un temps sur le halo de masse intermédiaire. Vers $z \sim 8.5$, un vigoureux épisode de formation stellaire se produit (jusqu'à $M_\star \simeq 6 \times 10^5\,M_\odot$), suivi par un long plateau pendant lequel la formation d'étoile est stoppée. Pendant environ 200 Myr, le halo va continuer d'accréter de la matière, jusqu'à ce que vers $z \sim 6.5$, une nouvelle bouffée de formation stellaire se produise. Comme nous allons le voir dans la section suivante, ce comportement très *intermittent* est directement causé par le feedback : les supernovae vont fortement réduire la formation stellaire pendant un temps en chauffant et expulsant le gaz, jusqu'à ce que le réservoir de gaz froid de la galaxie se remplisse à nouveau, et permette de redémarrer un nouvel épisode. Entre temps, le halo continue d'accréter de la matière, si bien que M_{vir} et M_g continuent à croître régulièrement.

4.1.3 *Un feedback des supernovae très efficace*

L'intermittence de la formation d'étoiles est à nouveau illustrée sur la figure 4.5, qui présente l'histoire de formation stellaire du halo le plus massif en bleu (—). Dans la simulation, ce taux est mesuré comme la masse d'étoiles formées pendant les derniers 10 Myr divisée par cette durée :

$$\mathrm{SFR} = \mathrm{SFR}_{10} \equiv \frac{M_\star(t_\star < 10\,\mathrm{Myr})}{10\,\mathrm{Myr}}. \tag{4.1}$$

Sont représentés sur la même figure les flux de gaz sortant (—) et entrant (—), correspondant respectivement aux vents galactiques propulsés par les supernovae et à l'accrétion de matière sur le halo. Pendant une bouffée de formation stellaire donné, le SFR peut atteindre jusqu'à $1\,M_\odot/\mathrm{yr}$, et plus typiquement des valeurs de l'ordre

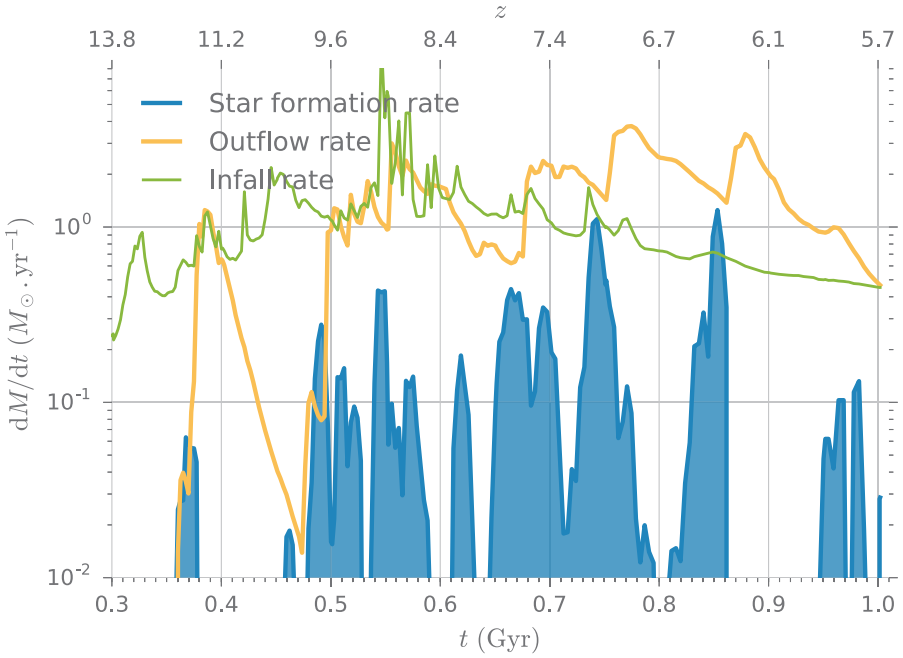


FIGURE 4.5 – Évolution des baryons dans le halo le plus massif : taux de formation stellaire (bleu), flux de gaz net sortant (jaune) et entrant (vert). Chaque épisode de formation stellaire est suivi d'un large vent galactique.

de 0.2 $M_\odot$/yr, chacun des épisodes durant 20 à 50 Myr. Cette intermittence, déjà observée dans d'autres simulations (par exemple WISE et CEN 2009, KIMM et CEN 2014 ou SHEN et al. 2014), est régulé par les explosions des supernovae, qui vont chauffer le gaz dans le halo et ainsi retarder la formation de nouveaux nuages suffisamment denses pour déclencher la formation stellaire. On voit en effet sur la figure qu'environ 10 Myr après le début d'un épisode de formation stellaire, un vent galactique se développe et le flux de gaz sortant atteint un taux de 2 à 4 $M_\odot$/yr, jusqu'à dix fois plus que la quantité de gaz convertie en étoile dans le même temps. L'évolution de ce taux de flux sortant suit celle du SFR : lorsque la formation stellaire s'arrête, toutes les étoiles massives auront explosé en supernovae au bout d'une dizaine de Myr. En l'absence de source, les vents galactiques vont peu à peu faiblir voire disparaître.

Ces vents sont responsables de la présence des plateaux de la figure 4.4 en coupant la formation stellaire pendant un certain temps, tandis que du gaz et de la matière noire continuent à grossir le halo. Pour le halo de masse intermédiaire, cette interruption dure environ 200 Myr, alors que pour le halo le plus gros, le plateau dure seulement 100 Myr. On pourrait tenter d'expliquer cette différence par le fait que dans un halo plus massif, le gaz met moins de temps à refroidir, mais le fait que les plateaux se produisent lorsque les halos ont des masses similaires (voir figure 4.4) permet d'exclure cette hypothèse. En revanche, dans le halo massif, le flux de gaz entrant est plus

important d'un facteur 2 à 3. Cette remarque suggère que le temps nécessaire à re-remplir le réservoir de gaz du halo le plus massif sera nettement plus court que dans le halo intermédiaire, permettant ainsi à la formation stellaire de redémarrer plus tôt.

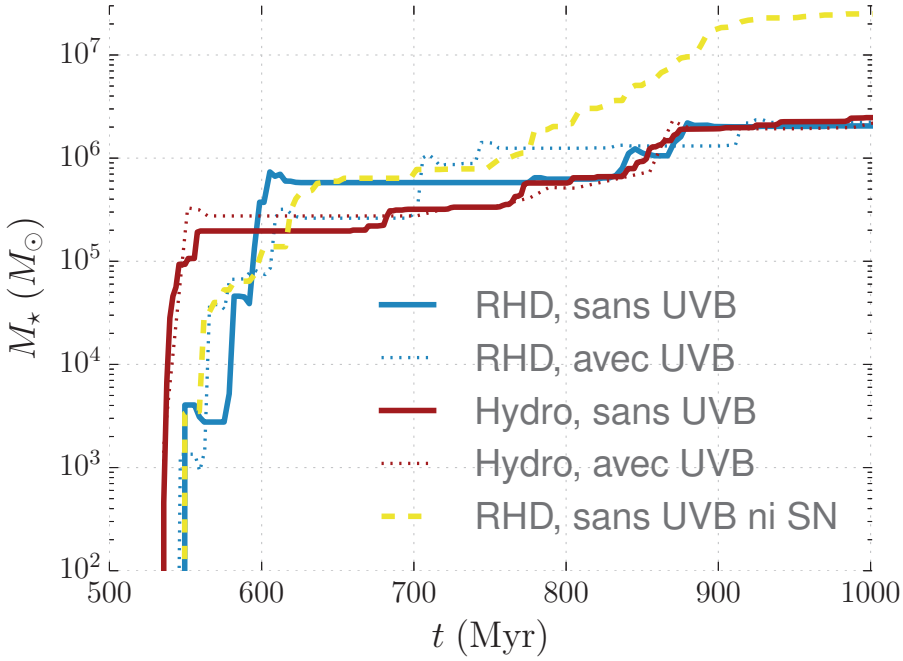


FIGURE 4.6 – Comparaison des histoires de formation stellaire du halo intermédiaire pour différentes simulations.

Afin de confirmer l'influence principale du feedback sur l'intermittence de la formation stellaire, le halo intermédiaire a été re-simulé un total de cinq fois en changeant la physique prise en compte : avec et sans fond UV, avec et sans transfert radiatif couplé, et une version sans feedback des supernovae pour vérifier l'impact sur l'histoire de formation d'étoiles. Les différentes simulations sont résumées dans le tableau 4.1, et la figure 4.6 illustre l'histoire de formation stellaire correspondant à chacune de ces simulations. Une première remarque sur cette figure est que toutes les simulations avec feedback des supernovae convergent vers la même valeur $M_\star \simeq 2 \times 10^6\,M_\odot$ après 1 Gyr, alors que la simulation sans supernovae donne dix fois plus d'étoiles, soit $M_\star \simeq 2 \times 10^7\,M_\odot$: le feedback des supernovae permet donc de réguler efficacement la formation d'étoiles dans les galaxies peu massives. On peut également noter que les différences entre les quatre autres histoires de formation stellaire semblent réduites lorsque la masse de la galaxie augmente : la stochasticité de la formation stellaire semble s'atténuer. Pour sa part, le *feedback radiatif* des étoiles dans les simulations RHD semble être peu efficace pour contrôler la croissance en masse des galaxies. Enfin, il semble que l'inclusion d'un fond UV ionisant n'a quasiment aucun effet.

SIMULATION	RHD	UV	SN
——	✓	×	✓
·····	✓	✓	✓
——	×	×	✓
·····	×	✓	✓
- - - -	✓	×	×

TABLE 4.1 – Résumé des variantes de la simulation du halo intermédiaire.

4.2 CONTRIBUTION À LA RÉIONISATION

Nous allons maintenant discuter des propriétés radiatives des trois galaxies de notre échantillon, en nous attardant particulièrement sur le lien entre l'intermittence de la formation stellaire, le feedback des supernovae, et l'échappement des photons ionisants dans le milieu intergalactique.

Les simulations RHD suivent en tout point et à tout instant le flux de photons, ce qui permet de calculer la fraction d'échappement f_{esc} autour de chaque halo [2]. En principe, la fraction d'échappement peut être calculée comme le flux total ionisant traversant une surface fermée divisé par la luminosité intrinsèque des sources. La vitesse de la lumière étant toutefois finie, les photons mettent un certain temps à se propager entre les sources et la limite du halo. Pour une source continue, dans un halo à l'évolution lente, ce délai n'aurait aucun impact, toutefois nous avons vu dans la section précédente que les galaxies massives ont une vie très mouvementée, formant des étoiles par bouffée. La conséquence attendue de cette intermittence de la formation stellaire est que les galaxies vont clignoter. Un photon parcourt 10 kpc à la vitesse de la lumière en environ 30 kyr ; à la vitesse de la lumière réduite $\tilde{c}$ ce temps sera multiplié par 100. Dans nos simulations, un photon émis au centre d'un halo de $R_{vir} \sim 10$ kpc n'atteindra le rayon du viriel qu'après 3 Myr, un temps comparable à la durée de vie typique des étoiles massives, et seulement ~ 10 fois plus court que la durée des bouffées de formation stellaires. Il faut donc prendre ce délai en compte dans le calcul de la fraction d'échappement.

La fraction d'échappement f_{esc} à une distance r du centre du halo et intégrée sur toutes les directions s'exprime à un instant t comme

$$f_{esc}(r,t) = \frac{\int \mathbf{F}_{out}(t) \cdot \hat{\mathbf{r}}\, d\Omega}{\sum_i m_\star^i \dot{n}_{ion}^i (t - r/\tilde{c})}, \tag{4.2}$$

où $\mathbf{F}_{out}$ est le flux de photons sortant, $\hat{\mathbf{r}}$ est la direction radiale, $m_\star^i$ est la masse de la i-ème particule stellaire, et $\dot{n}_{ion}^i(t)$ est le taux de

2. De façon générale, lorsque l'on parlera de fraction d'échappement sans plus de précision, il s'agira de la fraction d'échappement au rayon du viriel du halo.

productions de photons ionisants (luminosité) par masse solaire pour une population stellaire d'âge t, telle que donnée par GALAXEV. Pour le flux, on prend $\mathbf{F}_{\rm out} = \mathbf{F}_{\rm ion}$ si le flux est sortant, et $\mathbf{F}_{\rm out} = 0$ sinon, afin de ne pas tenir compte des contributions négatives à $f_{\rm esc}$ provenant par exemple de satellites. L'expression précédente fait l'hypothèse que toutes les étoiles sont au centre du halo (à travers l'utilisation d'un unique délai $r/\tilde{c}$), ce qui est généralement une bonne approximation pour nos galaxies très isolées.

Une autre possibilité pour estimer $f_{\rm esc}$ utilise une méthode de lancer de rayons. À l'aide de HEALPIX (Hierarchical Equal Area iso-Latitude Pixelation, GÓRSKI et al., 2005), on génère $N = 12 \times 4^{\ell}$ directions (avec ℓ un entier), décomposant ainsi la sphère en N pixels tous de même surface. Dans direction j, on peut intégrer la profondeur optique $\tau_{\rm H\,I}^{i,j} = \sigma_{\rm H\,I} N_{\rm H\,I}^{i,j}(r)$ sur une distance r à partir de chaque particule stellaire i. La fraction d'échappement intégrée sur toutes les directions et pondérée par la luminosité $L_{\rm ion}^{i}$ de chaque particule peut alors être calculée comme

$$f_{\rm esc} = \frac{\sum_i L_{\rm ion}^{i} \bar{T}_i}{\sum_i L_{\rm ion}^{i}}, \tag{4.3}$$

où $\bar{T}_i = \langle e^{-\tau_{\rm HI}^{i,j}} \rangle_j$ donne l'atténuation moyenne du rayonnement autour de la i-ème particule. Contrairement à la précédente, cette méthode ne prend pas du tout en compte le temps de traversée du halo. En revanche, elle est relativement agnostique vis-à-vis du modèle de population stellaire et ne nécessite pas de supposer que toutes les sources sont au centre du halo. Plus important encore, elle permet d'une part d'estimer la fraction d'échappement *individuelle* de chaque particule stellaire (que nous discuterons dans la section 4.3), et d'autre part d'étudier l'existence ou non de directions d'échappement privilégiées, comme suggéré par les simulations idéalisées de KIM et al. (2013). Nous verrons que ces deux méthodes donnent des résultats identiques.

4.2.1 *Évolution de* $f_{esc}(t)$

L'évolution de la fraction d'échappement intégrée est représentée sur la figure 4.7 pour les trois halos, présentant une fois encore un comportement très intermittent. Le halo massif (représenté en rouge) traverse une dizaine d'épisodes où $f_{\rm esc} > 10\,\%$, chacun d'entre eux durant entre 10 et 50 Myr. Ces bouffées d'émissions de photons sont suivies par des périodes beaucoup plus calmes, où $f_{\rm esc}$ atteint à peine 10^{-4} à 10^{-3}. L'émission du halo intermédiaire suit une histoire assez similaire, avec $f_{\rm esc}$ qui peut atteindre plus de 50 % pendant de longues durées. Le plus petit halo, en revanche, ne forme des étoiles que pendant un seul épisode, ce qui se traduit en terme de fraction d'échappement que par un unique pic autour de $z \sim 6.1$.

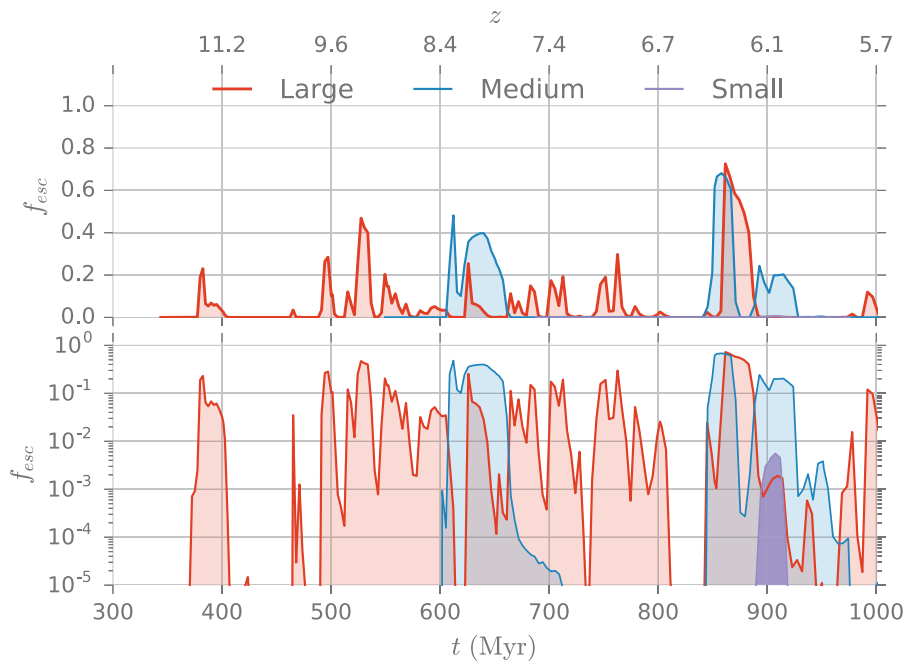


FIGURE 4.7 – Évolution de f_{esc} en fonction du temps pour les trois halos, en échelle linéaire (en haut) et logarithmique (en bas). pour les deux halos les plus massifs, f_{esc} varie par intermittence, passant de 0 % à plus de 60 % très rapidement. Le plus petit halo atteint à peine $f_{esc} \lesssim 1$ % pendant un court épisode à $t \simeq 900$ Myr et n'est donc pas visible sur la partie haute de la figure.

En dehors du petit halo, ces résultats sont globalement cohérent avec les simulations précédentes, comme elles de KIMM et CEN (2014) ou PAARDEKOOPER et al. (2015), qui trouvent que pour des halos de $M_{vir} \sim 10^8$ à $10^9\,M_\odot$, f_{esc} est de l'ordre de 0.1 à 2 %, mais peut parfois dépasser les dizaines de pourcents. Les valeurs citées par ces études sont toutefois moyennées sur un grand nombre de galaxies, et il est donc difficile de les comparer à une valeur moyennée sur le temps comme on peut le faire pour les simulations présentées ici.

Les variations rapides de la fraction d'échappement traduisent en fait l'intermittence de la formation d'étoiles que nous avons discutée dans la section 4.1. Cette corrélation apparaît immédiatement lorsque l'on trace sur la figure 4.8 la fraction d'échappement (—), le taux de formation stellaire (—) et le flux de masse sortant (—) du halo massif. En lien avec les épisodes de formation stellaire, on voit que f_{esc} croît très vite jusqu'à sa valeur maximale dès que les vents galactiques commencent à se développer. Cette transition brutale s'interprète comme un signe que le rayonnement ionisant va pouvoir s'échapper dès qu'un canal transparent apparaît dans milieu interstellaire. Ceci se produit en général environ 10 Myr après le début d'un épisode, ce qui correspond à la durée après laquelle les particules stellaires explosent en supernovae dans nos simulations (voir la section 2.3.3). On peut enfin noter que f_{esc} atteint sa valeur maximale

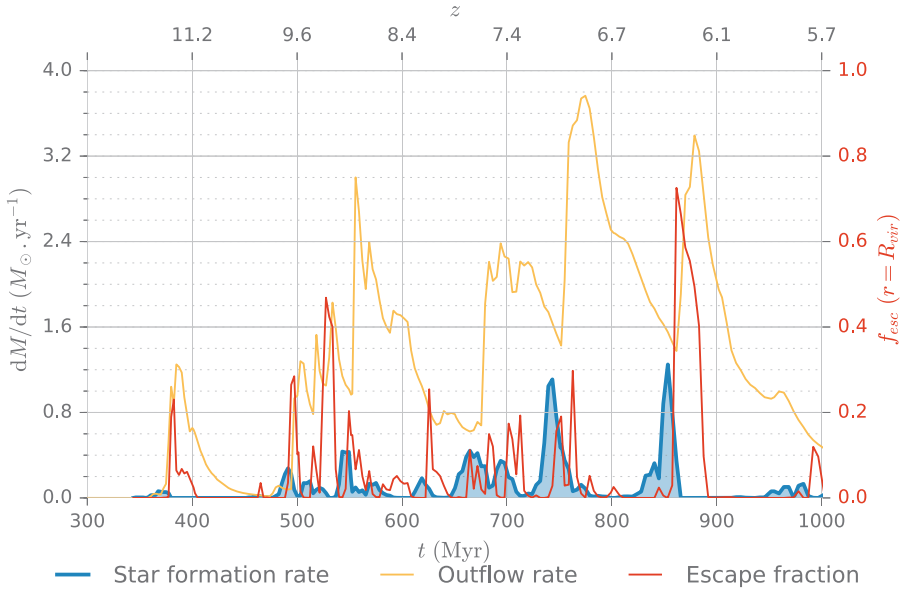


FIGURE 4.8 – Évolution du taux de formation stellaire (en bleu), du flux de masse sortant (en jaune) et de la fraction d'échappement (en rouge) pour le halo le plus massif. La fraction d'échappement commence à augmenter en même temps que le flux de masse, et environ 10 Myr après le début d'une bouffée de formation d'étoiles.

bien avant le flux de masse : si ces deux quantités sont calculées au rayon du viriel, le rayonnement ionisant se propage bien plus vite que gaz dans les vents galactiques.

Les variations rapides de f_{esc} en très peu de temps tendent à suggérer l'interprétation suivante pour la dispersion des valeurs de f_{esc} observées dans d'autres études (par exemple GNEDIN et al., 2008 ; KIMM et CEN, 2014 ; PAARDEKOOPER et al., 2015 ; RAZOUMOV et SOMMER-LARSEN, 2010 ; WISE et al., 2014) : à une même masse de halo ou masse stellaire, une galaxie peut avoir une fraction d'échappement instantanée variant essentiellement entre 0 % et près de 100 %. Sur un large échantillon, les galaxies seront vraisemblablement toutes dans des phases différentes, entraînant une grande dispersion des valeurs de f_{esc}.

4.2.2 *Directions d'échappement*

L'évolution simultanée de f_{esc}, du flux de masse sortant et du taux de formation stellaire semble indiquer une origine commune : en chauffant le gaz et en générant des vents galactiques, l'apport d'énergie par les explosions de supernovae peut à la fois contrôler la formation stellaire et permettre aux photons de sortir du halo. Ces explosions sont ainsi responsables de l'intermittence de l'émission de photons ionisants dans les petites galaxies. On a pu voir sur la fi-

gure 4.3 que la morphologie du gaz dans le halo était complètement perturbée ; la combinaison des éjections de gaz et au chauffage par les supernovae va alors nettoyer l'essentiel des lignes de visée autour des galaxies et permettre au rayonnement ionisant de rejoindre le milieu intergalactique sans obstruction.

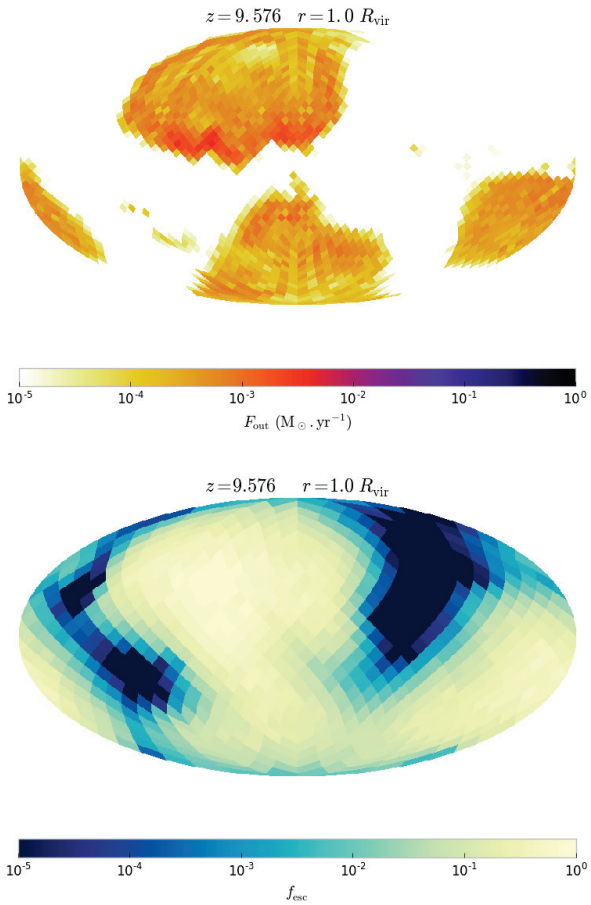


FIGURE 4.9 – Projection de Mollweide du flux de masse (en haut) et de la fraction d'échappement (en bas) pour le halo massif à $z \sim 9.6$, alors que $f_{esc} \simeq 20\,\%$. Les photons sortent préférentiellement selon les directions nettoyées par les vents galactiques.

La vignette supérieure de la figure 4.9 représente une projection de Mollweide des vents galactiques atteignant le rayon du viriel du halo massif pour un pas de temps de la simulation à $z \sim 9.6$, lorsque f_{esc} est de l'ordre de 20 %. Sur la figure, on a fixé à 0 la valeur du flux dans les directions dominées par de l'accrétion. Le vent semble se développer suivant trois directions[3], et une grande partie du ciel est bloquée par du gaz accrété sur le halo (en blanc sur la figure). On observe sur la vignette du bas la contrepartie « lumineuse » de cette

3. À cause de la projection de la sphère sur un plan, les régions de droite et de gauche semblent déconnectées, alors qu'elles forment en fait une seule et même direction d'échappement de masse.

projection : en bleu, f_{esc} est très bas, tandis qu'en jaune f_{esc} vaut jusqu'à près de 100 %. Il apparaît clairement que les directions dominées par les éjections de matière correspondent aux voies par lesquelles le rayonnement ionisant s'échappe du halo.

L'importance de ces canaux transparents au rayonnement a déjà été mise en avant par exemple par FUJITA et al. (2003), qui ont montré que la formation de vents galactique est une condition nécessaire pour l'échappement de photons. Plus récemment, les études numériques de GNEDIN et al. (2008), KIM et al. (2013), PAARDEKOOPER et al. (2015) et WISE et CEN (2009) ont confirmé que le rayonnement ionisant sort des galaxies de façon anisotrope, et préférentiellement par des chemins à basse densité de colonne créés par ces vents. Notons néanmoins que d'autres mécanismes que les vents peuvent en principe créer des directions à basse densité de colonne et favoriser l'échappement de photons ionisants.

4.2.3 *Feedback des supernovae*

Nous avons jusqu'à présent démontré une corrélation forte entre l'échappement de photons et les vents galactiques. Néanmoins, corrélation n'est pas causalité, et on a seulement observé que la formation stellaire (qui entraînent les vents galactiques lorsque les simulations modélisent le feedback des supernovae) précède l'émission de photons ionisants. Afin de vérifier que c'est bien l'apparition de vents qui permet de trouver de grandes valeurs de f_{esc}, on a repris la simulation du halo intermédiaire en retirant le feedback des supernovae. À cette simulation, on a adjoint une seconde variation, où le délai t_{SN} entre la formation d'étoiles et l'explosion de la particule stellaire en supernova a été réduite à 3 Myr (au lieu de 10 Myr). Cette réduction de la durée de vie des étoiles les plus massives ne devrait pas affecter la luminosité intrinsèque de la galaxie, en effet nous avons vu dans la section 2.4.2 (en particulier sur la figure 2.10) qu'à partir de 3 Myr, la luminosité d'une population stellaire simple décline très rapidement.

La figure 4.10 présente le résultat de ces simulations, avec f_{esc} en fonction du temps pour la simulation de production (—), pour la simulation sans feedback (—) et pour la simulation avec $t_{SN} = 3$ Myr (—). Il n'y a pas de différence qualitative entre les deux simulations avec feedback : f_{esc} atteint des valeurs similaires, et si la durée des épisodes avec f_{esc} élevée semble en général plus courte pour le modèle avec $t_{SN} = 3$ Myr, il est difficile d'y accorder un sens statistique. En revanche, il apparaît clairement que la simulation sans feedback, bien que formant plus d'étoiles, laisse s'échapper bien moins de photons, atteignant à peine $f_{esc} \sim 0.5$ % vers $t \sim 900$ Myr. L'absence d'énergie injectée par les supernovae va permettre au gaz de rester dans le halo sans être jamais perturbé à part par les rares interactions avec des petits *clumps* de matière noire accrétés par le halo. Le feedback radiatif

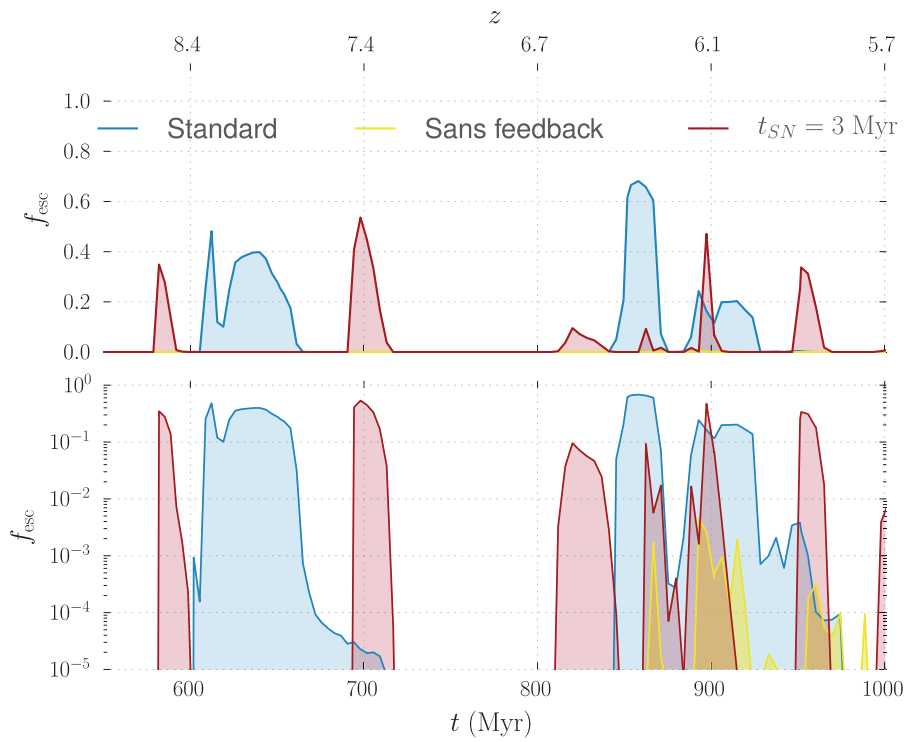


FIGURE 4.10 – Comparaison de $f_{esc}(t)$ pour le halo intermédiaire avec feedback (en bleu), sans feedback (en jaune), et en réduisant la durée de vie des étoiles massives (en rouge).

est insuffisant pour creuser des voies à basse densité de colonne dans le gaz (voir à ce propos la section 4.3 suivante), et le rayonnement reste enfermé dans la galaxie. Il y a donc bien un lien de *causalité* entre les épisodes de feedback et l'échappement des photons ionisants.

Nous poursuivons cette analyse sur la figure 4.11, qui met en avant la corrélation temporelle entre taux de formation stellaire, flux de masse sortant et fraction d'échappement pour la simulation standard (4.11a) et la simulation avec un plus court délai pour les supernovae (4.11b). Indépendamment du temps de vie des étoiles massives, le taux de formation stellaire et la fraction d'échappement prennent des valeurs similaires. Par contre, les vents galactiques sont beaucoup plus prononcés lorsque $t_{SN} = 10$ Myr : bien plus de gaz est éjecté, et la formation d'étoiles est stoppée pendant un temps plus long (de l'ordre de 250 Myr contre 100 Myr pour $t_{SN} = 3$ Myr). La seule différence entre ces deux simulations est que pour la seconde, les premières supernovae exploseront 7 Myr plus tôt, et arrêteront par conséquent la formation stellaire plus tôt. Ainsi, lors d'une bouffée de formation stellaire, à même SFR, la seconde simulation formera moins d'étoiles. Par exemple, le premier épisode autour de $z = 8.4$ dure de l'ordre de 50 Myr sur la figure 4.11a contre seulement 20 Myr sur la figure 4.11b. En formant plus d'étoiles, plus d'énergie sera injectée

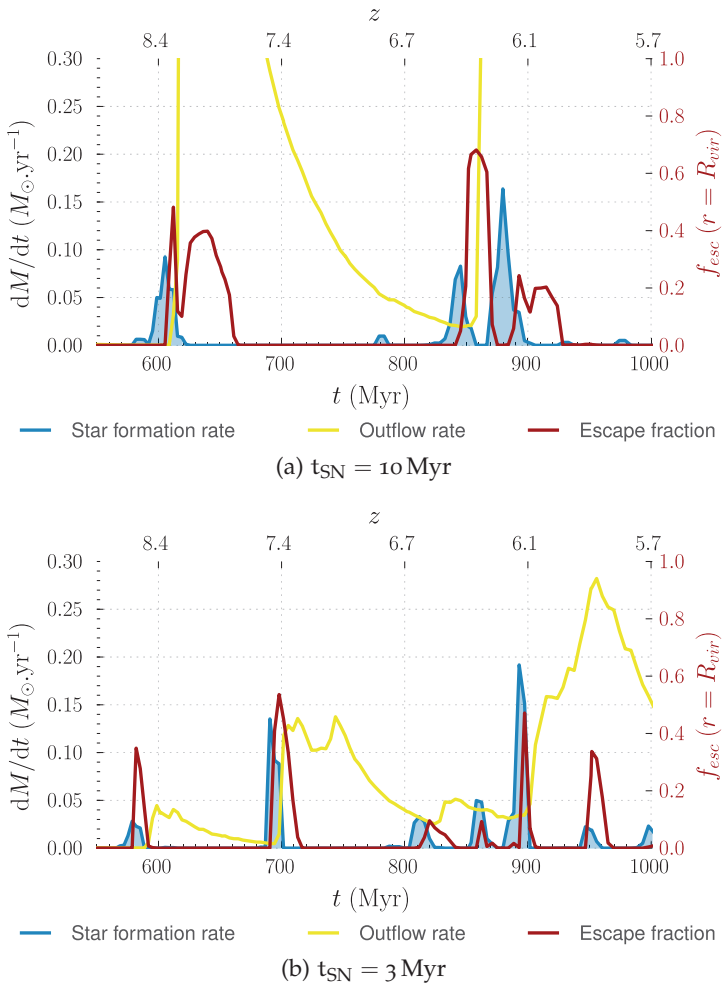


FIGURE 4.11 – Comparaison de l'évolution du SFR et des flux de masse et de photons selon le feedback : en haut, $t_{SN} = 10\,\text{Myr}$, et en bas $t_{SN} = 3\,\text{Myr}$.

dans la première galaxie, produisant ainsi des vents plus puissants, et donc moins fréquents. Le destin des photons ionisants est toutefois peu affecté par ces différences : à chaque épisode, les deux galaxies atteignent des valeurs de f_{esc} similaires, typiquement au delà de 30 %. On note néanmoins que le délai entre le début de la bouffée de formation de formation stellaire et le pic de f_{esc} est plus court lorsque $t_{SN} = 3\,\text{Myr}$ que quand $t_{SN} = 10\,\text{Myr}$, indiquant bien que dès qu'une voie d'échappement apparaît dans l'ISM, les photons ionisants s'y engouffrent. Dans la section 4.3, nous détaillerons cette interprétation en étudiant l'échappement *local* des photons.

4.2.4 *Production de photons ionisants*

Nous avons jusqu'à présent discuté de la *fraction* d'échappement, c'est-à-dire du nombre de photons sortant du halo *relativement à ceux produits*. Si dans le contexte de la modélisation de la réionisation à

grande échelle, c'est une quantité pertinente, on déduit de la première partie de cette section qu'elle ne renseigne pas réellement sur la contribution des galaxies à la réionisation au cours du temps. En effet, une galaxie peut avoir une fraction f_{esc} élevée tout en produisant en fait peu de photons, avec un taux de formation stellaire très bas : elle ne contribuera que peu à l'ionisation du milieu intergalactique.

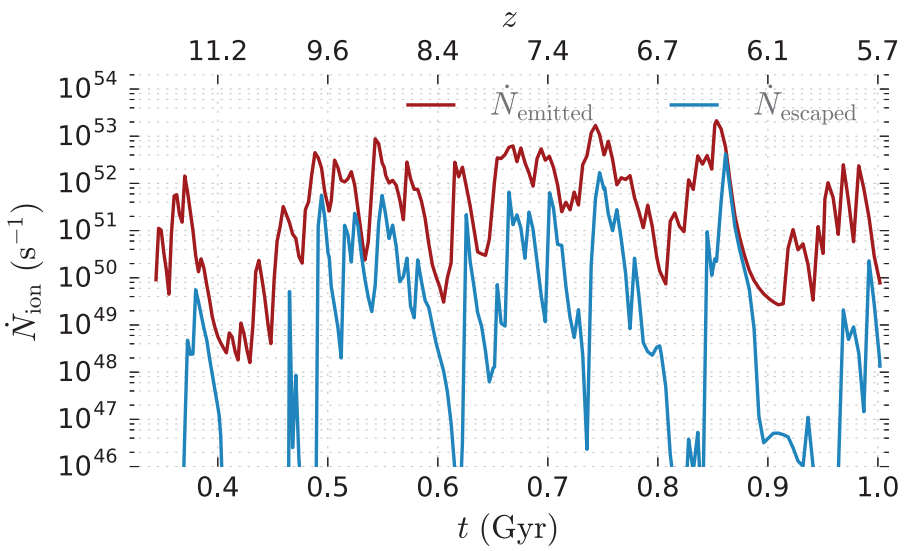


FIGURE 4.12 – Luminosité intrinsèque (en rouge) du halo le plus massif, comparée au rayonnement qui s'échappe dans le milieu intergalactique (en bleu). $\dot{N}_{escaped}$ suit les variations de $\dot{N}_{emitted}$, mais chute sensiblement plus bas. Tous les pics de $\dot{N}_{emitted}$ ne correspondent pas à des pics $\dot{N}_{escaped}$, suggérant que toutes les bouffées de formation stellaire ne contribuent pas à la réionisation.

La figure 4.12 présente l'évolution de la luminosité intrinsèque instantanée du halo le plus massif (—), qui révèle un comportement intermittent similaire au taux de formation stellaire ou à f_{esc}. La luminosité après transfert radiatif dans le halo (—) suit la même tendance, variant rapidement sur plusieurs ordres de grandeur. Néanmoins, on peut constater que les épisodes où $\dot{N}_{escaped} \sim \dot{N}_{emitted}$ (soit f_{esc} élevée) ne correspondent pas nécessairement à des pics de luminosité. Par exemple, à la fin de la simulation, très peu de photons sont émis alors que $f_{esc} \sim 10\,\%$. De même, autour de 800 et 850 Myr, la fraction d'échappement est la même (de l'ordre de $f_{esc} \sim 2\,\%$, alors que la luminosité varie d'un facteur 200 : $\dot{N}_{escaped}(800\,\text{Myr}) \simeq 4 \times 10^{48}\,\text{s}^{-1}$ et $\dot{N}_{escaped}(850\,\text{Myr}) \simeq 10^{51}\,\text{s}^{-1}$. L'injection maximale de photons ionisants dans le milieu intergalactique ne correspond pas nécessairement exactement au pic de formation stellaire (et donc de luminosité intrinsèque). Une galaxie en pleine bouffée de formation stellaire ne contribuera pas forcément au budget de photons de la réionisation de façon significative.

S'il est difficile de quantifier statistiquement la contribution des galaxies de faibles masses à la réionisation avec notre échantillon, nous pouvons tout de même chercher à progresser dans ce sens en mesurant le « rendement radiatif » (*duty cycle*) pour les galaxies. On le définit comme la fraction de temps que les galaxies de masse $M_\star^i$ passent à émettre plus de $\dot{N}_{\text{escaped}} \geqslant 10^{50}\,\text{s}^{-1}$:

$$\tau_{\dot{N}_{50}}(M_\star^i) = \frac{\sum_{\text{galaxy}} \Delta t\left(M = M_\star^i \middle| \dot{N}_{\text{escaped}} \geqslant 10^{50}\,\text{s}^{-1}\right)}{\sum_{\text{galaxy}} \Delta t\left(M = M_\star^i\right)}, \tag{4.4}$$

où $\Delta t\left(M = M_\star^i\right)$ est le temps total que la galaxie passe dans le *bin* de masse $M_\star^i$, et $\Delta t\left(M = M_\star^i \middle| \dot{N}_{\text{escaped}} \geqslant 10^{50}\,\text{s}^{-1}\right)$ est le temps passé à cette même masse en émettant $\dot{N}_{\text{escaped}} \geqslant 10^{50}\,\text{s}^{-1}$. On peut de même définir $\tau_{\dot{N}_{48}}$.

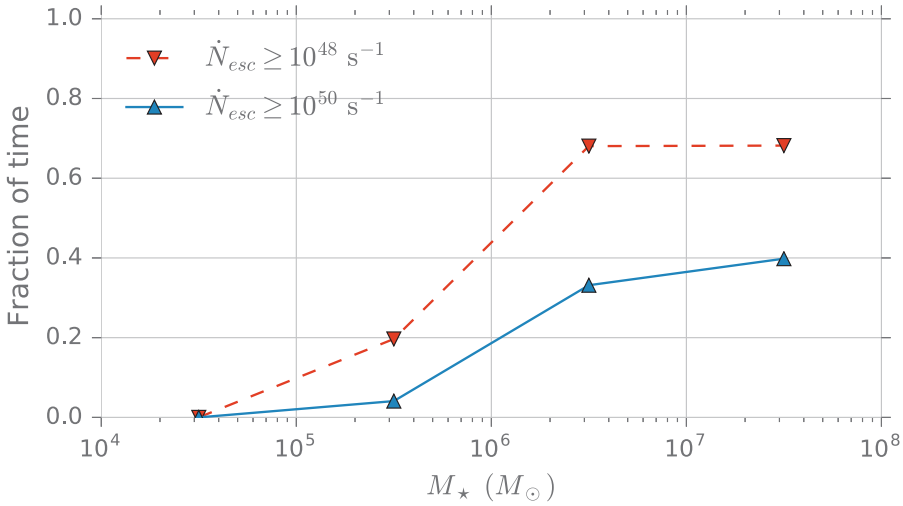


FIGURE 4.13 – Rendement radiatif du halo le plus massif. La courbe bleue (rouge) dénote la fraction de temps passée par une galaxie de masse donnée à émettre $\dot{N}_{\text{escaped}}$ supérieur à $10^{50}\,\text{s}^{-1}$ ($10^{48}\,\text{s}^{-1}$). En moyenne, une galaxie plus massive passe plus de temps à émettre des photons ionisants.

La figure 4.13 expose ces quantités pour quatre *bins* de masse, espacés régulièrement en échelle logarithmique et centrés sur $M_\star = 10^{4.5}$, $10^{5.5}$, $10^{6.5}$ et $10^{7.5}\,M_\odot$, avec $\tau_{\dot{N}_{48}}$ en rouge et $\tau_{\dot{N}_{50}}$ en bleu. Il apparaît ostensiblement que les galaxies contribuent plus de photons du continu de Lyman lorsqu'elles sont plus massives. Aux très faibles masses, le rendement chute à zéro : c'est la marque du premier épisode de formation d'étoiles, qui forme une seule population stellaire. Étant toutes formées simultanément, les premières étoiles massives vont toutes exploser en supernovae au même moment. Ainsi, bien qu'elles créent des directions à faible densité de colonne pour rayonnement, leur contribution effective à la réionisation va être très faible : lorsque ces voies sont ouvertes, les étoiles massives qui produisent l'essentiel des photons ionisant auront disparu. Avant l'apparition

des supernovae, le halo va être complètement opaque au rayonnement et la quantité de photons atteignant le milieu intergalactique va là encore être très faible. Inversement, lorsque la galaxie atteint $M_\star \gtrsim 10^6\,M_\odot$, le rendement semble stagner autour de $\tau_{\dot{N}_{50}} \simeq 40\,\%$ ou $\tau_{\dot{N}_{48}} \simeq 70\,\%$. Cette saturation traduit l'apparition d'un régime plus stable, où la formation d'étoile est régulée mais jamais complètement arrêtée par le feedback des supernovae. Le gaz dans la galaxie et le halo n'aura alors jamais le temps de complètement de se stabiliser entre deux bouffées de formation d'étoiles. Il y aura donc plus souvent des directions par lesquelles le rayonnement pourra s'échapper, et en moyenne la galaxie contribuera plus de photons ionisants. Notons toutefois que ce résultat resterait à vérifier sur un plus grand échantillon, puisque les galaxies passent l'essentiel de leur temps dans les deux derniers *bins* de masse.

De ces résultat, on retiendra surtout que les petites galaxies « clignotent », émettant par intermittence du rayonnement ionisant. Leur contribution à la réionisation est approximativement indépendant de la masse de la galaxie, à condition qu'elle soit suffisamment massive pour former régulièrement des étoiles.

4.2.5 *Comparaison des estimateurs de f_{esc}*

Dans l'introduction de cette section, nous avons présenté deux méthodes différentes pour mesurer la fraction d'échappement. La figure 4.14 compare l'estimateur (4.2) basé sur le flux de RAMSES-RT (—) à la technique (4.3) basée sur le lancer de rayons (—), à la fois en échelle linéaire (en haut) et logarithmique (en bas) pour bien faire apparaître l'amplitude des variations. Les deux méthodes sont en excellent accord quantitatif. Les quelques différences qui persistent peuvent s'expliquer par deux facteurs : d'une part l'hypothèse que les étoiles sont toutes au centre des galaxies, et d'autre part l'estimation du flux. En effet, les deux techniques ont une différence fondamentale : contrairement à la méthode des moments, en utilisant des rayons, on s'autorise à avoir des ombres marquées alors que la méthode des moments a des « fuites ». Autrement dit, dans certaines directions, le lancer de rayon donnera une épaisseur optique plus importante, et donc une fraction d'échappement plus faible. Un dernier facteur provient de la discrétisation de la sphère elle-même : pour la figure 4.14, on a utilisé une décomposition de la sphère de niveau $\ell = 2$ avec HEALPIX, soit $N = 192$ directions par particule stellaire. Si le résultat est globalement peu sensible (l'échelle typique des variations de f_{esc} de ligne de visée à ligne de visée est bien plus grande, comme on peut le voir sur la figure 4.9), on peut avoir quantitativement une légère différence avec la résolution.

Néanmoins, cette étude confirme que l'utilisation des deux méthodes est équivalente pour estimer f_{esc} autour des galaxies. Nous

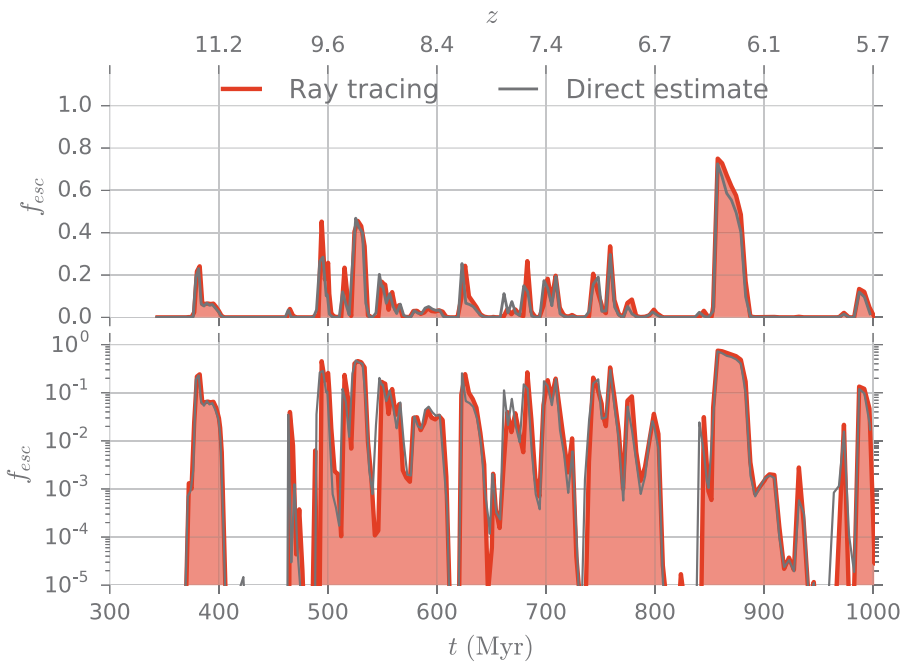


FIGURE 4.14 – Comparaison des deux méthodes de calcul de f_{esc} : en noir directement avec le flux de RAMSES-RT, et en rouge par lancer de rayons.

allons dans la section qui suit pouvoir tirer profit de la technique à base de rayon pour sonder plus en profondeur les mécanismes régulant l'échappement des photons ionisants autour de chaque site de formation stellaire.

4.3 ÉCHAPPEMENT LOCAL DES PHOTONS

Nous avons montré dans la section 4.3 que l'interaction entre le feedback des supernovae et la formation d'étoile en *clumps* est le principal élément régulant la variabilité de la fraction d'échappement. Ultimement, ces processus trouvent leur origine dans les propriétés du milieu interstellaire : nous allons maintenant nous concentrer sur les mécanismes internes au halo gouvernant l'échappement des photons du continu de Lyman. Nous limiterons notre étude à la galaxie la plus massive de l'échantillon.

4.3.1 *Sites de formation stellaire*

Avant de pouvoir atteindre le milieu intergalactique, les photons ionisants doivent commencer par traverser le gaz présent au sein et autour de la galaxie. KIMM et CEN (2014), MA et al. (2015) et PAARDEKOOPER et al. (2015) ont montré que lorsque la fraction d'échappement est basse, la majorité des photons sont en fait absorbés très localement, à moins de 100 pc de leur source. Il est donc crucial que les si-

mulations numériques résolvent suffisamment bien la distribution de gaz dans le milieu interstellaire et le transfert de rayonnement dans l'environnement de sites de formation stellaire. Nous allons voir que nos simulations corroborent les résultats de ces précédentes études, ce qui nous pousse à proposer que le couplage entre l'évolution de f_{esc} et les explosions de supernovae s'opère dès l'échelle du nuage de formation stellaire.

S'il est tentant de proposer que c'est le feedback radiatif des étoiles jeunes qui favorise l'apparition de directions d'échappement pour les photons en ionisant les sites de formation stellaire, Geen et al. (2015a) ont montré que, selon la structure interne du nuage et l'intensité de la source lumineuse, la région H II autour des étoiles jeunes peut rester confinée à l'intérieur du nuage. Nos simulations, quoiqu'à haute résolution pour un contexte cosmologique, ne permettent pas de résoudre la structure de ces régions H II et leur croissance. Cependant, on peut utiliser le formalisme de Strömgren (1939)[4] pour se faire une première idée de l'environnement des étoiles jeunes. On compare la taille des cellules de la simulation, soit environ $\Delta x \sim 7\,\mathrm{pc}$ au rayon de Strömgren r_S des étoiles massives, défini par l'expression (2.40). Si $r_S \geqslant \Delta x$, alors les photons pourront s'échapper du site de formation stellaire. Une particule stellaire jeune (avant 3 à 4 Myr) de $135\,M_\odot$ a une luminosité d'environ $4 \times 10^{48}\,\mathrm{s}^{-1}$. Dans le milieu interstellaire diffus, à une densité de l'ordre de $1\,\mathrm{cm}^{-3}$, le rayon de Strömgren correspondant est de l'ordre de $r_S \sim 50\,\mathrm{pc}$, soit bien plus que la taille de la cellule. En revanche, en prenant la même étoile mais dans un nuage de formation stellaire, où la densité peut dépasser $1000\,\mathrm{cm}^{-3}$, le rayon de Strömgren atteint seulement 0.5 pc : le rayonnement reste piégé dans la cellule d'émission.

Cette analyse fait complètement abstraction de la structure interne du nuage, mais nous renseigne tout de même sur le fait qu'on ne devrait pas observer d'épisode où f_{esc} est grande pour l'essentiel des sites de formation stellaire (très denses). Il faut en effet qu'une étoile se trouve dans une région moins dense pour que le rayonnement puisse se propager efficacement : malheureusement, avant que les premières supernovae apparaissent, les particules stellaires se situent en principe dans des nuages denses. Pour dissiper ce paradoxe apparent, on propose le scénario suivant : *les photons ionisants peuvent s'échapper si le nuage dense a été nettoyé par l'explosion d'une supernova dans le voisinage du site de formation stellaire*. Dans ce cas, des particules stellaires jeunes (et donc lumineuses) se trouveront dans des environnements peu denses, et le rayonnement pourra s'échapper avant la fin des 10 Myr de la durée de vie des étoiles massives.

4. L'analyse de Strömgren fait l'hypothèse que le milieu est infini, homogène et isotrope, avec une source continue de photons et sans rétroaction du rayonnement sur la matière. Nos simulations RHD ne respectent aucune de ces conditions. Néanmoins, ce formalisme permet de donner une limite inférieure du rayon du front d'ionisation.

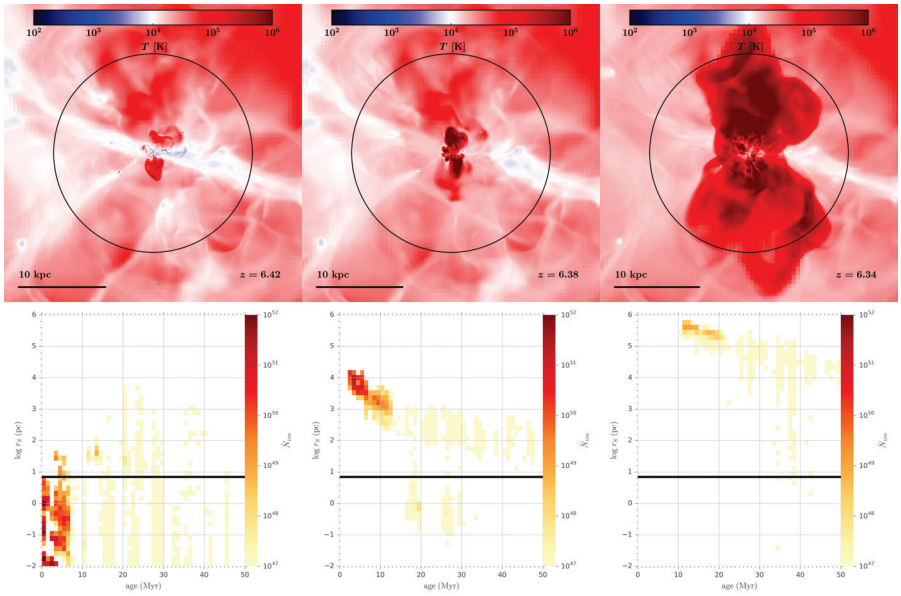


FIGURE 4.15 – En haut : cartes de température du halo massif avant (à gauche), au début (au milieu) et quelques Myr après le démarrage d'un puissant vent galactique. En bas : distribution des rayons de Strömgren de chaque particule stellaire en fonction de leur âge et pondérée par la luminosité des étoiles. La ligne horizontale indique la taille des cellules les plus fines, 7 pc : en dessous, les photons sont piégés dans la cellule d'émission.

La figure 4.15 illustre trois pas de temps successifs tirés de la simulation : juste avant un violent épisode de feedback, juste après l'explosion des supernovae, et lorsque le vent galactique atteint le rayon du viriel. En haut, les cartes de température du halo à ces trois instants tracent l'expansion du gaz chaud (en rouge sombre) poussé par les vents. Les trois vignettes du bas présentent la distribution des rayons de Strömgren des particules stellaires en fonction de leur âge comme un histogramme à deux dimensions pondéré par la luminosité des étoiles, la ligne noire horizontale indiquant la taille de la cellule la plus raffinée. Avant l'explosion des supernovae, l'essentiel du rayonnement est émis par des étoiles dans des cellules denses (en bas à gauche de la première vignette), pour lesquelles $r_S \ll \Delta x$. Très vite après les supernovae, la luminosité devient dominée par des étoiles jeunes ($M_\star \lesssim 10$ Myr) pour lesquelles $r_S \geqslant 10^3 \Delta x$ (la région rouge vif vers 5 Myr et $r_S \sim 10^4$ pc sur la vignette du milieu) : le rayonnement s'échappe très facilement de l'environnement immédiat des étoiles, voire de la galaxie. Enfin, la dernière colonne correspond à la phase d'expansion du gaz chaud dans le halo : les populations stellaires vieillissent, et même si les photons continuent de sortir du halo (avec une f_{esc} élevée), la contribution totale à la réionisation sera minime. Cette séquence correspond bien à l'analyse que nous avons tiré des figures 4.8 et 4.12 : aux alentours de 850 Myr, il y a une forte

poussée de formation stellaire, suivi par le développement d'un puissant vent galactique. Initialement, la luminosité intrinsèque est élevée, mais f_{esc} est faible. Puis, lorsque le gaz commence à être éjecté hors de la galaxie, de plus en plus de photons parviennent à sortir, et f_{esc} augmente jusque vers 60 %. Par la suite, la formation stellaire diminue, il n'y a donc plus d'étoiles massives, mais le gaz reste un temps chaud et ionisé, de sorte à ce que la luminosité intrinsèque et sortante chutent toutes les deux : f_{esc} reste haute pendant un moment, avant de finalement diminuer lorsque le gaz redevient opaque.

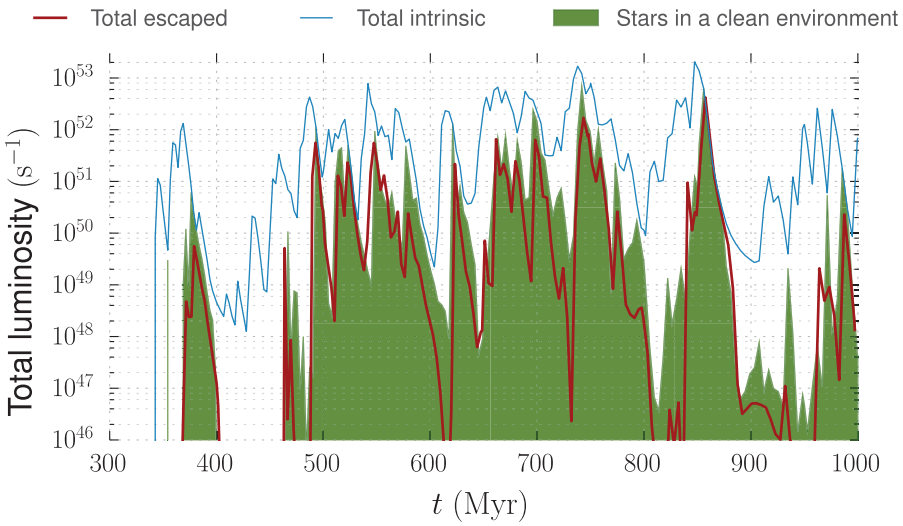


FIGURE 4.16 – Luminosité émise par les étoiles dans un environnement peu dense (surface verte) comparée à la luminosité totale intrinsèque des étoiles (en bleu). Par comparaison, on indique en rouge la luminosité ionisante au rayon du viriel.

Que peut-on tirer de l'expérience précédente ? L'analyse semble principalement indiquer que c'est l'environnement local des étoiles qui permet de déterminer si oui ou non les photons vont pouvoir sortir du nuage où ils ont été émis, et donc au bout du compte atteindre le milieu intergalactique. Les explosions de supernovae sont bien nécessaire à nettoyer les sites de formation stellaire. La taille typique d'un nuage moléculaire est de l'ordre de la dizaine de pc, et la résolution de nos simulation d'environ 7 pc. Aussi, on considérera qu'une particule stellaire est dans un environnement nettoyé par les supernovae lorsque $r_S \geqslant 5\Delta x \simeq 35$ pc. La figure 4.16 quantifie la contribution des étoiles dans un tel environnement (—) au budget total de photons ionisant (—). La surface bleue correspond à l'apport des étoiles jeunes (généralement dominante), et la surface verte aux étoiles vieilles. Par comparaison, on a indiqué la luminosité ionisante s'échappant au rayon du viriel (—). Deux caractéristiques apparaissent alors : d'une part, les épisodes où f_{esc} est élevée correspondent aux phases où la luminosité est dominée par les étoiles dans un environnement vide (lorsque la courbe bleu est proche de la

surface verte). D'autre part et peut être plus significatif encore, l'évolution de la luminosité de ces étoiles suit de près l'évolution de la luminosité qui parvient à sortir du halo. Cette dernière remarque renforce considérablement l'interprétation selon laquelle l'échappement de photons ionisants est régulée à l'échelle du nuage de formation stellaire.

On poursuit cette analyse sur la figure 4.17, qui compare la fraction d'échappement au voisinage des étoiles (en trait fin) et au rayon du viriel (en trait épais), pour deux pas de temps. La figure du haut correspond à une phase où la galaxie est complètement opaque au rayonnement et celle du bas à un pas de temps où la galaxie laisse échapper des photons. Ici, f_{esc} a été calculée en utilisant la méthode 4.3 basée sur des rayons, et les histogrammes représentés exposent en fait la distribution des $\bar{T}_i = \langle e^{-\tau_{HI}^{i,j}} \rangle_j$ intégrés soit sur 100 pc soit sur 1 R_{vir} . La partie supérieure de la figure illustre bien que lorsque le halo est

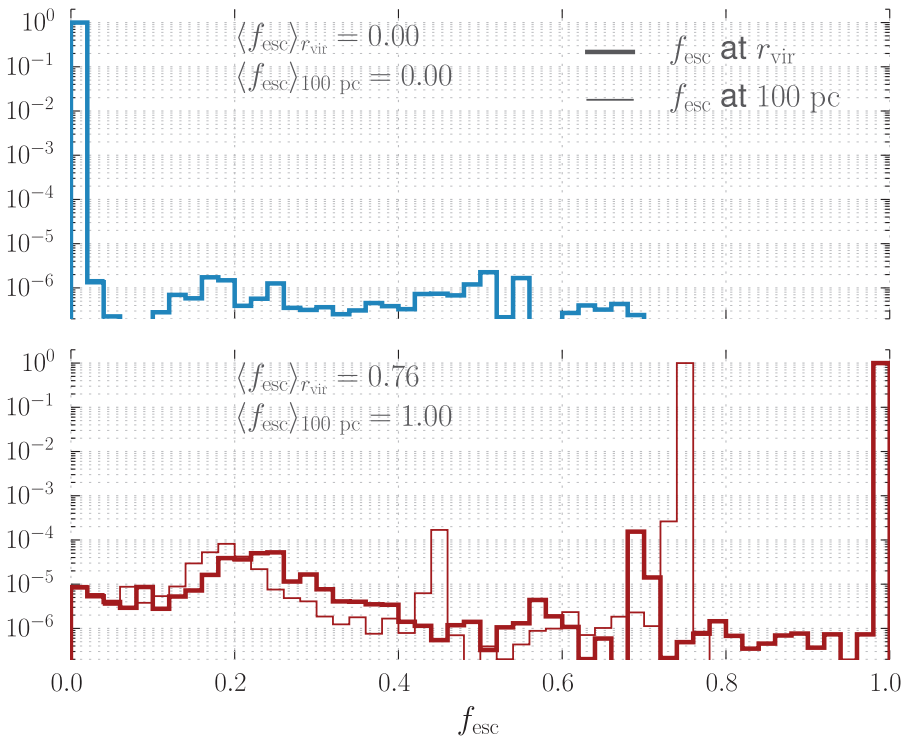


FIGURE 4.17 – Distribution des fractions d'échappement individuelles des étoiles pondérée par leur luminosité pour un pas de temps où f_{esc} est faible (en haut) ou haute (en bas). La fraction d'échappement au rayon du viriel est représentée par un trait épais, et le trait fin marque la fraction d'échappement à 100 pc.

opaque au rayonnement ionisant, c'est parce que tous les photons sont absorbés localement, à moins de 100 pc de leur lieu d'origine. Réciproquement, lorsque les nuages denses ont été détruits et que les photons peuvent s'échapper de leur environnement immédiat, une partie importante d'entre eux pourra atteindre le milieu intergalactique. Néanmoins, une petite fraction de ces photons sera absorbée

en chemin. Deux raisons peuvent être invoquées : soit il existe une population de nuages denses dans le halo qui couvrent une partie des lignes de visée, soit le halo n'est pas complètement neutre. Dans le cas du pas de temps représenté sur la figure du bas, le gaz ayant une fraction neutre de plus de $x_{\mathrm{H\,I}} \gtrsim 75\,\%$ remplit à peine 2 % du volume du halo, mais près de 25 % de sa masse. On trouve dans le halo des régions suffisamment denses pour résister à la fois à la photoionisation et au chauffage par les supernovae, et qui restent neutres, absorbant alors une partie des photons.

4.3.2 *Absorption dans le milieu circumgalactique*

L'une des motivations des simulations *zoom* comme celles qui de ce chapitre est de les utiliser pour calibrer les simulations ou les modèles analytiques de réionisation à grande échelle. Ces formalismes reposent entre autres sur la fraction d'échappement intégrée sur tout le halo, qui quantifie combien de photons un halo ou une galaxie va pouvoir fournir pour réioniser l'Univers. Ce point de vue correspond est par exemple celui adopté dans les modèles semi-analytiques, qui visent à « peindre » l'histoire des baryons de l'Univers sur des halos de matière noire. Cette approche contraste avec les résultats de la section précédente, où nous avons montré que l'échappement des photons ionisants est principalement régulée à l'échelle locale par les différents processus de feedback : les bouffées d'émission de photons ionisants correspondent à l'apparition de vigoureux vents galactiques qui vont perturber la distribution du gaz aux alentours de la galaxie, et en particulier pour les galaxies de faible masses, très sensibles au feedback (voir par exemple Teyssier et al., 2013). Ces vents entraînent du gaz à des distances pouvant atteindre plusieurs fois le rayon du viriel, ce qui semble en conflit avec l'hypothèse implicite des modèles semi-analytiques où le halo serait une sorte de boîte noire, dont l'efficacité à laisser sortir les photons peut être décrite uniquement à l'aide du paramètre f_{esc}.

Si l'on se place du point de vue des sources, il est plus intéressant d'essayer de déterminer quelle distance les photons ionisants peuvent parcourir avant d'être absorbés. Pour cela, on peut utiliser une méthode similaire à l'estimation de f_{esc} par lancer de rayon, sauf qu'au lieu de calculer la profondeur optique τ jusqu'à une distance r, on calcule la distance $r_{\tau=1}$ à laquelle la profondeur optique vaut $\tau = 1$. Cette distance est calculée en utilisant 192 rayons par particule stellaire, et on en déduit une valeur moyenne pondérée par la luminosité des sources, $\langle r_{\tau=1} \rangle$. La figure 4.18 illustre l'évolution de $\langle r_{\tau=1} \rangle$ (—) et celle de R_{vir} (—) sur le même graphique. La distance typique d'absorption suit la même évolution intermittente que la luminosité ou la fraction d'échappement : lorsque la distance $\langle r_{\tau=1} \rangle$ est grande, la galaxie va produire beaucoup de photons. Les périodes où

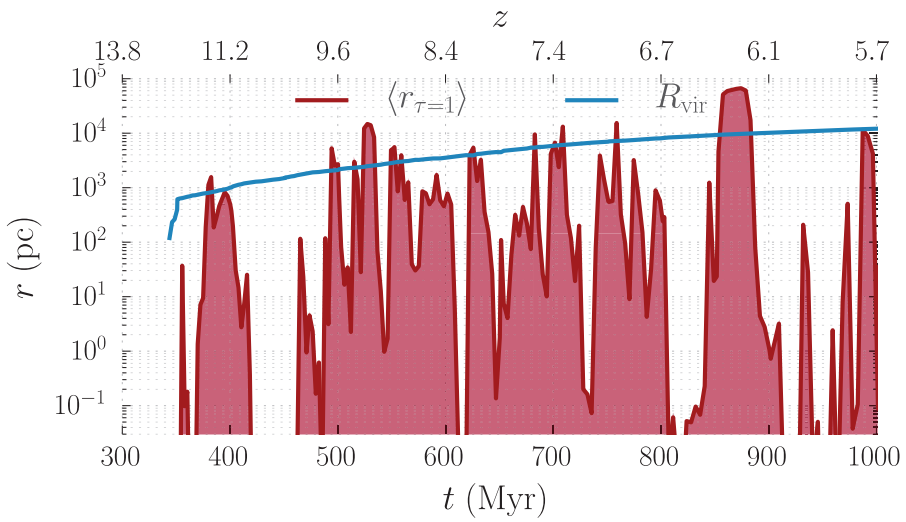


FIGURE 4.18 – Évolution de la distance d'absorption typique $\langle r_{\tau=1} \rangle$ (en rouge) et du rayon du viriel (en bleu). Lorsque $\langle r_{\tau=1} \rangle \geqslant R_{\rm vir}$, la majorité des photons peut s'échapper du halo et atteindre le milieu intergalactique.

$\langle r_{\tau=1} \rangle \geqslant R_{\rm vir}$ correspondent alors aux moments où le rayonnement peut s'échapper du halo et où $f_{\rm esc}$ est grande.

Les deux histogrammes de la figure 4.19 présentent des instantanés de la distribution des $r_{\tau=1}$, pour les mêmes pas de temps que pour la figure 4.17. Chaque valeur de $r_{\tau=1}$ correspond à une valeur par particule stellaire moyennée sur toutes les directions. Pour réaliser cette figure, on a lancé 3027 rayons par particules, correspondant à une décomposition HEALPIX de niveau $\ell = 4$. Pour le pas de temps à $t \simeq 850$ Myr (—), $f_{\rm esc}$ vaut environ 75 %, et les photons émis par à peu près toutes les étoiles parcourent plus de $10\,R_{\rm vir}$ avant d'être absorbés. À l'inverse, pour l'épisode où $f_{\rm esc}$ est quasiment nulle, à $t \simeq 815$ Myr (—), la lumière est absorbée après à peine 0.02 pc, bien avant de sortir de la cellule d'émission. Si l'on revient à la figure 4.18, on peut remarquer que pour l'essentiel, les photons atteignent en moyenne 10 à 1000 pc, soit presque toujours moins que $R_{\rm vir}$, et ce même lorsque $f_{\rm esc}$ est non nulle. La figure 4.19 permet de mieux comprendre ce résultat : lorsque $f_{\rm esc} \neq 0$, il y a des lignes de visées sans absorption creusées par les explosions de supernovae et permettant aux photons de sortir. En moyenne, toutefois, il y aura toujours un petit peu d'absorption dans le halo, sauf lorsque le feedback est si violent qu'il déstructure complètement le milieu circumgalactique.

4.4 DISCUSSION

Nous avons donc établi au cours de cette étude un scénario pour l'évolution de l'émissivité ionisante des petites galaxies ; la dispersion des valeurs de $f_{\rm esc}$ s'expliquer par l'intermittence du cycle formation

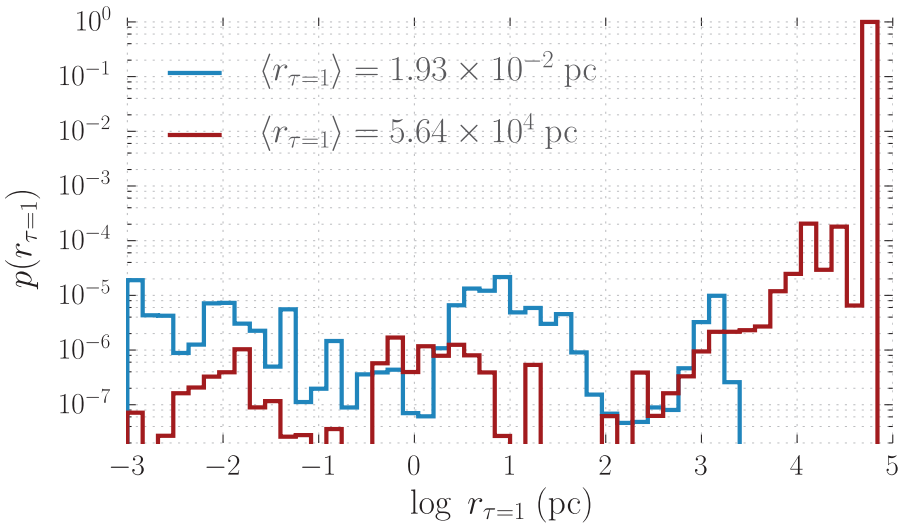


FIGURE 4.19 – Distribution de $r_{\tau=1}$ pour deux pas de temps, le premier (en bleu) à 815 Myr lorsque f_{esc} est faible, et le second (en rouge) à 850 Myr lorsque f_{esc} est gande.

stellaire - feedback des supernovae. Cette boucle de rétroaction va profondément impacter l'échappement des photons en créant et supprimant des lignes de visées sans absorbeur par lesquelles le rayonnement pourra atteindre le milieu intergalactique.

4.4.1 *Nécessité de résoudre le milieu interstellaire*

Parmi les résultats principaux de ce chapitre, il est apparu que la régulation du feedback sur l'échappement de photons se fait de façon critique à l'échelle locale, au niveau des sites de formation stellaire. Ces résultats sont en bon accord avec l'étude de KIMM et CEN (2014) qui utilise une méthode similaire, mais un modèle de formation stellaire différent, et les simulations de PAARDEKOOPER et al. (2015) qui reposent sur des méthodes numériques entièrement différentes (simulation SPH où le transfert de rayonnement est réalisé en post-traitement). Tous deux suggèrent que la valeur de f_{esc} est déterminée par les 100 pc autour des nuages de formation stellaire. De même, MA et al. (2015) trouvent un résultat très similaire au nôtre : c'est l'évolution temporelle de la structure multiphase de l'ISM au voisinage des étoiles entraîne les variations de f_{esc}. Tous ces travaux sont en bon accord avec les premières études de l'effet des inhomogénéités de l'ISM sur f_{esc} (CIARDI et al., 2002 ; CLARKE et OEY, 2002).

4.4.1.1 *Résolution numérique*

Commençons par discuter l'issue cruciale qu'est la résolution spatiale des simulations présentées plus haut. La formation d'étoiles est un processus multi-échelles qui nécessite une résolution bien en des-

sous du parsec pour la formation des cœurs protostellaires. Même si certaines études (voir par exemple la revue de Bromm, 2013) résolvent explicitement la formation des premières protoétoiles, il est impossible d'atteindre une telle résolution dans une simulation de galaxies dans un contexte cosmologique. Même avec l'augmentation de la puissance de calcul disponible, les simulations actuelles restent limitées en résolution. Mais alors, quelle résolution peut être suffisante (avec des modèles sous-grilles adaptés) pour décrire correctement la structure de l'ISM ?

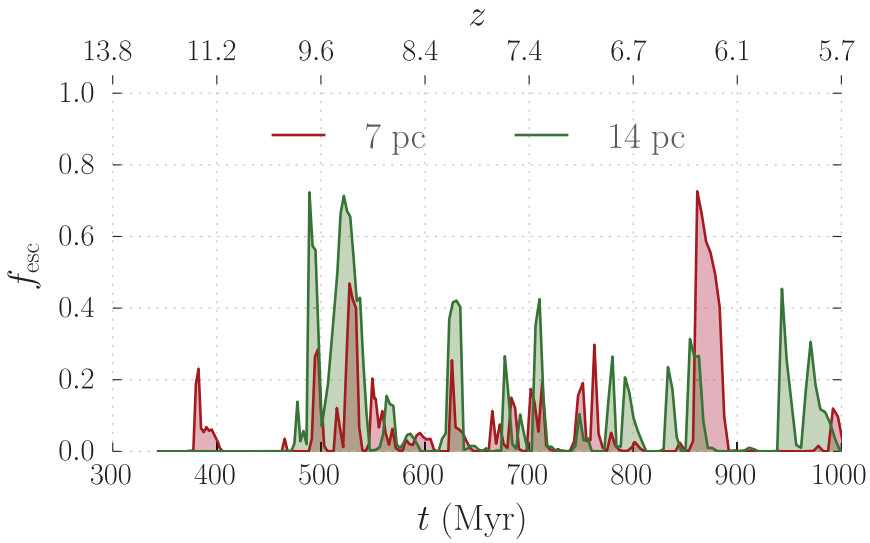


Figure 4.20 – Test de convergence de f_{esc} sur le halo le plus massif. En rouge, $\ell = 21$, et en vert, $\ell = 20$.

Sur la figure 4.20, on compare l'évolution de f_{esc} pour le halo le plus massif pour la simulation standard (—) et pour une simulation avec un niveau de raffinement de moins (—), soit une résolution maximale de 14 pc. Il apparaît que le comportement de la simulation plus basse résolution est similaire : il y a le même nombre d'épisodes où $f_{esc} \geqslant 10\,\%$, et la valeur maximale atteinte est similaire, autour de 70 %. La principale différence est que, pour ce halo, l'échappement commence un peu plus tard pour la simulation à plus basse résolution. La figure 4.21 permet de mieux comprendre cette différence : le premier épisode de formation stellaire est plus vigoureux pour la simulation à plus haute résolution, en conséquence de quoi le premier épisode de feedback générera également des vents plus puissants, capables de percer le halo de gaz encore dense autour de la galaxie. La simulation à basse résolution produit une bouffée de formation stellaire où elle multiplie sa masse stellaire vers 480 Myr par un facteur 200, ce qui se traduit par un épisode de f_{esc} élevé, vers 70 %. Par la suite, le comportement semble être plus régulier pour les deux galaxies.

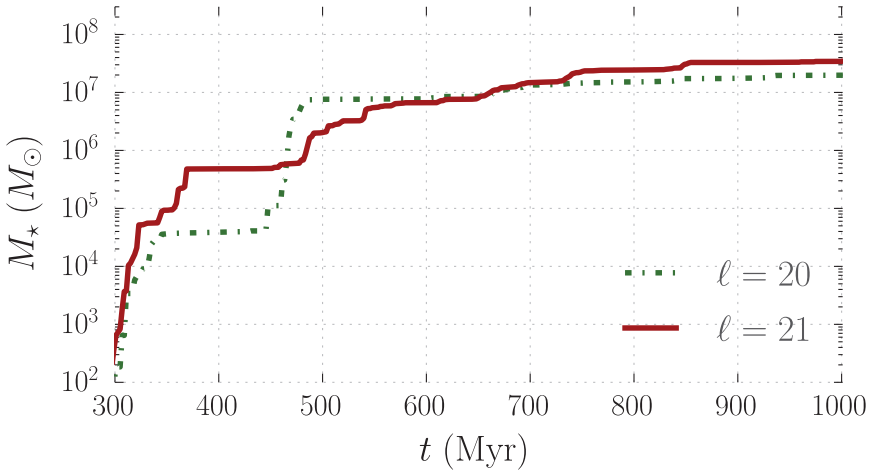


FIGURE 4.21 – Test de convergence de $M_\star$ sur le halo le plus massif. En rouge, $\ell = 21$, et en vert, $\ell = 20$.

Nous avons réalisé une expérience similaire pour le plus petit halo, en augmentant la résolution jusqu'à $\ell = 25$, atteignant une résolution de 0.5 pc, sans toutefois de transfert de rayonnement. Ce halo étant juste à la limite de refroidissement atomique, il n'est que marginalement résolu dans notre simulation, si bien que la réalisation à $\ell = 20$ ne forme absolument pas d'étoiles, et que les simulations ne convergent pas pour $M_\star$: la simulation de production ($\ell = 21$) produit environ $5 \times 10^4\,M_\odot$ d'étoiles, contre dix fois plus pour la simulation à très haute résolution. Toutefois, quelle que soit la résolution, cette galaxie ne subit qu'une seule bouffée de formation stellaire.

Il faut en principe pouvoir résoudre au moins l'échelle à laquelle l'énergie cinétique du gaz est dissipée et transformée en énergie thermique, JOUNG et MAC LOW (2006) suggère que cette échelle de dissipation turbulente peut être de l'ordre de quelques 20 pc. D'un autre côté, WISE et CEN (2009) suggèrent qu'il est nécessaire de résoudre les phases initiales de l'expansion rapide des fronts d'ionisation, avec une résolution de l'ordre de 0.1 pc, mais le modèle sous-grille de formation stellaire doit alors être modifié. Malheureusement, ROSDAHL et al. (2015) concluent de leur étude, qu'il n'y a de toute façon aucun moyen de résoudre effectivement les régions H II à moins de changer radicalement le modèle de formation stellaire. Pour ces raisons, nous avons choisi une résolution de $\Delta x \simeq 7$ pc pour les simulations de production, en dessous de l'échelle de dissipation turbulente. Nous pouvons ainsi résoudre la structure interne de nos galaxies, ce qui est crucial pour décrire les sites où le rayonnement est absorbé.

4.4.1.2 *Structure des nuages moléculaires*

En utilisant des simulations à haute résolution de nuages moléculaires incluant le feedback radiatif des étoiles, DALE et al. (2012) ont

trouvé que la fraction des photons ionisants qui parviennent à sortir du nuage où ils ont été émis varie fortement en fonction de la structure interne du nuage, de 7 à 90 %. GEEN et al. (2015a) étendent cette analyse en étudiant l'expansion du front d'ionisation dans un nuage autogravitant, turbulent et magnétisé. Leur modèle représente un nuage de $10^4\,M_\odot$ dans une boîte de 27 kpc, avec une résolution de 0.03 pc, et en accord avec les résultats précédents, ils trouvent que selon la structure du nuage et le taux d'accrétion, le rayonnement peut être complètement piégé et ne jamais sortir du nuage pendant la durée de vie de la source.

Les simulations présentées dans ce chapitre ne résolvent pas ces structures internes (le volume total simulé par GEEN et al. 2015a tient dans quelques cellules, à notre résolution nominale), aussi sommes-nous en droit de nous demander si nos conclusions ne sont pas affectées par le fait que notre ISM simulé est bien trop lisse. GEEN et al. (2015a) fournit un cadre théorique analytique pour estimer la taille maximale d'une région H II dans un nuage (en particulier leur équation 15). Ce formalisme ne repose que sur quelques paramètres qui décrivent le profil de densité du nuage, qui peuvent en principe être calibrés sur des simulations de galaxies à haute résolution (par exemple RENAUD et al., 2013). Il devrait alors être possible d'utiliser ce cadre pour développer un modèle sous-grille qui donnerait une description plus réaliste de l'échappement des photons des sites de formation stellaire. Dans les simulations de GEEN et al. (2015a), le rayonnement parvient à s'échapper avant la fin de la durée de vie sur la séquence principale des étoiles les plus massives. D'après les résultats de ce chapitre, on pourrait alors s'attendre à ce que la valeur instantanée de f_{esc} augmente, et que le délai entre les pics de SFR et de f_{esc} soit réduit.

4.4.2 *Modélisation des étoiles*

La modélisation des étoiles est sans aucun doute l'un des points les plus délicats des simulations de galaxies, puisqu'il est quasiment impossible de se passer d'une implémentation sous-grille. Et le développement de ces « recettes » impose nécessairement des simplifications, que nous allons explorer ici.

D'autres sources de feedback que celles que nous incluons dans les simulations de ce chapitre (supernovae et chauffage par le rayonnement des étoiles) ont été suggérées par le passé, comme l'effet mécanique de vents stellaires, ou la pression de rayonnement. Il est toutefois raisonnable de penser qu'elles n'auraient qu'un impact mineur sur l'évolution de f_{esc}. Par exemple, GEEN et al. (2015b) ont montré via des simulations idéalisées que l'expansion de la bulle de gaz ionisé entourant les étoiles massives est majoritairement dominée par le

chauffage radiatif de l'étoile, et que les vents stellaires ont un impact négligeable.

Par ailleurs, nous avons fait l'hypothèse que toutes les supernovae explosent après un délai fixe de 10 Myr, et nous avons retrouvé ce délai entre le début d'une bouffée de formation stellaire et le début d'un épisode où la galaxie laisse passer des photons ionisants. C'est la durée de vie d'une étoile de $20\,M_\odot$, qui est le progéniteur typique d'une SNII. Il faudrait néanmoins en théorie échantillonner la durée de vie des étoiles correctement, ou au minimum utiliser un délai variable entre la formation d'une particule stellaire et la libération de l'énergie des supernovae. En effet, en fonction de la masse de l'étoile, une supernova peut arriver de 3 à 40 Myr. Certains modèles comme l'implémentation 'MFBm' de KIMM et al. (2015) tentent de reproduire la nature discrète des explosions de supernovae dans un nuage, et il semble que l'incorporation de plusieurs explosions altère légèrement la structure du milieu interstellaire : les étoiles se forment et finissent leur vie dans des milieux un peu moins denses.

La prise en compte de la stochasticité de la formation d'étoile (et donc des supernovae qui en découlent) peut en revanche s'avérer importante pour l'estimation des propriétés radiatives des petites galaxies. Nous avons utilisé des particules stellaires de masse de l'ordre de $\lesssim 150\,M_\odot$, et à ces échelles, la fonction de masse initiale n'est pas complètement échantillonnée. Par exemple, HOWARD et al. (2014) ont montré que selon le taux d'accrétion et la masse du nuage, le nombre d'étoiles massives de type O varie sur plusieurs ordres de grandeurs. De même, CROWTHER et al. (2010) ont trouvé que l'amas R136 de la Voie Lactée contient plusieurs étoiles avec des masses $\gtrsim 150\,M_\odot$. Nous ne pouvons évidemment pas modéliser ces étoiles avec notre simulation. Pour prendre en compte ces effets d'échantillonnage, il faudrait en principe échantillonner la fonction de masse initiale. Autrement dit, c'est tout notre modèle de population stellaire qu'il faudrait revoir : rayonnement, supernovae, etc. Néanmoins, on peut se rassurer en notant que le modèle de formation stellaire et de feedback que nous avons employé pour les simulations présentées ici a pour conséquence que les particules stellaires présentent une distribution granulaire, et se forment par groupes. Aussi, au lieu de considérer une seule particule stellaire comme un amas d'étoiles, c'est l'ensemble des particules du groupe qui représentent ces amas.

Le dernier point que l'on peut soulever concernant la modélisation des étoiles concerne le modèle d'évolution stellaire lui-même. Par exemple, TOPPING et SHULL (2015) ont montré que la rotation des étoiles peut doubler la production totale de photons ionisants. STANWAY et al. (2016) ont proposé que les interactions entre les étoiles formant une binaire peuvent produire une augmentation de la luminosité ionisante du même ordre de grandeur. Récemment, MA et al. (2016) ont testé l'effet de cette binarité en post-traitement dans leurs

simulations, et ont trouvé des fractions d'échappement significativement plus élevées. Enfin, les étoiles fuyantes (*runaway*) peuvent sortir des nuages denses avant la fin de leur vie sur la séquence principale ; Conroy et Kratter (2012) ont proposé ce mécanisme pour augmenter la production de photons par les galaxies à haut redshift. Néanmoins, Kimm et Cen (2014) et Ma et al. (2015) ont montré que cet effet était négligeable.

4.5 RÉSUMÉ DE CE CHAPITRE

Les contraintes sur les galaxies à grand redshift semblent indiquer qu'il existe une population de petites galaxies qui pourraient contribuer significativement à la réionisation de l'Univers avant $z \sim 6$. La fraction des photons ionisant qui s'en échappent est néanmoins mal contraintes. Dans ce contexte, j'ai réalisé et analysé au cours de ma thèse une série de simulations RHD à haute résolution avec Ramses-RT en zoomant sur des petites galaxies dans un environnement cosmologique et en utilisant un modèle récent pour la formation d'étoiles et les explosions de supernovae. Les conclusions de ce travail sont les suivantes :

— Le feedback des supernovae et la formation d'étoiles par grappe arrive efficacement à réguler la croissance en masse de nos galaxies (figure 4.4).

— Pour les galaxies avec des masses de 10^8 à $10^9\,M_\odot$, la valeur instantanée de f_{esc} varie sur plus de 6 ordres de grandeurs en à peine 10 Myr à une valeur de $M_\star$ fixée (figure 4.7). Cette variabilité explique la grande dispersion des valeurs obtenues dans des simulations à plus grande échelle.

— L'échappement de rayonnement ionisant est contrôlé par les explosions des supernovae (figures 4.8, 4.9 et 4.10) qui ouvrent des lignes de visées à faible opacité.

— Sans supernovae, les photons seraient absorbés très localement (figures 4.15 et 4.19).

Les résultats présentés dans ce chapitre suggèrent un scénario où f_{esc} est une quantité galactique déterminée par des processus à l'échelle du nuage de formation stellaire.

Dans le chapitre suivant, nous allons envisager comment l'intermittence de la formation stellaire des petites galaxies peut affecter leur observabilité (voir par exemple Domínguez et al., 2015) et discuter de l'impact sur les propriétés déduites des futures relevés avec les instruments installés sur le *James Webb Space Telescope* et les télescopes de la génération des 30 m.

5

PROPRIÉTÉS OBSERVABLES DES PREMIÈRES GALAXIES

Is this the real life? Is this just fantasy?

— *Bohemian Rhapsody*, Queen

5.1 Observabilité des galaxies à grand z **142**
- 5.1.1 Évolution de la magnitude UV 142
- 5.1.2 Luminosité Lyman-α 145
- 5.1.3 Corrélation UV-Lyman-α 146

5.2 Corrélation avec les propriétés physiques **149**
- 5.2.1 Formation stellaire 149
- 5.2.2 Contribution au fond UV 152

5.3 Résumé de ce chapitre **163**

L'un des quatre thèmes principaux ayant motivé la construction du *James Webb Space Telescope* (JWST) est l'exploration des premiers objets lumineux, et en particulier des sources de la réionisation (Gardner et al., 2006 ; Stiavelli et al., 2009). De même, l'observation de la fin des « Âges Sombres » figure parmi les objectifs des prochaines générations de télescopes au sol comme le *Giant Magellan Telescope* ou l'*European Extremely Large Telescope*. En utilisant l'instrument NIRCam du JWST pour réaliser des sondages profonds, et avec des observations supplémentaires exploitant les capacités du spectrographe NIRSpec dans le proche infrarouge, il devrait être possible d'étudier les propriétés physiques des galaxies pendant l'époque de la réionisation.

Nous avons pu montrer dans le chapitre précédent que les petites galaxies responsables de la réionisation ont un mode de formation stellaire intermittent, en accord avec les résultats d'autres équipes (Kimm et Cen, 2014 ; Shen et al., 2014 ; Sparre et al., 2015 ; Wise et Cen, 2009, par exemple). Ces variations rapides du taux de formation stellaire s'opèrent sur des durées de l'ordre de 20 à 50 Myr : c'est plus court que la durée de vie typique des étoiles de masses $M \gtrsim 3\,M_\odot$ responsables de l'émission dans l'UV lointain, et en même temps plus long que la durée de vie des étoiles très massives ($M \gtrsim 20\,M_\odot$) qui creusent les régions H II responsables de l'émission Lyα ou Hα. Le

continu UV et les raies nébulaires sondant deux échelles de temps différentes, ils sont utilisés pour mesurer les SFR récents (dans l'UV) ou très récents (en Hα). Récemment, Guo et al. (2016) et Weisz et al. (2012) ont suggéré que la divergence dans les rapports entre les flux UV et Hα observée pour les petites galaxies dans l'Univers proche (voir par exemple Boselli et al., 2009 ; Lee et al., 2009) peut s'expliquer entre autres par l'intermittence de la formation stellaire. Domínguez et al. (2015) retrouvent des résultats similaires sur des simulations de galaxies naines à $z \sim 2$, et montrent que leurs propriétés inférées à partir d'observables UV et nébulaires présentent une dispersion significative. Si la raie Hα est pour l'instant peu accessible à grand z, NIRSpec pourra en principe observer à la fois l'UV lointain et Hα entre $4.5 < z < 6.5$, permettant ainsi de reproduire les mêmes diagnostiques qu'à plus bas z.

Dans ce contexte, ce chapitre propose de revenir sur les simulations présentées au chapitre 4 sous l'angle des propriétés observables de ces galaxies, et en particulier le continu UV et Lyman-α. Nous porterons d'abord notre attention sur l'évolution temporelle de la magnitude UV absolue et de la luminosité Lyman-α intrinsèque, en lien avec l'intermittence de la formation stellaire que nous avons discutée précédemment. Dans un second temps, nous inspecterons la corrélation de ces observables avec des quantités physiques reliées à la formation stellaire ou à l'échappement de photons ionisants.

Notons toutefois dès à présent que cette section se limite à l'étude des propriétés intrinsèques des galaxies, sans atténuation par la poussière ou par le milieu intergalactique. De plus, rappelons que notre échantillon ne se compose que de trois galaxies, et n'est donc pas statistiquement significatif.

MÉTHODE Pour obtenir des quantités observables comme la luminosité $L_{Ly\alpha}$ ou la magnitude [1] M_{UV} des galaxies simulées, il est nécessaire de recourir à une modélisation en post-traitement. En effet, ces quantités n'étant pas suivies directement dans la simulation, il est impossible de les extraire de la même façon que la masse stellaire ou la quantité de photons ionisant. C'est d'ailleurs sur cette seconde étape de modélisation que repose la difficulté de comparer directement une simulation aux observations : une différence entre une population observée et simulée peut en effet provenir de la simulation, d'un biais de sélection des observations, ou de la modélisation des propriétés lumineuses.

Pour obtenir une estimation de M_{UV}, nous utilisons les modèles de Bruzual et Charlot (2003). Pour une galaxie visée, l'âge, la métal-

1. La définition historique des magnitudes est quelque peu contre-intuitive : lorsque $M_{UV1} < M_{UV2}$, cela veut dire que l'objet 1 est plus lumineux que l'objet 2. Dans la suite, on dira que la magnitude *augmente* lorsque la *luminosité* augmente. Pour les objets plus brillants que $M_{UV} = 0$, cela signifie que $|M_{UV}|$ augmente (tandis que M_{UV} diminue...).

licité et la masse de chaque particule stellaire est extraite aux pas de temps considérés. Pour chaque particule stellaire, sa luminosité UV à 1500 Å est calculée en interpolant les tables de GALAXEV en supposant une fonction de masse initiale de CHABRIER (2003), la luminosité totale est ensuite obtenue comme la somme des luminosités individuelles pondérée par la masse de chaque particule, puis convertie en magnitude M_{UV}. Toutes les magnitudes sont exprimées dans le système AB (OKE et GUNN, 1983).

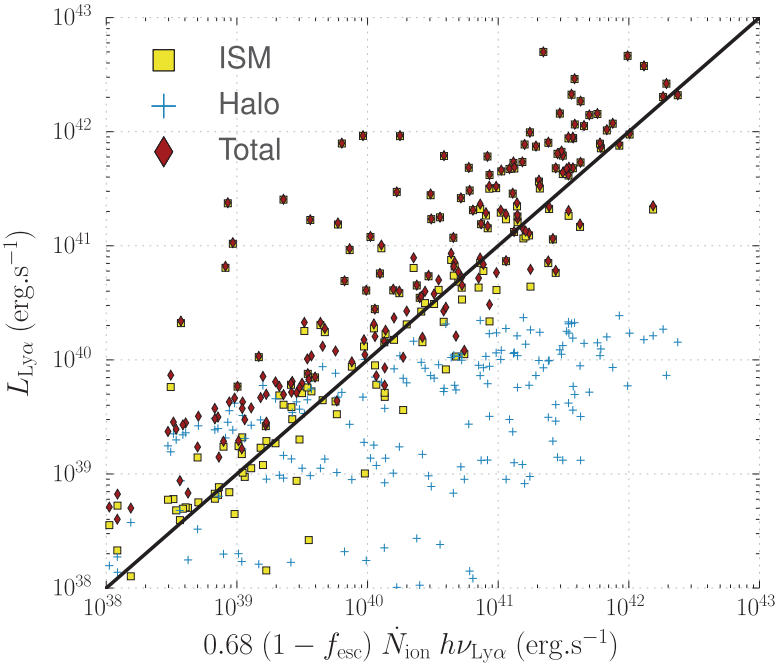


FIGURE 5.1 – Comparaison des deux estimateurs de $L_{\mathrm{Ly}\alpha}$, avec en ordonnée l'estimation directe et la luminosité des régions H II en abscisse.

La luminosité Lyα, peut être évaluée à l'aide de deux estimateurs différents. D'une part, les équations (3.61) et (3.62) relient la luminosité Lyα d'une région H II à sa production de photons ionisants, en supposant le cas B. D'autre part, toujours dans le cas B, il est possible de calculer l'émissivité Lyα de chaque cellule de la simulation en utilisant les expressions (3.54) et (3.60), et d'en déduire la luminosité totale de la galaxie et du halo. Ces deux méthodes donnent des résultats similaires, mais avec une dispersion importante. La figure 5.1 qui compare la première méthode (en abscisse) à l'estimation directe (en ordonnée) de l'émission Lyα. Par rapport à l'estimation directe, le calcul de la luminosité des régions H II sous-estime systématiquement la luminosité totale, et en particulier dans le régime où la luminosité du halo gazeux est comparable à la luminosité de l'ISM, aux basses luminosités. On utilisera généralement la seconde méthode, qui a l'avantage d'être cohérente avec la simulation.

5.1 OBSERVABILITÉ DES GALAXIES À GRAND z

Nous allons maintenant discuter la luminosité des galaxies simulées précédemment, en gardant en tête la forte variabilité de la formation stellaire. Ces galaxies peuplent clairement la partie peu massive de la fonction de masse, et ce régime est encore mal contraint à grand z. Sauf mention contraire, nous nous concentrerons essentiellement sur le halo le plus massif, qui forme le plus d'étoiles, et qui est donc le plus brillant.

5.1.1 *Évolution de la magnitude UV*

Commençons par suivre l'évolution de la magnitude UV à 1500 Å présentée sur la figure 5.2 pour les trois halos, avec la luminosité équivalente νL_ν exprimée en erg s^{-1} indiquée en seconde ordonnée.

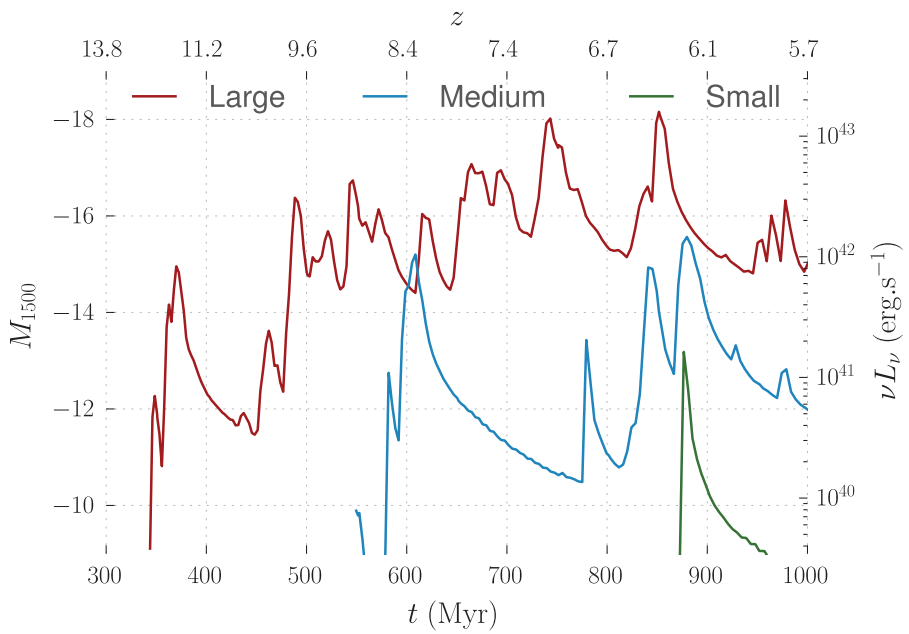


FIGURE 5.2 – Évolution de M_{UV} pour les trois halos simulés.

L'évolution temporelle présente au premier abord une variabilité similaire à celle observée pour le SFR au chapitre 4, dépassant en général $M_{UV} \sim -10$ et pouvant atteindre $M_{UV} \sim -18$ pour le halo le plus massif (en rouge sur la figure). À $z \simeq 6$, cela correspond à des magnitudes observées entre 29 et 37 : les galaxies ressemblant à notre halo le plus massif dans sa phase la plus brillante pourraient alors être potentiellement détectées par moments[2] dans les relevés profonds avec NIRCam proposés par exemple par FINKELSTEIN et al. (2015) ou dans les livres blancs du JWST. L'utilisation de l'effet d'amplification des lentilles gravitationnelles des amas permet d'aller encore

2. On rappelle que ces calculs ne tiennent pas compte de la poussière, et que l'on peut donc s'attendre à ce que la magnitude des galaxies modélisées soit plus faible.

plus profond : ATEK et al. (2015) étendent la mesure de la fonction de luminosité UV jusqu'à $M_{UV} \lesssim -15$ à $z = 7$, soit plus profond de deux magnitudes que les observations non-magnifiées précédentes. En tablant sur un gain similaire pour JWST, on s'attend donc à ce que NIRCam puisse observer relativement des galaxies ressemblant à la plus massive de nos trois simulations. Par comparaison, FINKELSTEIN et al. (2015) suggèrent qu'un programme nécessitant un total d'environ 88 h avec différents filtres de NIRCam permettrait d'atteindre une magnitude observée de 30.5, correspondant à $M_{UV} \leqslant -16$ à $z \simeq 6.5$.

Néanmoins, sur une échelle de temps courte (environ 100 Myr), la luminosité de ces galaxies change de plus d'un ordre de grandeur, soit environ 3 magnitudes. Par exemple, de 800 à 900 Myr, le halo massif passe de $M_{UV} = -15$ à -18, puis de nouveau -15, alors que dans le même temps, la masse stellaire n'évolue que peu, passant d'environ de $2 \times 10^7\,M_\odot$ à tout juste $2.5 \times 10^7\,M_\odot$ (voir par exemple la figure 4.21). Les observations profondes limitées dans l'UV risquent donc de manquer une partie des galaxies à une masse donnée, et donc biaiser la relation $M_\star$-M_{UV} nécessaire à déterminer une fonction de masse des galaxies.

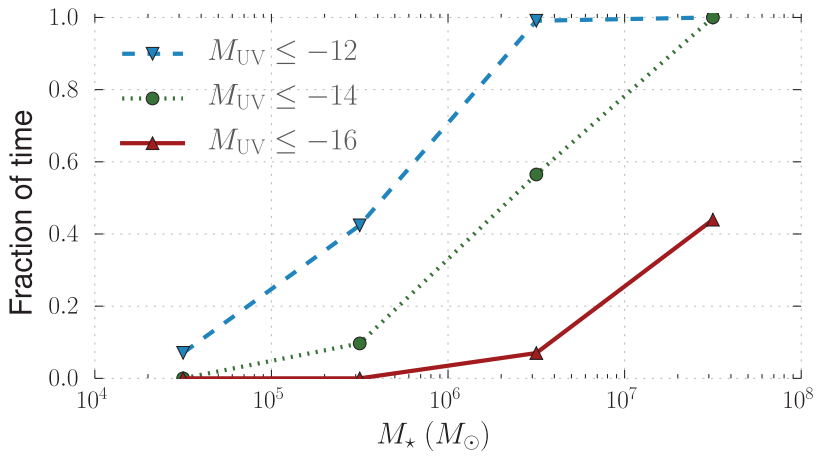


FIGURE 5.3 – Fraction du temps où une galaxie à $M_\star$ est plus lumineuse que (de haut en bas) $M_{UV} = -12, -14, -16$.

Dans une tentative de quantifier cet effet, la figure 5.3 montre le temps qu'une galaxie de masse $M_\star$ passe en étant plus lumineuse que $M_{UV} = -12, -14$ ou -16 (respectivement indiqué par - - , ···· et —), renormalisé au temps qu'une galaxie passe à cette masse : par exemple, une galaxie entre 10^6 et $10^7\,M_\odot$ ne sera que 10 % du temps à $M_{UV} \leqslant -16$, mais près de 60 % à $M_{UV} \leqslant -14$. On peut donc s'attendre à ce qu'une campagne d'observation limitée à $M_{UV} \lesssim -14$ à $z \simeq 7$ manque une partie non négligeable des petites galaxies entre 10^6 et $10^7\,M_\odot$. Nous verrons dans la section 5.2 que la luminosité UV n'est pas directement corrélée à la contribution de photons ionisants au fond UV, ce qui signifie en pratique que *les comptages de galaxies peu lumineuses détectées en UV risquent de manquer une partie des sources de la*

réionisation. Il est toutefois important de souligner encore une fois que ces résultats supposent que l'histoire d'une galaxie typique équivaut statistiquement à un plus vaste échantillon de galaxies, ce qui n'est pas nécessairement le cas. Ces résultats sont donc préliminaires, et demandent à être vérifiés sur des simulations plus larges.

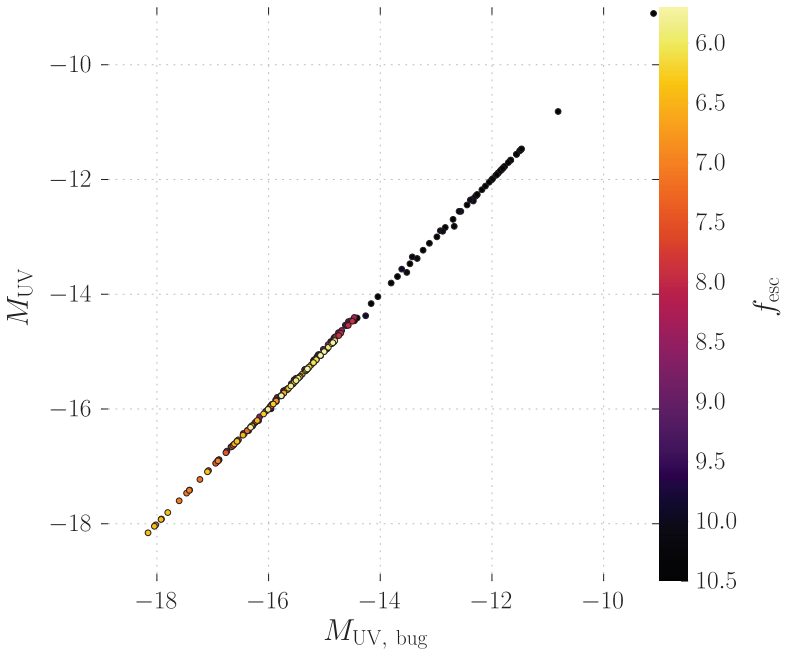


FIGURE 5.4 – Comparaison de la magnitude UV mesurée avec et sans l'erreur d'évaluation de la métallicité stellaire.

Enfin, au cours de cette thèse, nous avons découvert que la version de RAMSES-RT utilisée pour les simulations présentées ici présentait un *bug* dans le calcul de l'émissivité ionisante des particules stellaires. Pour l'injection de nouveaux photons ionisants RAMSES-RT interpole des tables précalculées à partir des modèles de BRUZUAL et CHARLOT (2003) pour différents âges et métallicités (voir section 2.4.2.2). Dans la version utilisée, l'interpolation de la métallicité est erronée, utilisant $Z = 2.4 \times 10^{-4}$ dès que Z est supérieure à cette valeur[3]. En d'autres termes, la métallicité est presque systématiquement sous-estimée, ce qui résulte en une surestimation de la durée de vie des étoiles les plus massives, et donc de la production de photons ionisants pour les populations stellaires plus vieilles que 10 Myr. Toutefois, cette surestimation aura un effet assez mineur pour la réionisation de l'hydrogène : l'effet est surtout critique pour les populations vieilles, qui produisent peu de photons ionisants. Cet effet a néanmoins été pris en compte pour tout le chapitre 4. Lorsque l'on reconstruit la luminosité UV (non-ionisante) des galaxies simulées, il faut procéder à une interpolation similaire. S'est alors posé le problème suivant : est-il

3. Merci à Leindert Boogart et à Joki Rosdahl à Leiden pour avoir porté ce point à notre connaissance.

plus raisonnable d'utiliser la « bonne » interpolation de la métallicité des particules stellaires, au risque d'être incohérent avec la production de photons ionisants, ou vaut-il mieux utiliser l'interpolation erronée, quitte à cette fois ne pas suivre les propriétés stellaires ? On compare sur la figure 5.4 les valeurs de M_{UV} obtenues avec et sans le *bug*. Fort heureusement pour nos résultats, les deux estimations sont presque identiques, et on pourra utiliser l'une ou l'autre sans risque d'incohérence. Notons que l'on peut justifier qualitativement cette insensibilité : dans la simulation, le gaz enrichi en métaux est éjecté et chauffé par les supernovae, et c'est seulement après un apport suffisant de gaz froid et peu enrichi que la formation stellaire reprend, si bien que la métallicité stellaire reste faible, et que l'erreur d'interpolation n'a qu'un impact faible.

5.1.2 *Luminosité Lyman-α*

En principe, la visibilité de la raie Lyα pendant l'époque de la réionisation est amoindrie par le transfert dans le milieu intergalactique encore neutre. Néanmoins, autour des galaxies responsables de la réionisation, l'existence des bulles ionisées peut permettre aux photons Lyα d'être malgré tout observés. Ainsi, on observe des émetteurs Lyman-α jusque vers $z \gtrsim 8$ (Oesch et al., 2015 ; Zitrin et al., 2015) : il est donc nécessaire de modéliser les propriétés Lyα des galaxies à sursaut de formation stellaire, même au-delà de $z \sim 6$.

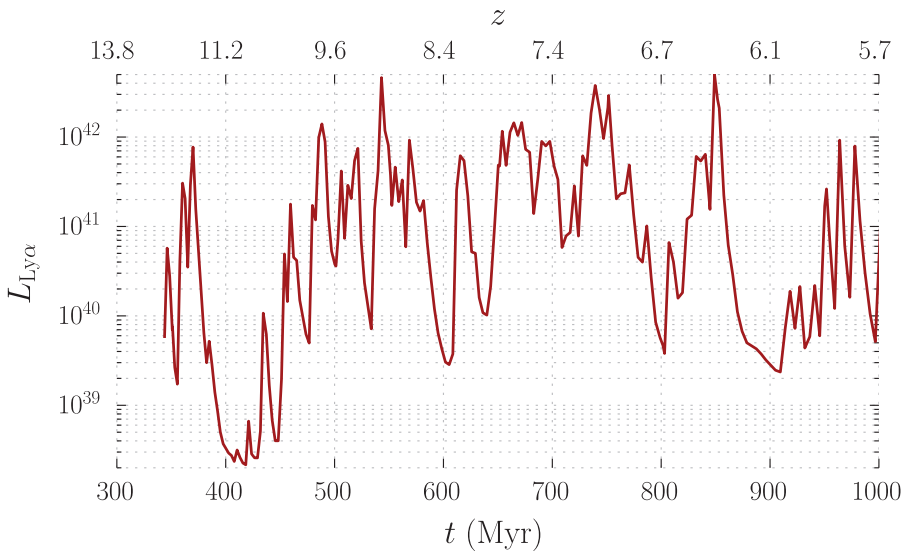


Figure 5.5 – Luminosité Lyα du halo le plus massif.

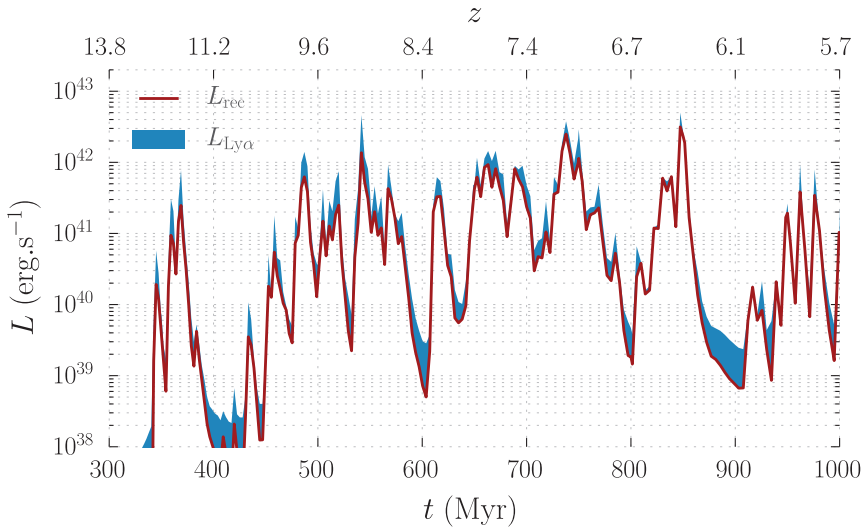
Sur la figure 5.5, on présente l'évolution de la luminosité Lyα intrinsèque de la galaxie la plus massive simulée. Tout comme pour la luminosité UV, on retrouve une forte variabilité sur des échelles de temps court, de l'ordre de 5 à 30 Myr. La luminosité varie sur près de trois ordres de grandeur, dépassant parfois $10^{42}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$ (par

exemple à 750 Myr) : en principe, une telle raie d'émission devrait être détectable par NIRSpec même à $z \simeq 7.5$. Notons encore une fois que ce résultat peut être significativement affecté par la présence de poussière dans le milieu interstellaire, plus encore que dans l'UV : la raie Lyα étant résonnante, les photons ont d'autant plus de chances d'être absorbés par la poussière qu'ils diffusent de nombreuses fois avant d'être observés. Notons également que l'émission Lyα de la galaxie est en principe bien plus sensible que l'UV au *bug* mentionné précédemment : en surestimant $\dot{N}_{\rm ion}$, on surestime également le taux de recombinaison, et donc l'émission Lyα, et la luminosité dans l'UV décroît moins vite que la luminosité ionisante (voir la figure 2.9).

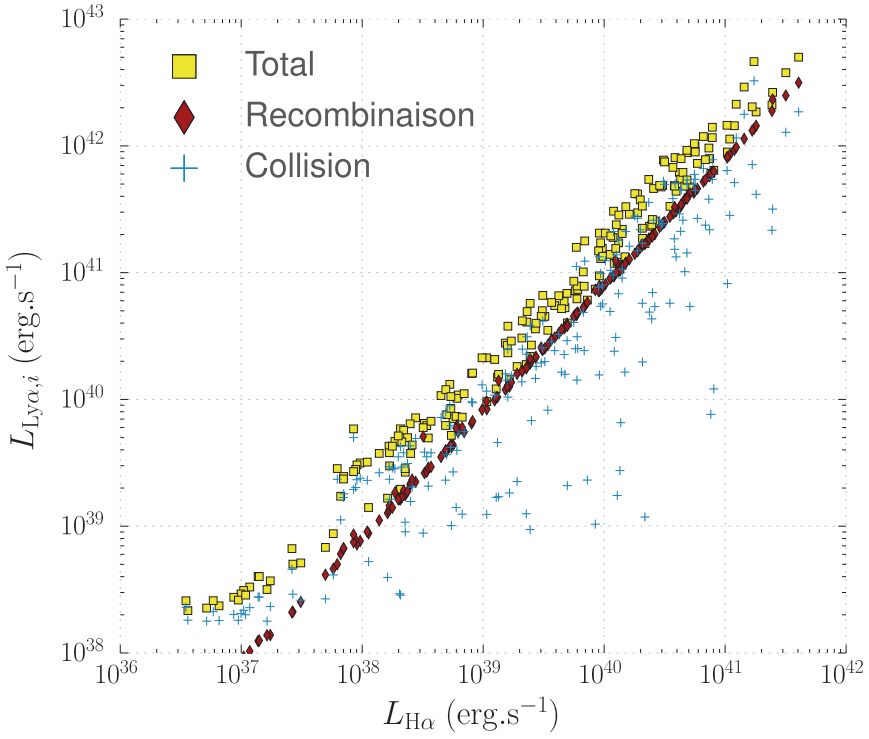
Nous avons vu dans la section 3.3 qu'il y a deux processus physiques pouvant produire des photons Lyα : d'une part la recombinaison d'un électron sur un proton, et d'autre part l'excitation collisionnelle d'un atome d'hydrogène. La figure 5.6a compare la contribution de ces deux phénomènes à la luminosité totale de la galaxie. La courbe rouge (—) indique l'émission due aux recombinaisons dans le halo, tandis que la surface remplie bleue (—) représente la l'émission collisionnelle comme la différence entre la luminosité totale et celle due aux recombinaisons. Il semble qu'aucune des deux sources d'émission ne domine complètement l'autre, signifiant que les deux mécanismes contribuent à parts équivalentes à la luminosité de la galaxie. La vignette 5.6b donne un autre aperçu du même résultat en comparant la luminosité des raies Lyα et Hα. En principe, pour chaque recombinaison menant à l'émission d'un photon Hα, il y a environ 8.7 recombinaisons menant à l'émission d'un photon Lyα : c'est ce qu'on observe avec la relation de proportionnalité entre l'émission Hα et Lyα par recombinaison (losanges rouges). En revanche et comme on peut s'y attendre, la corrélation entre l'émission collisionnelle Lyα et l'émission Hα est nettement moins marquée (c'est ce qu'on observe avec les croix bleues). On note par ailleurs que la contribution collisionnelle à l'émission Lyα totale n'est pas négligeable, dépassant même parfois l'émission de recombinaisons lorsque celle-ci est très faible. En conséquence, le rapport de raie Lyα/Hα intrinsèque peut significativement dévier du rapport entre les taux de recombinaison (de l'ordre de 8.7).

5.1.3 *Corrélation UV-Lyman-α*

Nous avons jusqu'à présent évoqué la variabilité dans le temps du rayonnement UV et Lyα indépendamment. Les étoiles qui sont *in fine* responsable de l'émission Lyα et celles qui produisent le rayonnement UV ont des durées de vie différentes, si bien que suite à un épisode de formation stellaire, la luminosité décroîtra moins vite dans l'UV qu'en Lyα. C'est en substance ce qu'illustre la figure 5.7a : l'évolution de la luminosité Lyα (—) s'opère sur des périodes bien plus

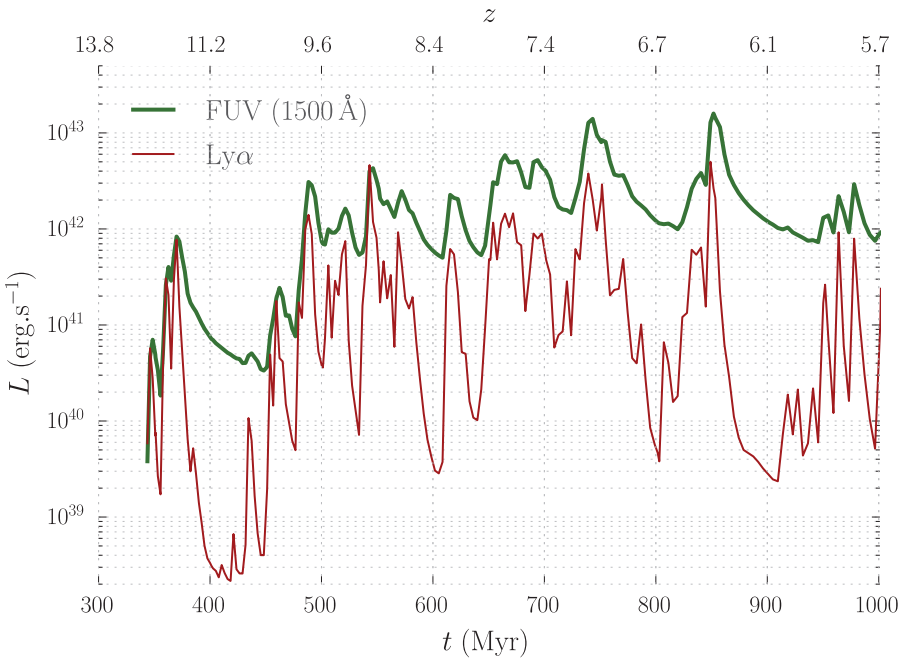


(a) Comparaison au cours du temps

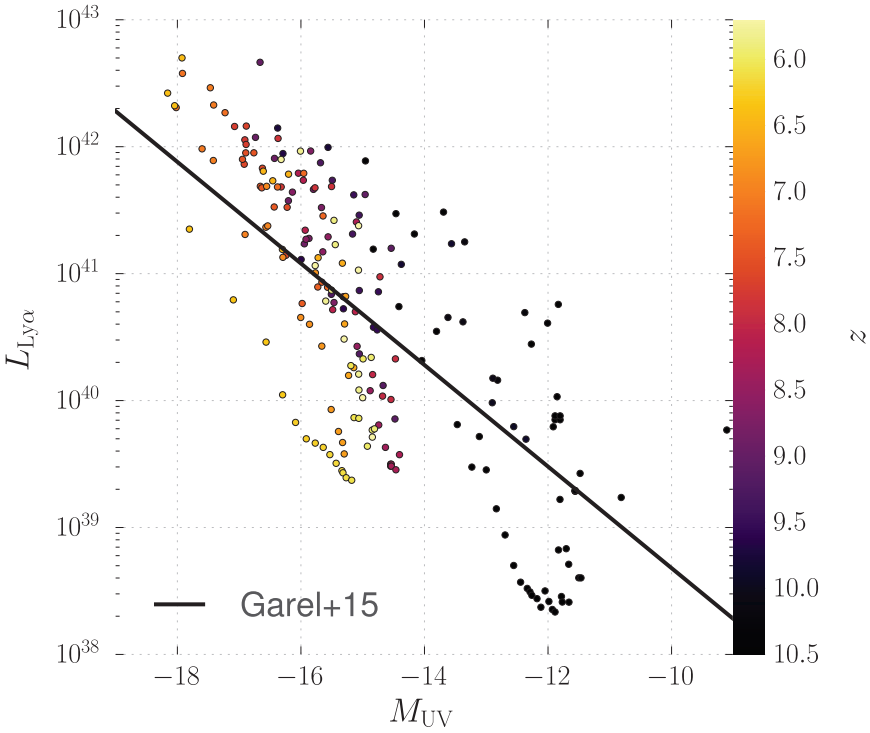


(b) Comparaison à l'émission Hα

FIGURE 5.6 – Comparaison des différents mécanismes d'émission Lyα. À gauche, l'émission due aux recombinaisons est indiquée en rouge et la différence avec l'émission totale (recombinaisons + collisions) en bleu. À droite, le carré indique la luminosité Lyα totale, et les croix (losanges) indiquent l'émission collisionnelle (de recombinaison).



(a) Évolution temporelle de la luminosité UV et Lyα



(b) Distribution de M_{UV} et $L_{Ly\alpha}$ mesurée dans la simulation

FIGURE 5.7 – Comparaison des luminosités UV et Lyα pour le halo massif.

courtes que dans l'UV (—). On l'observe particulièrement notablement lors de la première bouffée de formation stellaire, vers 350 Myr ; en à peine 50 Myr, la luminosité Lyα diminue d'un facteur plus de

1000, contre à peine un facteur 10 dans l'UV. Cette différence entre les échelles de temps que sondent ces deux indicateurs se traduit naturellement par une dispersion des points sur la figure 5.7b : certes, lorsque la galaxie est dans une phase brillante dans l'UV elle sera en général également brillante en Lyα, mais si l'on regarde le comportement vers $M_{UV} \simeq -15$, à la limite de détection actuelle de Atek et al. (2015), on voit que la luminosité Lyα varie sur plus de deux ordres de grandeurs. La courbe noire indique l'expression de Garel et al. (2015) reliant M_{UV} à $L_{Ly\alpha}$ pour une formation d'étoiles en continu. La dispersion autour de cette droite s'explique par le fait que la galaxie modélisée a une formation stellaire intermittente.

5.2 CORRÉLATION AVEC LES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES

Si les astronomes s'intéressent à la lumière provenant des objets lointains, ce n'est évidemment pas uniquement pour la beauté des cieux nocturnes, mais bien pour les informations que de telles observations peuvent apporter sur la nature physique de leurs cibles. Ainsi, nous nous proposons dans cette section de relier les quantités observables en UV et Lyα aux caractéristiques des galaxies simulées. On se concentrera uniquement sur les diagnostics observationnels réalisés à partir des raies nébulaires de l'hydrogène et du continu UV ; pour pousser les prédictions plus loin, il faudrait utiliser un code de photoionisation comme Cloudy (Ferland et al., 2013) et modéliser correctement la poussière.

5.2.1 *Formation stellaire*

5.2.1.1 *Taux de formation stellaire*

Dans la section précédente, nous avons remarqué que les luminosités UV et Lyα varient sur des échelles de temps différentes, traçant ainsi la formation stellaire récente (pour l'UV) et très récente (pour les raies nébulaires comme Lyα). Sous l'hypothèse d'une fonction de masse initiale de Chabrier (2003) et en supposant le cas B, la relation entre taux de formation stellaire et luminosité Lyα s'exprime comme

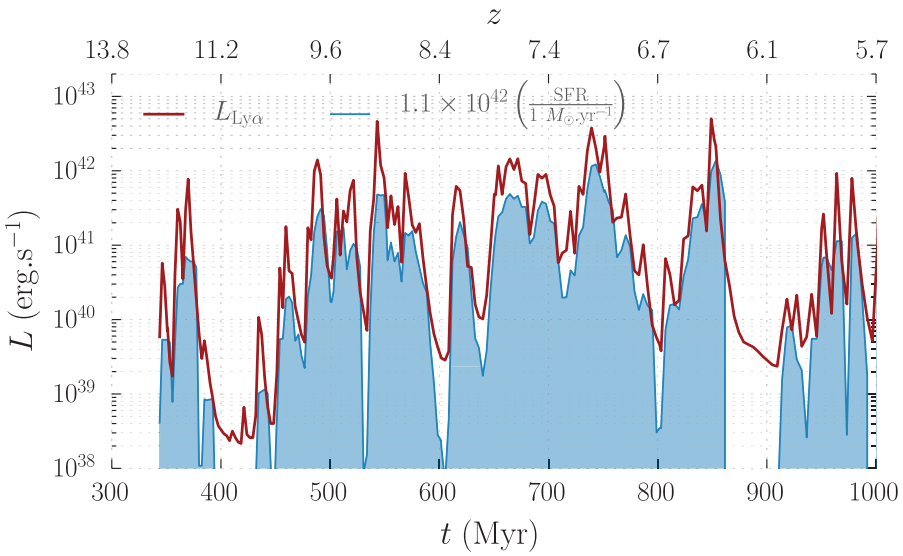
$$\mathrm{SFR}_{Ly\alpha} = \left(\frac{L_{Ly\alpha}}{1.1 \times 10^{42}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}} \right) M_\odot/\mathrm{yr}, \tag{5.1}$$

et le lien avec la luminosité UV (Madau et Dickinson, 2014)

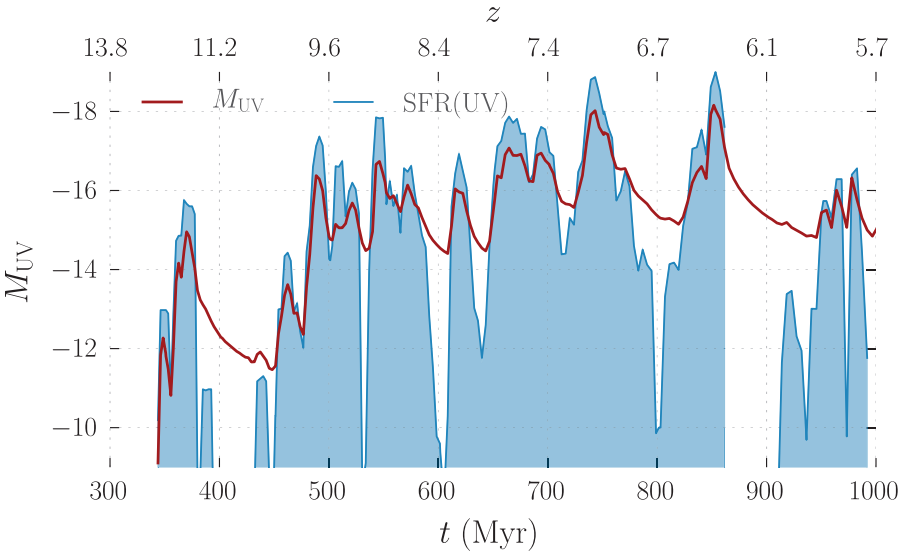
$$\mathrm{SFR}_{UV} = \left(\frac{L_\nu}{1.4 \times 10^{28}\,\mathrm{erg\,s^{-1}\,Hz^{-1}}} \right) M_\odot/\mathrm{yr}. \tag{5.2}$$

La relation donnant $\mathrm{SFR}_{Ly\alpha}$ suppose également que les photons Lyα sont uniquement issus de recombinaisons, et sous-estime donc la luminosité correspondant réellement à un taux de formation stellaire

fixé. Inversement, on peut déterminer la luminosité Lyα ou UV équivalente au taux de formation stellaire effectif de la galaxie tel qu'obtenu en le calculant dans la simulation.



(a) SFR et $L_{\mathrm{Ly}\alpha}$



(b) SFR et M_{UV}

FIGURE 5.8 – Évolution temporelle du SFR et de la luminosité.

La figure 5.8 présente l'évolution de $L_{\mathrm{Ly}\alpha}$ (en haut) et de M_{UV} (en bas) en fonction du temps comparée à celle du taux de formation stellaire mis à l'échelle avec les expressions (5.1) et (5.2). La vignette 5.8a présente deux caractéristiques notables : d'une part, la variabilité temporelle de $L_{\mathrm{Ly}\alpha}$ suit extrêmement bien le SFR. C'est en fait un résultat attendu : le SFR est ici mesuré sur 10 Myr, une durée comparable au temps de vie sur la séquence principale des étoiles les plus massives. D'autre part, l'amplitude des variations montre que, comme on l'avait prévu, le SFR sous-estime la luminosité Lyα de la galaxie. C'est

d'autant plus vrai dans les phases sans formation stellaire, où ce ne peut pas être la photoionisation par les étoiles jeunes qui entraîne la production de rayonnement Lyα, comme vers 900 Myr. Le flux UV présente une évolution similaire (figure 5.8b) : là encore, les pics de M_{UV} et de SFR coïncident. Plus précisément : lors d'un épisode de formation stellaire, M_{UV} croît aussi rapidement que le SFR, mais décroît bien plus lentement, puisque les étoiles responsables de l'émission à 1500 Å vivent plus longtemps que la durée typique d'une bouffée de formation stellaire. Notons que cette fois, lors de ces épisodes, le SFR surestime légèrement la production de photons UV, d'environ 0.5 magnitude, c'est-à-dire une surestimation d'environ 60 %.

5.2.1.2 *Masse stellaire*

Nous avons commencé à établir un lien entre masse stellaire et luminosité UV sur la figure 5.3, en essayant d'estimer la fraction des galaxies de masse $M_\star$ donnée qui seraient visibles dans un relevé limité en UV : *in fine*, cette estimation découle de la relation masse - luminosité. La détermination de cette relation est absolument essentielle pour faire le lien entre les fonctions de masse prédites par les modèles et les fonctions de luminosité observées.

Dans l'UV, il est difficile de contraindre observationnellement cette relation à grand z, notamment à cause des incertitudes sur les propriétés de la poussière ou sur les histoires de formation stellaire. Il existe cependant plusieurs tentatives à $z = 4 - 8$, comme les études de Duncan et al. (2014), Grazian et al. (2015), Salmon et al. (2015) et Song et al. (2015). Ces différents travaux trouvent des résultats similaires : la pente a de la relation $\log M_\star = aM_{UV} + b$ est de l'ordre de -0.5 à -0.4, avec peu d'évolution en fonction de z et une dispersion significative des valeurs de l'ordre de 0.4 dex. À partir de simulations, les difficultés rencontrées sont du même ordre : le résultat dépendra fortement du modèle de population stellaire utilisé, de l'inclusion ou non de poussière, etc. C'est d'autant plus vrai pour les galaxies peu lumineuses, pour lesquelles les contraintes sont les moins fortes.

On présente sur la figure 5.9 la relation masse luminosité pour les différents pas de temps sauvegardés du halo massif. La couleur des symboles indique le redshift de chacun des pas de temps, et une fine ligne grise trace l'évolution temporelle. Les trois droites colorées indiquent la relation obtenue par Song et al. (2015) à $z = 6, 7, 8$, et les surfaces pleines les incertitudes. En partant du point en bas à droite, on retrouve la variabilité temporelle de M_{UV} : la simulation suit la relation observationnelle, mais en oscillant fortement à $M_\star$ fixée. Ainsi, à chaque épisode de formation stellaire, M_{UV} et $M_\star$ augmentent (bien que plus rapidement que prévu par la relation moyenne), puis M_{UV} diminue à $M_\star$ fixée lorsque les populations stellaires vieillissent.

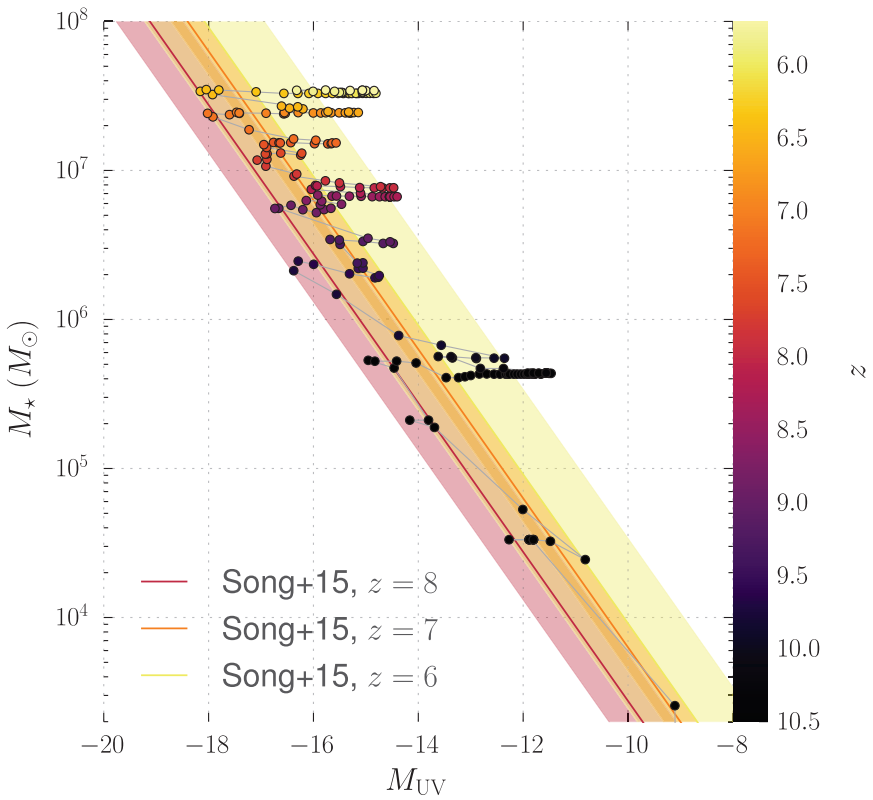


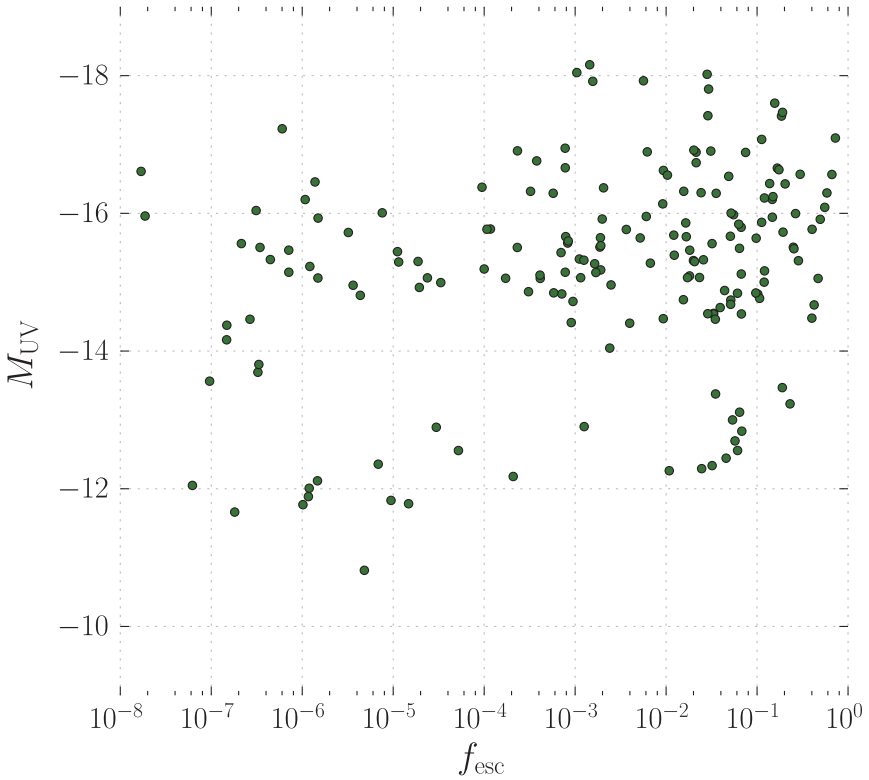
FIGURE 5.9 – Relation $M_\star$- M_{UV} pour le halo le plus massif.

5.2.2 *Contribution au fond UV*

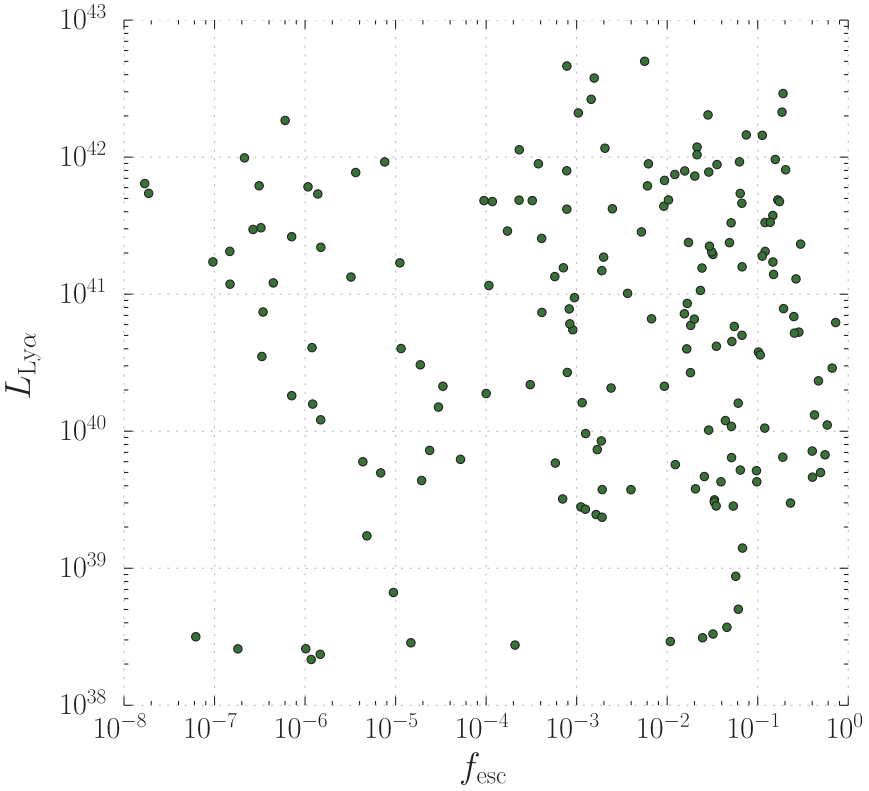
L'observation du flux ionisant des galaxies est, comme on l'a vu précédemment, extrêmement difficile, et de nombreuses incertitudes entachent la conversion entre la fraction d'échappement relative mesurée et la fraction d'échappement absolue telle qu'on l'a définie dans le chapitre précédent. À l'aide de nos simulations, nous pouvons toutefois essayer de faire apparaître (ou non) des corrélations entre les traceurs observationnels et les propriétés ionisantes des galaxies.

5.2.2.1 *Fraction d'échappement*

La valeur de la fraction d'échappement est contrôlée par un délicat équilibre entre les phases de formation d'étoiles et celles d'expulsion de gaz par les supernovae. À ce titre, f_{esc} varie sur des échelles de temps qui ne correspondent pas nécessairement à des maxima de luminosité UV ou Lyman-α, comme l'illustre la figure 5.10. Les deux vignettes présentent la magnitude UV (à gauche) ou la luminosité Lyα (à droite) en fonction de f_{esc}. On voit que dans les deux cas, il n'y a pas de corrélation entre l'émission lumineuse et l'échappement de photons : que la galaxie soit brillante ou non, f_{esc} peut prendre des valeurs dispersées entre 0 et 1.



(a) f_{esc} et M_{UV}



(b) f_{esc} et $L_{Ly\alpha}$

FIGURE 5.10 – Absence de corrélation de f_{esc} et de la luminosité.

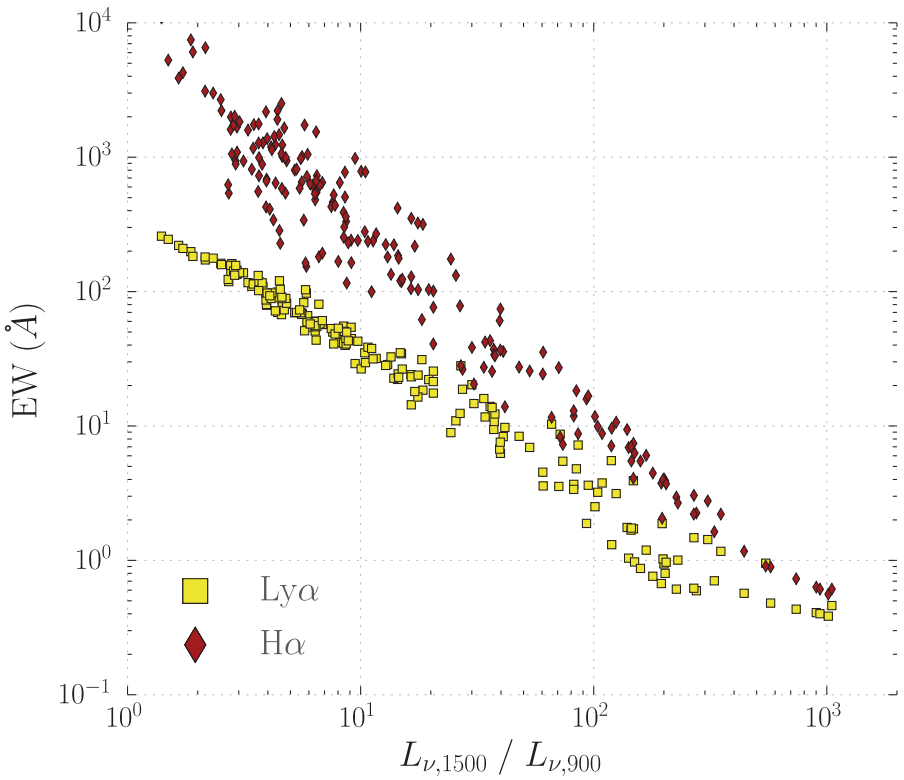
Notons toutefois en ce qui concerne la corrélation avec la $L_{Ly\alpha}$ que le transfert résonnant à travers l'ISM pourrait, selon le contenu en poussière, sensiblement influer sur ces résultats. En utilisant une simulation cosmologique, YAJIMA et al. (2014) suggèrent par exemple une faible corrélation entre f_{esc} et la fraction d'échappement Lyα $f_{esc,Ly\alpha}$. Cette conclusion est appuyée par les résultats de DIJKSTRA et GRONKE (2016) qui ont réalisé des simulations Monte Carlo de transfert radiatif Lyman-α à travers des coquilles en expansions avec des trous, modélisant ainsi une galaxie pendant un épisode de formation stellaire avec des vents dus à des supernovae. Cette corrélation s'explique, comme on l'a montré précédemment, par le fait que pour que le rayonnement ionisant s'échappe, la présence de directions à faible densité de colonne est nécessaire. Nos résultats sont toutefois en désaccord avec SHARMA et al. (2016), qui trouvent, dans la simulation EAGLE, une corrélation nette entre la luminosité UV et f_{esc}. Néanmoins, leur méthode pour déterminer f_{esc} n'a rien à voir avec la nôtre : ils utilisent un modèle sous-grille pour estimer l'échappement des photons selon le taux de formation stellaire. Plus précisément, en s'appuyant sur les résultats de HECKMAN et al. (2001), ils proposent que si la densité surfacique de formation stellaire $\dot{\Sigma}_\star$ dépasse un certain seuil, alors $f_{esc} = 0.2$, et f_{esc} est nulle en dessous de ce seuil. Cette approche est entre autres motivée par le fait que les pas de temps de la simulation EAGLE sont plus espacés que dans notre étude.

Par ailleurs, les rares observations de flux ionisant dans les galaxies reposent généralement sur le rapport $R \equiv L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å})$ pour déterminer la fraction d'échappement des galaxies. SHAPLEY et al. (2006) utilisent par exemple

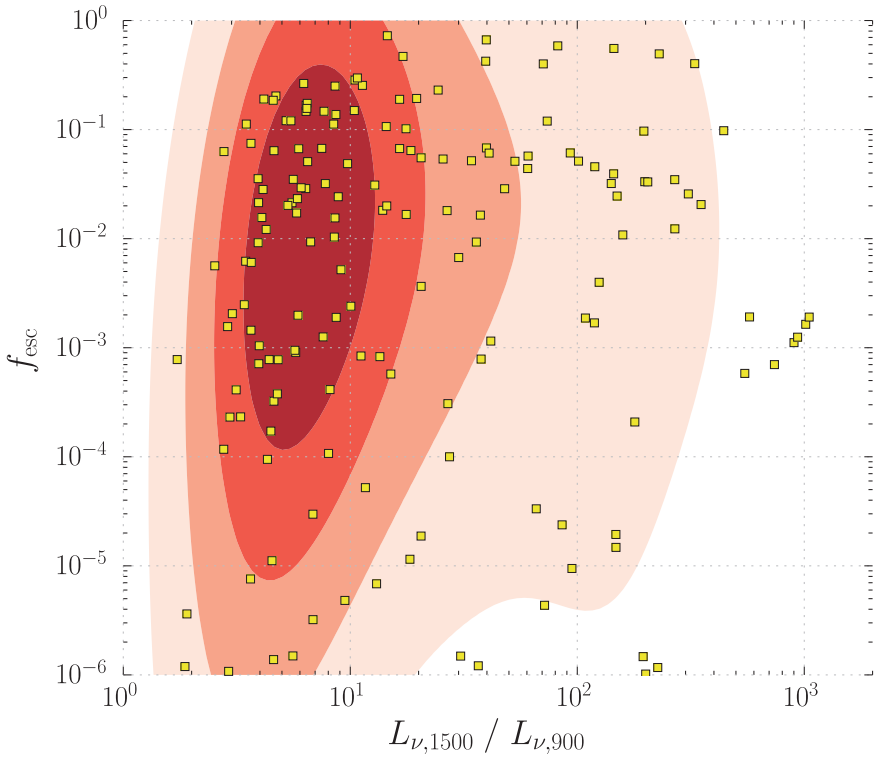
$$f_{esc} = \frac{(L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å}))_{\text{intrinsèque}}}{(f(1500\,\text{Å})/f(900\,\text{Å}))_{\text{observé}}} f_{esc}^{UV}, \tag{5.3}$$

où f correspond au flux observé à ces longueurs d'ondes, et f_{esc}^{UV} la fraction d'échappement dans l'UV non-ionisant (principalement à cause de la poussière et du transfert dans le milieu intergalactique). En général, $(L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å}))_{\text{intrinsèque}}$ prend des valeurs de l'ordre de 6 à 8 (SIANA et al., 2007). Dans leurs simulations de galaxies naines, DOMÍNGUEZ et al. (2015) trouvent que ce rapport peut s'écarter beaucoup de cette valeur, pouvant atteindre plus de 1000. Ils suggèrent également une corrélation forte entre ce rapport et les largeurs équivalentes Lyα et Hα pour les petites galaxies, de masse $M_\star \lesssim 10^8\,M_\odot$. Nos simulations révèlent une tendance similaire, avec des valeurs de R atteignant 1000.

La figure 5.11 explore les variations des propriétés lumineuses avec le rapport R. Sur la vignette 5.11a, on retrouve un résultat similaire à celui de DOMÍNGUEZ et al. (2015) : les galaxies pour lesquelles ce rapport est grand ont généralement de plus faibles largeurs équivalentes nébulaires. Ce résultat découle de l'intermittence de la formation stellaire : l'intensité des raies nébulaires (et en particulier Hα



(a) Relation entre R et les $EW_{Ly\alpha,H\alpha}$



(b) Absence de corrélation entre R et f_{esc}

FIGURE 5.11 – Influence du rapport $L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å})$.

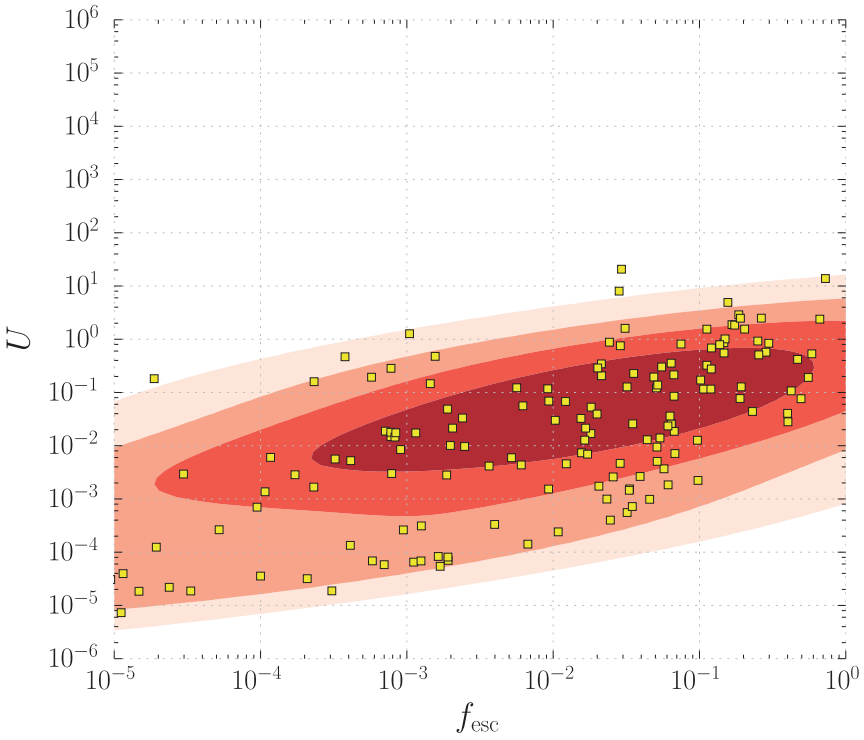
pour laquelle nous ne modélisons pas de contribution collisionnelle) est directement proportionnelle à la production de photons ionisants par les étoiles jeunes, aussi décroît-elle plus vite que le flux UV dû aux étoiles plus vieilles. Du coup, après une phase de formation stellaire, le flux UV va décroître moins vite que le flux ionisant, si bien que le rapport $L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å})$ augmente. En revanche, cette évolution n'a a priori aucun rapport avec l'échappement du rayonnement ionisant, comme illustré sur la vignette 5.11b : quelle que soit la valeur de ce rapport, f_{esc} prend des valeurs entre 0 et 1.

Récemment, des galaxies très compactes et formant activement des étoiles, appelées *Green Peas*, ont été proposées comme des exemples d'émetteurs de photons ionisants (Jaskot et Oey, 2013, par exemple). Izotov et al. (2016a) ont pu montrer qu'une de ces galaxies aurait une fraction d'échappement de l'ordre de 8 %, et l'étude d'un échantillon plus étendu par Izotov et al. (2016b) confirme ce résultat. Une des particularités de ces galaxies est la présence de raies nébulaires très fortes, et des rapports de raies suggérant un haut paramètre d'ionisation U, défini comme le rapport entre les densités de photons ionisants et d'hydrogène. Ces observations peuvent suggérer que, pour des objets extrêmes comme les *Green Peas*, un fort paramètre d'ionisation puisse indiquer une grande fraction d'échappement. Dans les simulations, on peut directement mesurer le paramètre d'ionisation U comme le nombre de photons ionisants présents dans le halo ou dans la galaxie, divisé par le nombre total d'atomes d'hydrogène. On présente sur la figure 5.12 la distribution des valeurs de U en fonction de la fraction d'échappement f_{esc}, soit pour le halo entier (à gauche), soit seulement pour la galaxie (à droite) définie artificiellement comme le gaz à $n_H \gtrsim 1\,\text{cm}^{-3}$. On observe bien une faible corrélation entre U et f_{esc}, plus prononcée pour le halo entier que pour la galaxie, mais malheureusement, même les points correspondant aux valeurs les plus extrêmes de f_{esc} ne coïncident pas nécessairement avec des U élevés.

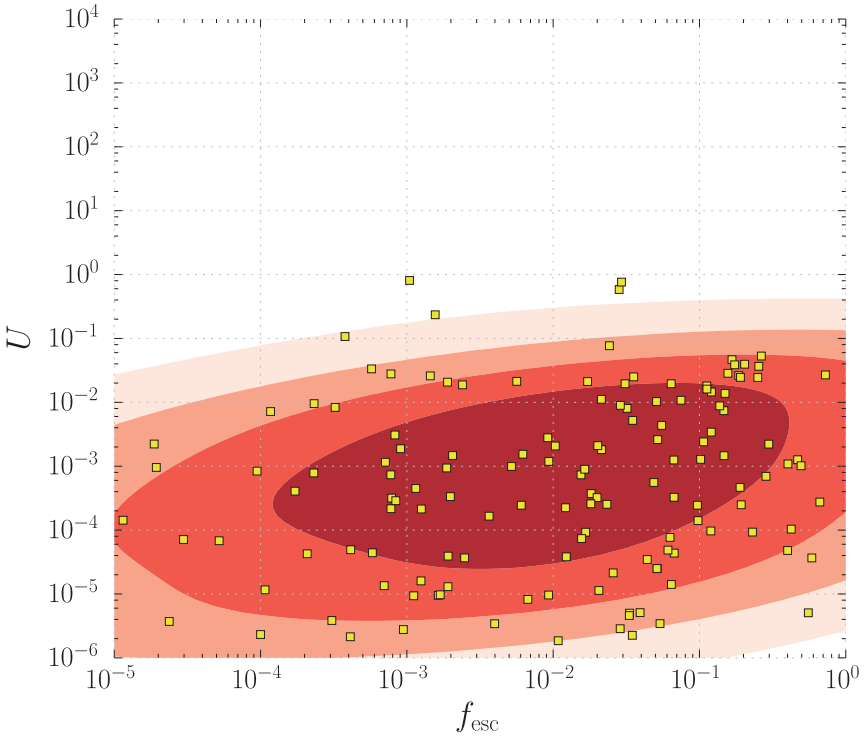
5.2.2.2 *Émissivité ionisante*

Lorsque les modèles (semi-)analytiques de réionisation utilisent f_{esc} comme paramètre, c'est souvent en faisant l'hypothèse que la production de photons ionisants dépend du taux de formation stellaire. En comparaison, l'approche que j'ai suivie au cours de ma thèse permet de calculer directement la contribution de ces galaxies au fond ionisant métagalactique. Au lieu d'estimer $\dot{N}_{esc} \propto f_{esc} \times \text{SFR}$, on peut mesurer cette valeur dans la simulation.

On a notamment pu voir dans la section 5.2.1 que la luminosité ne corrèle pas exactement avec le SFR. La figure 5.13 traduit cette corrélation en terme de luminosité ionisante intrinsèque, à gauche avec la magnitude UV et à droite avec la luminosité Lyα. La corrélation est, toutes proportions gardées, assez bonne : une galaxie sélectionnée pour avoir $M_{UV} \lesssim -17$ ou $L_{Ly\alpha} \gtrsim 10^{42}\,\text{erg}\,\text{s}^{-1}$ est assurée de produire

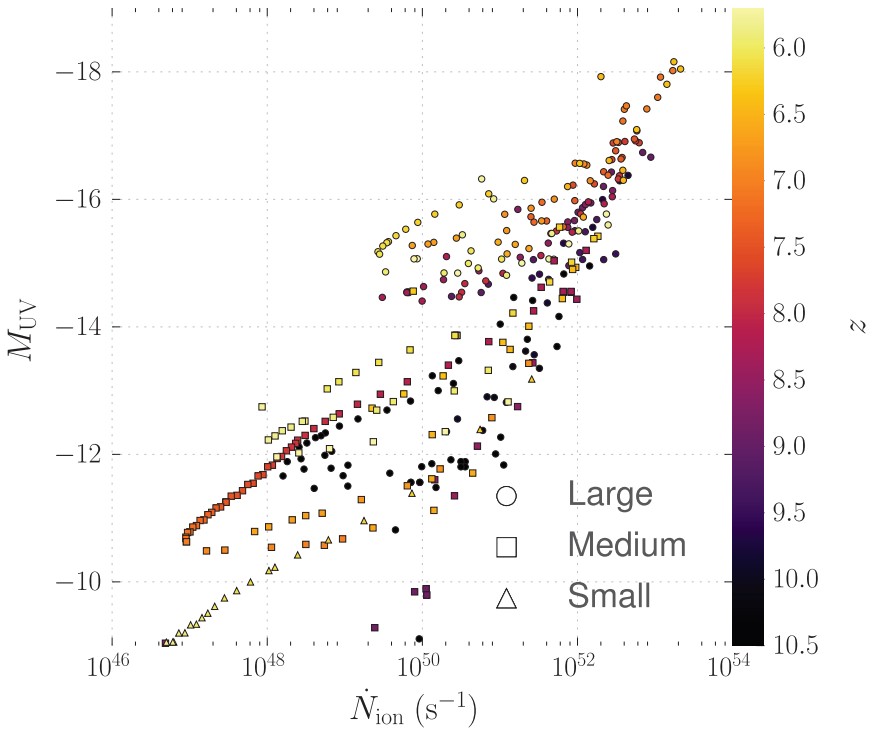


(a) Dans le halo entier

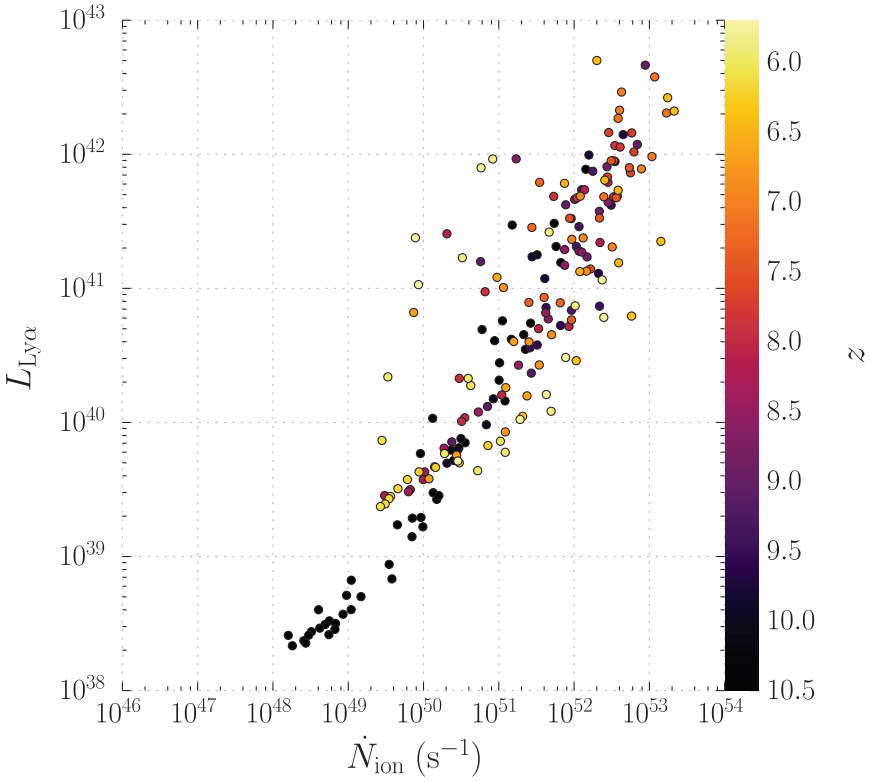


(b) Seulement dans la galaxie

FIGURE 5.12 – Faible corrélation entre f_{esc} et le paramètre d'ionisation.

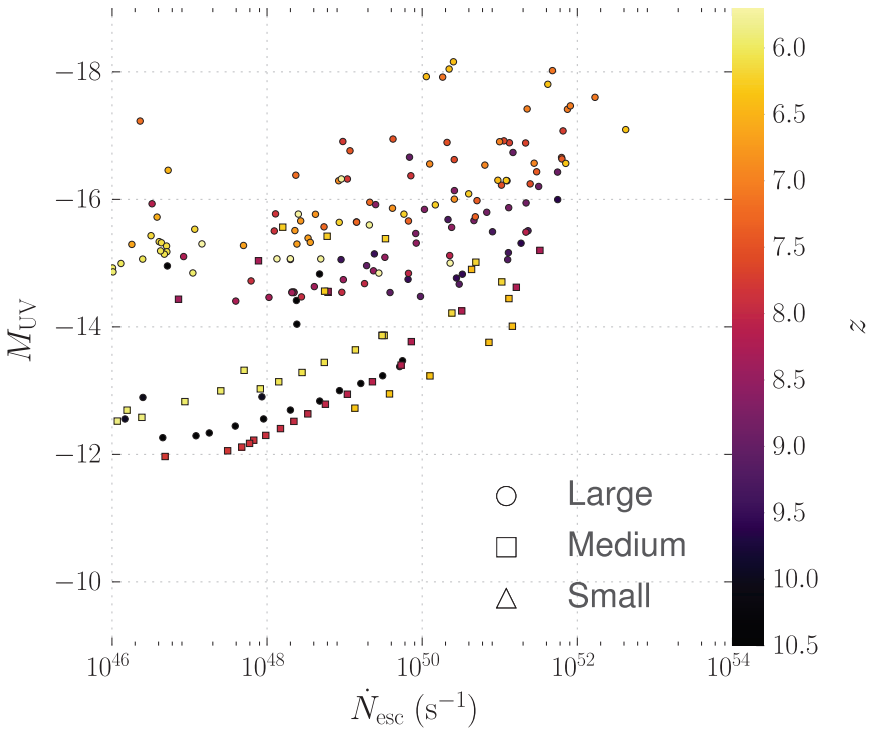


(a) ... avec M_{UV}

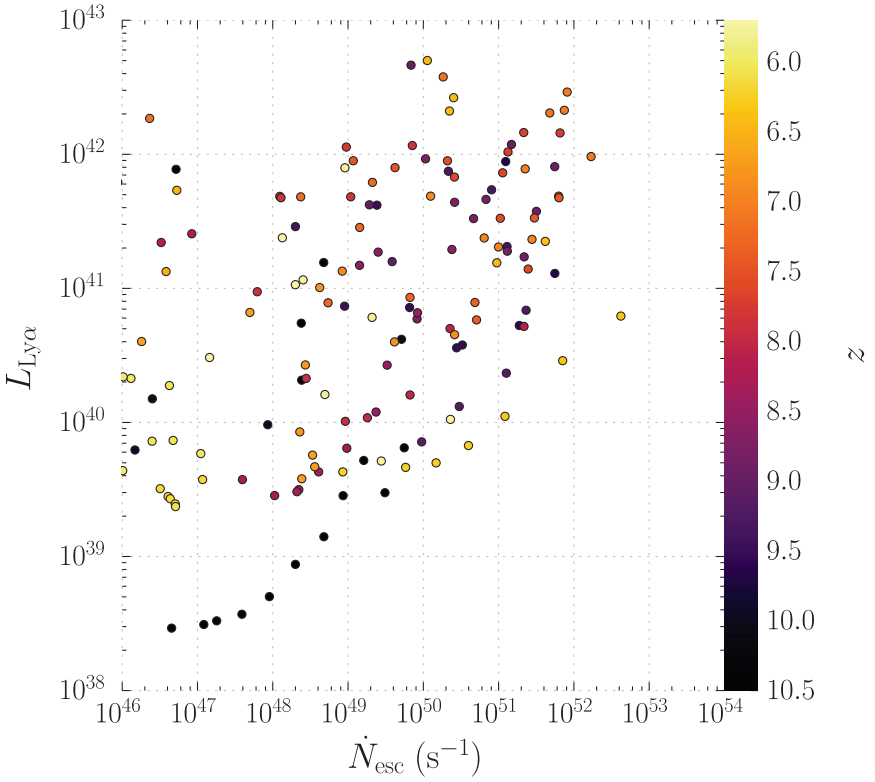


(b) ... avec $L_{Ly\alpha}$

FIGURE 5.13 – Corrélation de l'émissivité ionisante intrinsèque.



(a) ... avec M_{UV}



(b) ... avec $L_{Ly\alpha}$

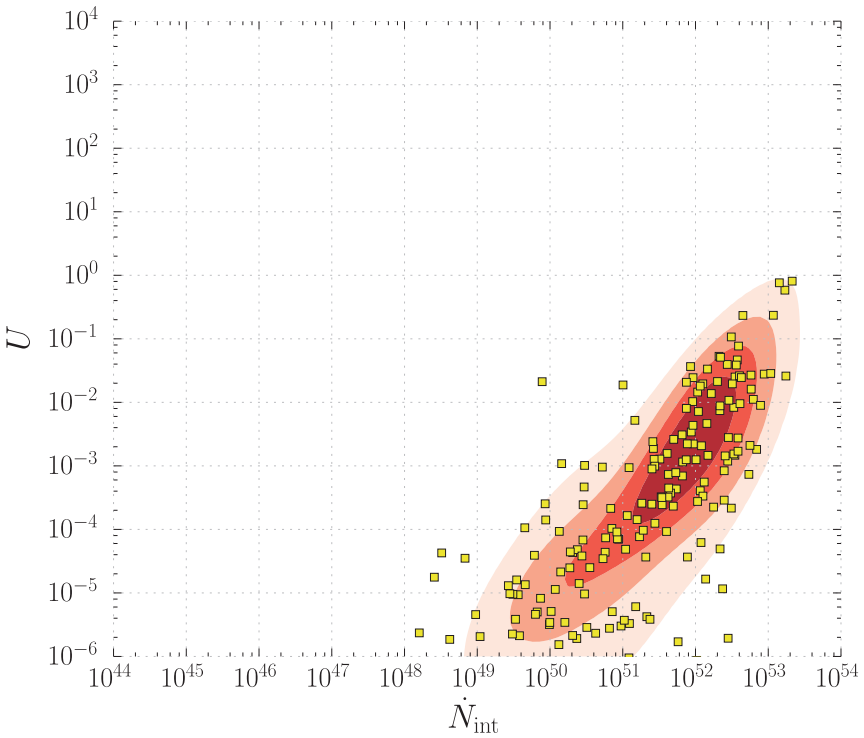
FIGURE 5.14 – Corrélation de l'émissivité ionisante après transfert.

plus de 10^{52} photons ionisants par seconde. Pour une galaxie moins lumineuse, les valeurs sont plus dispersées : c'est en particulier vrai dans l'UV non-ionisant, qui trace des évolutions du SFR sur des durées plus longues que la production de photons ionisants.

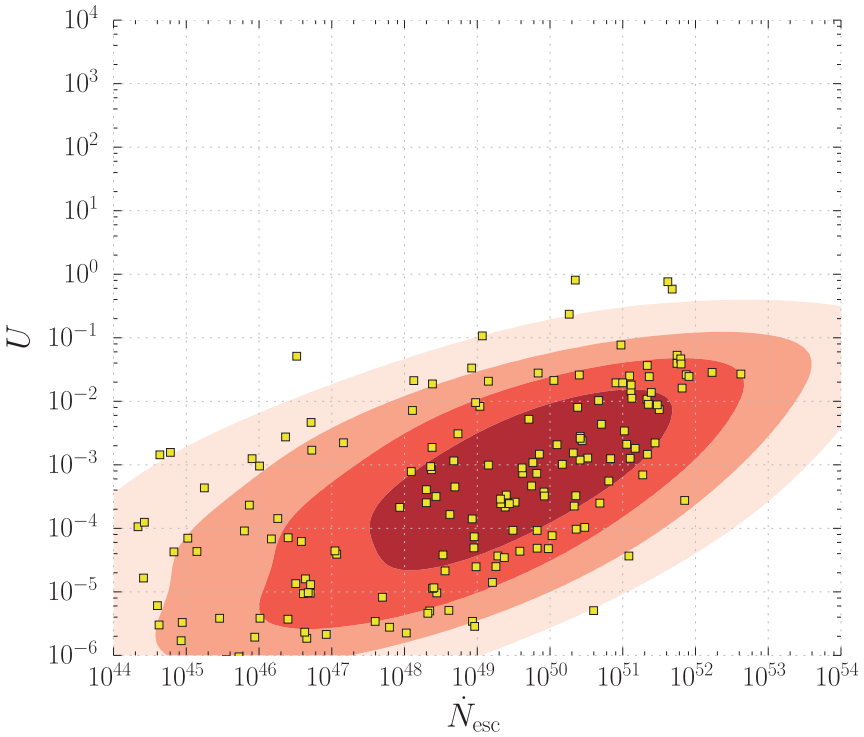
Quoiqu'il en soit, dans le cadre de la réionisation, c'est surtout la contribution *effective* des galaxies qui compte, autrement dit le produit $\dot{N}_{esc} = \dot{N}_{ion} \times f_{esc}$, illustré sur la figure 5.14. Cette fois, la corrélation semble bien moins bonne, en particulier pour une sélection en Lyα. Une campagne d'observation limitée en flux UV ou Lyα, même profond, manquera nécessairement une partie des galaxies contribuant effectivement à la réionisation : même en descendant à $L_{Ly\alpha}$ de l'ordre de $10^{40}\,\mathrm{erg\,s^{-1}}$ (soit dix fois plus profond que les prédictions de Garel et al. 2016 à $z = 6$ pour MUSE), les valeurs de $\dot{N}_{esc}$ varient entre 10^{45} et $10^{51}\,\mathrm{s^{-1}}$. Ce résultat découle naturellement de l'absence de corrélation entre f_{esc} et la luminosité des galaxies. Notons néanmoins en ce qui concerne la luminosité Lyα qu'il serait nécessaire de réaliser le transfert radiatif correctement pour pouvoir conclure. En effet, la corrélation entre f_{esc} et $f_{esc,Ly\alpha}$ peut jouer en notre faveur et faire réapparaître une corrélation entre le nombre de photons ionisants et Lyα s'échappant du halo.

La figure 5.15 est l'analogue de la figure 5.12 pour l'émissivité ionisante, et présente la distribution du paramètre d'ionisation (pour la galaxie) soit en fonction de l'émissivité intrinsèque (à gauche) soit de l'émissivité effective (à droite). Comme pour la luminosité UV ou Lyα, la corrélation avec la production intrinsèque de photons ionisants est bien plus marquée : à $U \sim 10^{-2}$, les valeurs de $\dot{N}_{ion}$ varient entre 5×10^{51} et $10^{53}\,\mathrm{s^{-1}}$ et celles de $\dot{N}_{esc}$ entre 10^{48} et $10^{53}\,\mathrm{s^{-1}}$. Ainsi, les grandes valeurs du paramètre d'ionisation pour les *Green Peas* ne préjugent en principe pas d'une grande production ionisante.

De même, les émetteurs Lyα extrêmes (ayant une grande largeur équivalente $EW_{Ly\alpha}$) sont censés produire une grande quantité de photons ionisants. On a en effet pu voir sur la figure 5.11a une corrélation négative entre $EW_{Ly\alpha}$ et le rapport $L_\nu(1500\,\text{Å})/L_\nu(900\,\text{Å})$ intrinsèque, indiquant que des galaxies sélectionnées pour avoir une grande largeur équivalente devraient, à flux UV fixé, produire plus de photons ionisants. C'est ce qu'indique la figure 5.16a, qui compare $EW_{Ly\alpha}$ à $\dot{N}_{ion}$, et qui présente une corrélation forte : lorsque les galaxies de notre échantillon produisent plus que $10^{52}\,\mathrm{s^{-1}}$, la largeur équivalente dépasse 10 Å. Toutefois, la sélection n'est pas univoque en raison de la dispersion des résultats : certaines galaxies peuvent avoir $EW_{Ly\alpha} \simeq 100\,\text{Å}$ et $\dot{N}_{ion}$ entre 10^{50} et $10^{53}\,\mathrm{s^{-1}}$. C'est encore plus marqué sur la figure 5.16b, où l'absence de corrélation avec $\dot{N}_{esc}$ est mise en valeur. On peut comparer ce résultat à ceux de Mostardi et al. (2013), qui semblent indiquer que parmi leur échantillon, les galaxies présentant une plus faible largeur équivalente Lyα semblent avoir un rapport de flux UV sur ionisant plus petit. Il serait néanmoins né-

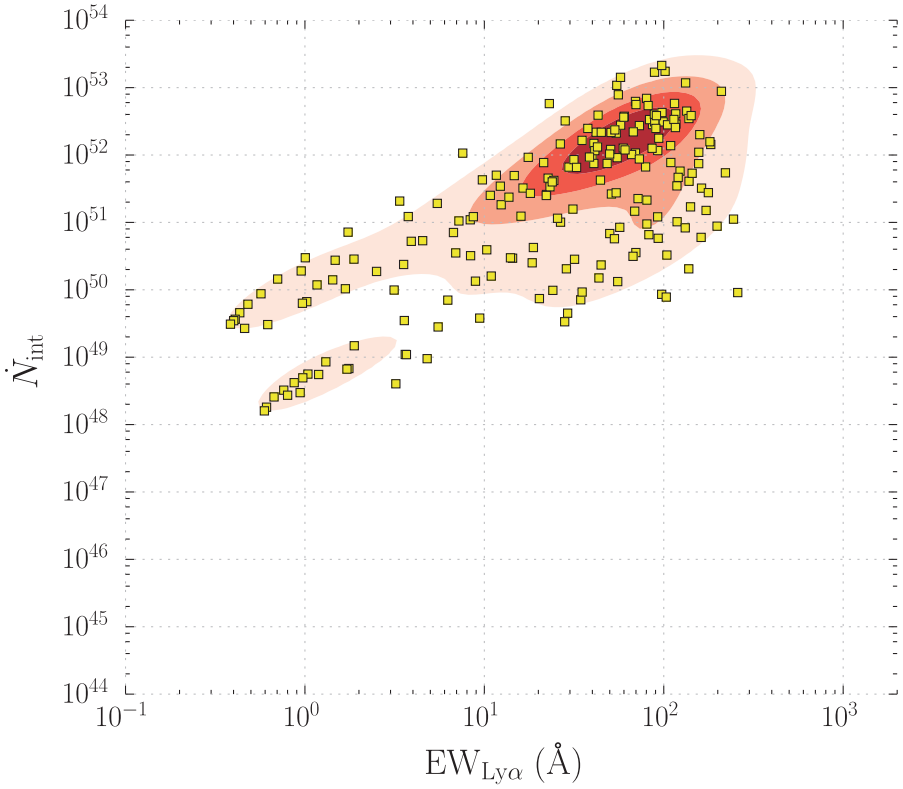


(a) ... avec $\dot{N}_{\rm ion}$

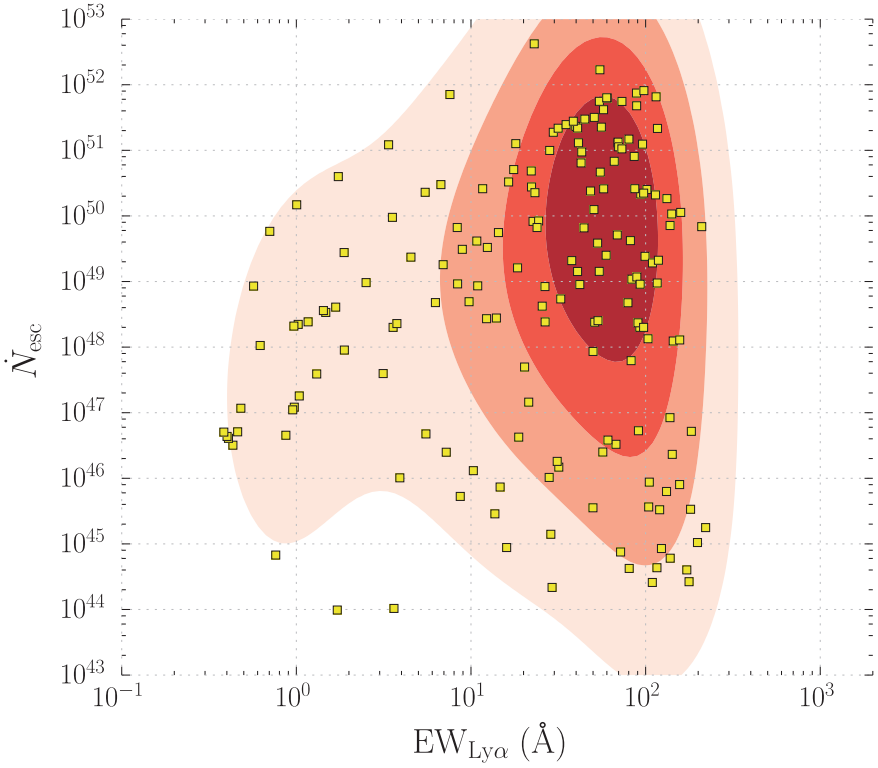


(b) ... avec $\dot{N}_{\rm ion} f_{\rm esc}$

FIGURE 5.15 – Corrélation du paramètre d'ionisation et de la luminosité ionisante.



(a) ... avec $\dot{N}_{\rm ion}$



(b) ... avec $\dot{N}_{\rm ion} f_{\rm esc}$

FIGURE 5.16 – Corrélation entre la largeur équivalente Lyα et de la luminosité ionisante.

cessaire de réaliser correctement le transfert radiatif Lyα pour interpréter ces observations ; les nombreuses diffusions résonnantes des photons Lyα pouvant significativement changer nos résultats en présence même d'une faible quantité de poussière.

Nous avons jusqu'ici montré qu'il existait un grand éparpillement autour de la corrélation entre la contribution des petites galaxies à la réionisation et leurs propriétés observables. On peut alors se demander si cette dispersion a des conséquences sur les modèles de réionisation : pour une formulation globale de l'histoire de la réionisation, peut-on se contenter d'utiliser un modèle simple, comme f_{esc} constante et $\dot{N}_{ion} \propto M_{UV}$, en supposant que les variations autour de cette loi se compensent ? Hartley et Ricotti (2016) ont fait un premier pas dans cette direction en explorant à l'aide d'un modèle semi-analytique simple l'impact de l'intermittence de la formation stellaire sur l'établissement d'un fond UV ionisant. Ils montrent qu'en prenant en compte le rythme des épisodes de formation stellaire, leur modèle peut reproduire les contraintes principales sur l'histoire de la réionisation soit en abaissant la valeur moyenne de f_{esc} d'un facteur 2 à 10 selon la taille de la plus petite galaxie considérée. Si leur modèle présente ses propres limites (il ne prend pas en compte la distribution spatiale des sources, par exemple), il permet de souligner l'importance de l'intermittence de la formation stellaire dans les petites galaxies.

5.3 RÉSUMÉ DE CE CHAPITRE

Le chapitre précédent a montré que les petites galaxies forment des étoiles très sporadiquement à cause d'un feedback des supernovae très efficace. Dans ce chapitre, j'ai exploré les conséquences de ce comportement stochastique sur les propriétés observables des galaxies à grand redshift. En utilisant des modèles de populations stellaires standards dans la littérature et les propriétés du gaz dans la simulation, j'ai déterminé la luminosité UV et Lyα intrinsèque des galaxies simulées pendant ma thèse ; j'ai ensuite pu les comparer aux propriétés physiques des galaxies. Les résultats principaux sont les suivants :

— Des galaxies telles que celles qui ont fait l'objet de cette étude seront potentiellement observables dans les relevés profonds du JWST.

— Le processus d'excitation collisionnelle contribue de façon non négligeable à l'émission Lyα des petites galaxies.

— Les quantités observables corrèlent très mal avec la fraction d'échappement, et nettement mieux avec la production intrinsèque de photons ionisants.

Ces résultats demandent évidemment confirmation sur un plus grand échantillon de galaxies, mais indiquent qu'il sera difficile de

concevoir une campagne d'observation destinée à observer spécifiquement des émetteurs de photons ionisants, au moins à faible masse. En outre, deux pistes principales sont envisagées pour continuer ce travail : d'une part, il apparaît crucial de post-traiter les simulations avec MCLya en incluant la poussière, qui pourrait sensiblement affecter le transfert radiatif de la raie Lyα. D'autre part, il peut sembler utile de compléter cette étude à l'aide de Cloudy pour prédire l'intensité des raies d'émission métalliques comme O II, [O III], C III], C IV ou N II, nécessaires à la détermination observationnelle de paramètres comme la métallicité ou le paramètre d'ionisation.

6

ÉMISSION LYMAN-α ÉTENDUE À $z = 3$

6.1 Motivation **165**
6.2 Lyman-α blobs : polarization arising from cold accretion **167**
6.2.1 Introduction 168
6.2.2 Méthode 169
6.2.3 Résultats 171
6.2.4 Discussions et conclusions 176
6.3 Robustesse des résultats **182**
6.3.1 Résolution des cartes de polarisation 182
6.3.2 Limite de bruit 183

Nous avons jusqu'ici principalement porté notre étude sur le rayonnement émis par les (petites) galaxies au cours de la réionisation, à $z \gtrsim 6$. Nous nous proposons dans ce chapitre de placer l'éclairage sur une seconde application des méthodes de transfert radiatif présentées dans cette thèse, à travers l'exemple des sources Lyman-α étendues observées à $z \gtrsim 2$ autour de groupes de galaxies massives en formation, regroupés sous la dénomination de *blobs Lyman-α* ou LAB. Ce travail a fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics* (Trebitsch et al., 2016), inséré à la section 6.2 de ce chapitre.

6.1 MOTIVATION

Au cours des années 1990, l'installation de télescopes de 8 à 10 m a permis le développement de relevés profonds à la recherche de Lyman-α en émission. Ces relevés, en plus de produire de nombreux catalogues de LAE, ont mené à la découverte de sources Lyα étendues autour de quasars ou dans des régions riches en galaxies à partir de la fin des années 1990 (Dey et al., 2005 ; Francis et al., 2001 ; Francis et al., 1996 ; Fynbo et al., 1999 ; Matsuda et al., 2004 ; Palunas et al., 2004 ; Steidel et al., 2000, ...). En raison de leur morphologie assez mal définie et parfois filamentaire, ces sources ont très vite été regroupées sous l'appellation de *blobs Lyα* (LAB). Ces sources ont une structure remarquablement similaires aux nébuleuses Lyman-α précédemment observées autour de radio-galaxies (par exemple Cham-

BERS et al., 1990 ; HECKMAN et al., 1991 ; REULAND et al., 2003 ; VAN OJIK et al., 1997). Les observations récentes de WISOTZKI et al. (2016) suggèrent même que toutes les galaxies à grand redshift baignent dans des nuages de gaz émettant en Lyα. En démontrant la présence de grandes quantités de gaz autour des galaxies à grand redshift, ces observations ont ouvert la voie à l'étude du milieu circum-galactique en émission.

Deux questions principales se posent alors. Premièrement, quelle est l'origine du gaz tracé par l'émission Lyα ? S'agit-il de la partie la plus dense et la plus lumineuse des filaments intergalactiques prédits par les modèles théoriques (voir par exemple KEREŠ et al., 2005 ; OCVIRK et al., 2008), ou de vents galactiques liés aux supernovae ou à des AGN ? Malgré de nombreuses tentatives, les observations spectroscopiques n'ont jusqu'à présent pas pu contraindre de manière définitive la cinématique du gaz dans les blobs (PRESCOTT et al., 2015 ; WEIJMANS et al., 2010 ; YANG et al., 2011 ; YANG et al., 2014), et les observations de FRANCIS et al. (2013) suggèrent que la distribution complexe du gaz s'explique combinaison d'accrétion et de vents.

Vient ensuite la question de la source d'énergie responsable de l'émission Lyα. Là aussi, il n'y a pas encore de consensus sur le mécanisme dominant. Les différents processus présentés dans la section 3.3 ont tous été proposés, et explorés à la fois à travers leurs prédictions testables observationnellement et avec des modélisations numériques.

J'ai au cours de cette thèse exploré le modèle où le refroidissement radiatif dans les filaments de gaz en effondrement sur les galaxies (voir la section 3.3.2.4, et par exemple DIJKSTRA et al., 2006 ; FARDAL et al., 2001 ; FURLANETTO et al., 2005). Ce travail s'est appuyé sur les simulations RHD de ROSDAHL et BLAIZOT (2012), qui modélisent la formation de trois LAB à $z = 3$ dans des halos de masses $3 \times 10^{11}\,M_\odot$, $3 \times 10^{12}\,M_\odot$ et $10^{13}\,M_\odot$. La figure 6.1 illustre le halo intermédiaire, appelé H2, et sur lequel se focalisera notre étude. Sur la première ligne, la densité et la température du gaz ont été représentées : on voit bien la présence de filaments plus froids que le milieu ambiant qui survivent jusqu'à l'intérieur du halo. En bas à gauche, on présente l'émissivité du gaz, calculée comme $\varepsilon = \varepsilon_{\rm rec} + \varepsilon_{\rm coll}$ (cf. section 3.3.1). En bas à droite, la figure illustre une pseudo-observation du blob avec un *seeing* de $1''$.

Nous avons néanmoins vu au chapitre 3 que la raie Lyα est une raie résonnante. Pour prédire les propriétés observables Lyα à partir d'une simulation de blob, il est nécessaire de post-traiter la simulation (radio-)hydrodynamique avec un code comme MCLYA. Le traitement du transfert radiatif Lyα peut ainsi permettre de produire des images et des spectres de LAB pour aider à l'interprétation parfois complexe des données. Récemment, DIJKSTRA et LOEB (2008) ont proposé que la *polarisation* du signal Lyα peut être utilisée pour placer

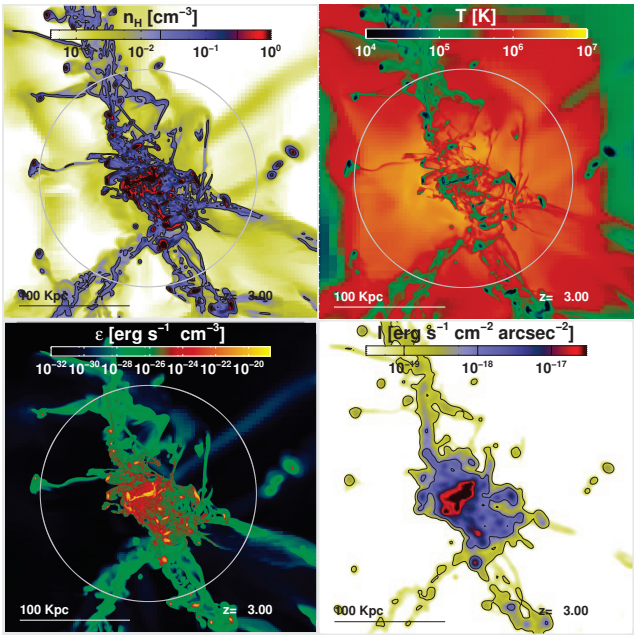


FIGURE 6.1 – Illustrations du blob H2 de ROSDAHL et BLAIZOT (2012). De gauche à droite et de bas en haut : densité d'hydrogène, température, émissivité Lyα et flux observé.

des contraintes additionnelles sur l'origine du gaz et de l'émission Lyα autour des galaxies à grand redshift.

HAYES et al. (2011) et PRESCOTT et al. (2011) ont réalisé les premières observations polarimétriques d'un LAB, suggérant que l'émission Lyα était majoritairement due à une source centrale. Après avoir adapté MCLYA pour inclure le traitement de l'émission diffuse du blob et de la polarisation des photons Lyα, j'ai utilisé ces outils pour déterminer le signal de polarisation produit par le blob H2 de ROSDAHL et BLAIZOT (2012). Les résultats ont fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics*, incluse dans la section suivante.

6.2 LYMAN-α BLOBS : POLARIZATION ARISING FROM COLD ACCRETION

Astronomy & Astrophysics manuscript no. blobpolarization
March 22, 2016
©ESO 2016

Lyman-α blobs: polarization arising from cold accretion

Maxime Trebitsch[1,⋆], Anne Verhamme[2,1], Jérémy Blaizot[1], and Joakim Rosdahl[3]

[1] Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France
[2] Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, CH-1290 Sauverny, Switzerland
[3] Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, the Netherlands

Received ?? / Accepted ??

ABSTRACT

Lyman-α nebulae are usually found in massive environments at high redshift ($z \gtrsim 2$). The origin of their Lyman-α (Lyα) emission remains debated. Recent polarimetric observations showed that at least some Lyα sources are polarized. This is often interpreted as a proof that the photons are centrally produced, and opposed to the scenario in which the Lyα emission is the cooling radiation emitted by gas heated during the accretion onto the halo. We suggest that this scenario is not incompatible with the polarimetric observations. In order to test this idea, we post-process a radiative hydrodynamics simulation of a blob with the MCLya Monte Carlo transfer code. We compute radial profiles for the surface brightness and the degree of polarization and compare them to existing observations. We find that both are consistent with a significant contribution of the extragalactic gas to the Lyα emission. Most of the photons are centrally emitted and scattered inside the filament afterwards, producing the observed high level of polarization. We argue that the contribution of the extragalactic gas to the Lyα emission does not prevent polarization to arise. On the contrary, we find that pure galactic emission causes the polarization profile to be too steep to be consistent with observations.

Key words. Scattering – Polarization – Diffuse radiation – Intergalactic medium – Galaxies: high-redshift – Methods: numerical

1. Introduction

Spatially extended high redshift ($z \gtrsim 2$) Lyman-α nebulae (HzLAN) were discovered more than twenty years ago by Chambers et al. (1990), and then regularly observed around powerful radio sources (Heckman et al. 1991; van Ojik et al. 1997; Villar-Martín et al. 2002; Reuland et al. 2003; Villar-Martín et al. 2007). In the early 2000s, Steidel et al. (2000, but see also Francis et al. 1996; Fynbo et al. 1999; Keel et al. 1999) found similar objects at $z \simeq 3$ which were not associated to radio galaxies. Their physical properties are very similar to the HzLANs previously found, with sizes up to a few hundred kilo-parsecs, and Lyα luminosities up to 10^{44} erg.s^{-1}. A few hundred of these HzLANs (called "Lyman-α Blobs" or LABs) have been found at $z = 2-6.5$ by recent surveys (Palunas et al. 2004; Matsuda et al. 2004, 2006; Dey et al. 2005; Saito et al. 2006; Ouchi et al. 2009; Yang et al. 2009, 2010; Prescott et al. 2013). They are usually associated with quasars (Bunker et al. 2003; Basu-Zych & Scharf 2004; Weidinger et al. 2004; Christensen et al. 2006; Scarlata et al. 2009; Smith et al. 2009; Overzier et al. 2013), Lyman-Break Galaxies (Matsuda et al. 2004), infrared or sub-millimetre sources (Chapman et al. 2001; Dey et al. 2005; Geach et al. 2005, 2007, 2014; Matsuda et al. 2007). For some of these LABs, no galactic counterpart has been found (Nilsson et al. 2006, see also the "Blob 6" of Erb et al. 2011). All these associations support the consensus that HzLANs live in massive haloes which are in the densest regions of the Universe (Steidel et al. 2000; Matsuda et al. 2004, 2006; Prescott et al. 2008; Saito et al. 2015).

These observations raise two fundamental questions : where do the vast quantities of emitting gas come from, and what sources of energy power the observed Lyα emission ? It has become clear during the last decade that a significant fraction of the gas in massive haloes at high redshifts is cold (see e.g. Birnboim & Dekel 2003; Kereš et al. 2005; Dekel & Birnboim 2006; Ocvirk et al. 2008; Brooks et al. 2009; Kereš et al. 2009; van de Voort et al. 2011; van de Voort & Schaye 2012). Simulations suggest that this cold gas reservoir is a complex mixture, dominated in mass by primordial accretion streams and tidal streams from galaxy interactions, and it is probably this gas that we see shine in HzLANs. The second question remains largely open, however, and it is unclear which energy source triggers (or sustains) Lyα emission in this gas. There are basically three scenarios. The Lyα radiation may be due to rapid cooling following shock-heating of this gas by large galactic outflows (e.g. Taniguchi & Shioya 2000; Ohyama et al. 2003; Mori et al. 2004; Geach et al. 2005). Alternately, the Lyα radiation may be emitted by recombinations that follow photo-ionization from the intergalactic ultraviolet background (Gould & Weinberg 1996) or from local sources (Haiman & Rees 2001; Cantalupo et al. 2005, 2014; Kollmeier et al. 2010). Finally, the Lyα radiation may trace the dissipation of gravitational energy through collisional excitations as gas falls towards galaxies (Haiman et al. 2000; Fardal et al. 2001; Furlanetto et al. 2005; Dijkstra et al. 2006; Dijkstra & Loeb 2009; Faucher-Giguère et al. 2010; Goerdt et al. 2010; Rosdahl & Blaizot 2012). We emphasize that the cold stream scenario has been suggested in response to the large variety of sources LABs are associated with. Indeed, it gives a unified mechanism to explain the Lyα radiation for this variety of sources, without relying on the presence of e.g. an active galactic nucleus (AGN) associated with the blob (see Dijkstra & Loeb 2009). This latter scenario, often dubbed the "cold stream scenario" is the focus of the present paper.

⋆ e-mail: maxime.trebitsch@ens-lyon.org

Because simulations that describe any of these three likely contributions to the luminosity of HzLANs are so uncertain, one would like to find observables that would help separate them observationally. It has been shown that scattering may lead to a polarized Lyα emission around high-redshift galaxies and collapsing haloes (Lee & Ahn 1998; Rybicki & Loeb 1999; Dijkstra & Loeb 2008), and the degree of polarization of HzLANs may indeed help us disentangle the emission processes. In particular, it was argued by Dijkstra & Loeb (2009) that emission from cold accretion streams would not produce a polarized signal structured at the scale of the blob, because of the small volume filling of such streams. The first positive observation by Hayes et al. (2011, hereafter H11) of linear polarization forming a large-scale ring pattern around the Lyα peak of LAB1 (Steidel et al. 2000) was interpreted indeed as a strong blow against the cold stream scenario. Humphrey et al. (2013) further found the same level of polarization around the radio galaxy TXS 0211-122. Earlier observations from Prescott et al. (2011) showed no evidence for polarization around the HzLAN "LABd05", but H11 argued that this is due to a too low signal-to-noise ratio.

In the present paper, we revisit the question of the polarization of HzLANs from a theoretical perspective. We wish to test whether the results of e.g. Dijkstra & Loeb (2008, hereafter DL08), based on idealised geometrical configurations, hold when the full complexity of the cosmological context is taken into account. This will allow us to provide an alternative key to interpret polarization constraints, taking into account this complexity. We do this by extending the work of Rosdahl & Blaizot (2012, hereafter RB12) to assess whether their state-of-the-art simulation of a typical LAB (their halo H2, of mass $\sim 10^{12}\,\mathrm{M}_\odot$ at $z = 3$) is compatible with the observations of H11. We show that it is indeed, and hence use it to discuss the composite origin of the polarization feature H11 observe.

In Sec. 2, we present the details of the simulation of RB12 that we use, and we describe our new version of the Monte Carlo radiative transfer code MCLya (Verhamme et al. 2006) which now tracks polarization of Lyα photons. We then discuss in detail how we sample the emission from gas and stars in the simulation, and how we build polarization maps from the results of MCLya. In Sec. 3, we present our results and compare them to observations of H11. We then discuss the origin of the polarization signal in our simulated nebula. Finally, we conclude in Sec. 4.

2. Methodology

2.1. Description of the RHD simulation

This work is based on the H2 simulation taken from RB12, which is our best model for a typical giant LAB at redshift 3. This simulation describes a halo of $\sim 10^{12} M_\odot$ at $z \sim 3$, which is a group of galaxies penetrated by cold accretion streams. We refer the reader to RB12 for a full description of the numerical details and a discussion of the physical processes at play in that halo.

In short, this simulation was performed with Ramses-RT (Rosdahl et al. 2013), a modified version of the adaptive mesh refinement (AMR) code Ramses (Teyssier 2002), which couples radiative transfer of ultraviolet photons to the hydrodynamics. This radiation hydrodynamics (RHD) method allows to precisely follow the ionisation and thermal state of the intergalactic and circumgalactic media (IGM, CGM), accounting for self-shielding of the gas against the UV background, and thus to accurately compute the Lyα emissivity of the gas (see discussions in Faucher-Giguère et al. 2010; Rosdahl & Blaizot 2012). We used a zoom technique to achieve a maximal resolution of 434 pc at $z = 3$, with a dark matter mass resolution of $1.1 \times 10^7\,\mathrm{M}_\odot$. Note that the refinement criteria we chose are such that the highest resolution is not only reached in the high-density ISM, but also along the cold streams.

For the analysis below, we define the star-forming interstellar medium (ISM) as the gas denser than $n_\mathrm{H} \geq 0.76\,\mathrm{cm}^{-3}$, the circum-galactic medium (CGM) as the gas at density $0.23\,\mathrm{cm}^{-3} \leq n_\mathrm{H} < 0.76\,\mathrm{cm}^{-3}$, and the accretion streams as $0.015\,\mathrm{cm}^{-3} \leq n_\mathrm{H} < 0.23\,\mathrm{cm}^{-3}$. We refer to the gas with lower density as diffuse gas. Note that these selections, although they rely on density only (and not temperature), do nicely pick out cold streams. This is likely in part due to the relative simplicity of the CGM in our simulation which do not include feedback from supernovae.

2.2. Polarized Lyα radiative transfer: MCLya

The simulated halo H2 described in Sec. 2.1 is post-processed using an improved version of the Monte Carlo Lyα transfer code, MCLya (Verhamme et al. 2006). Most of the improvements are discussed in Verhamme et al. (2012): MCLya now makes use of the AMR structure of Ramses and includes more detailed physics for the Lyα line. The new version of the code we use here introduces the ability to propagate photons emitted by the gas (see Sec. 2.3), and most importantly to track the polarization state of Monte Carlo photons.

As pointed out by DL08, the precise atomic level involved in the scattering of a Lyα photon is strongly correlated with the scattering phase function: the $1S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ (K transition) scattering sequence is described by an isotropic phase function, losing therefore any polarization information. On the contrary, the $1S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ (H transition) sequence keeps a memory of the pre-scattering state of the photon. Hamilton (1947) showed that, when they happen close enough to line centre (i.e. in the core), H transitions are well described by a superposition of an isotropic phase function and a Rayleigh phase function, with equal weights. Stenflo (1980) later showed that for a scattering event outside of the Lyα line centre (i.e. in the wings), the two transitions H and K interfere, and the event can instead be described by a single Rayleigh phase function.A convenient way to express the frequency is through its Doppler shift with respect to the Lyα line centre, $x = (\nu - \nu_{\mathrm{Ly}\alpha})/\Delta\nu_D$, where $\Delta\nu_D = (v_{th} + v_{turb})\nu_{\mathrm{Ly}\alpha}/c$. In this formula, $\nu_{\mathrm{Ly}\alpha} = 2.466\,\mathrm{Hz}$ ($\lambda_{\mathrm{Ly}\alpha} = 1215.668\,\text{Å}$) is the Ly$\alpha$ line frequency, v_{th} is the thermal velocity of hydrogen atoms, v_{turb} is a turbulent velocity, describing the small scale turbulence of the gas, and c is the speed of light. Dijkstra & Loeb (2008, appendix A2) show that in a Monte Carlo simulation, if we compute the photon frequency in the frame of the atom involved in the scattering event, we can take $x_{crit} \simeq 0.2$ to separate these two regimes of the H transition (core and wings). We follow their recommendation in the present paper, as we discuss later in this section.

There are mainly two approaches to describe the polarization state of light in a Monte Carlo framework. One possibility would be to consider groups of photons and compute the Stokes vector after each interaction as the result of a multiplication with a scattering matrix (Code & Whitney 1995; Whitney 2011). The other possibility is to use the technique described by Rybicki & Loeb (1999), which is the one we implemented in this paper. In this formalism, each Monte Carlo photon has a 100% linear polarization given by a unit vector **e** orthogonal to the propaga-

tion direction $\mathbf{n}$ of the photon: $\mathbf{e} \cdot \mathbf{n} = 0$. The observed Stokes parameters will arise from the sum of multiple, independent MC photons. Their initial scheme is only valid for a Rayleigh scattering event, but can be easily modified to take resonant scattering into account, since resonant scattering is described by a superposition of Rayleigh and isotropic scattering.

For scattering events in the line core, the probability of a K transition is 1/3, and 2/3 for an H transition. The H transition is described by 50% of Rayleigh scattering and 50% of isotropic scattering, and a K transition always corresponds to an isotropic scattering. This implies that for core photons (having $|x| < 0.2$ in the atom's frame) 2/3 of the scattering events are actually isotropic (i.e. lose polarization), while 1/3 are Rayleigh scatterings. For wing photons ($|x| > 0.2$), all scatterings are Rayleigh scatterings.

For an isotropic scattering event, the direction of propagation after scattering $\mathbf{n}'$ and the new direction of polarization $\mathbf{e}'$ are both randomly generated: $\mathbf{n}'$ is uniformly drawn on a sphere, and $\mathbf{e}'$ is uniformly drawn on a unit circle in a plane orthogonal to $\mathbf{n}'$.

For a Rayleigh scattering event, it can be shown (see for instance Dijkstra & Loeb 2008, Appendix A3; also Rybicki & Loeb 1999) that the phase function can be simulated using a rejection technique: a random direction $\mathbf{n}'$ and a random number $R \in [0, 1[$ are drawn, and the new direction is accepted if $R < 1 - (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}')^2$. Otherwise, a new direction and a new number are drawn again. The new polarization vector $\mathbf{e}'$ is given by the projection of the previous polarization vector $\mathbf{e}$ on the plane normal to $\mathbf{n}'$:

$$\mathbf{e}' = \frac{\mathbf{e} - (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}')\,\mathbf{n}'}{\|\mathbf{e} - (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}')\,\mathbf{n}'\|}. \tag{1}$$

2.3. Lyα sources

One of the motivation of this work is to understand if polarimetric observation can be a tool to elucidate the origin of the Lyα emission of blobs (extended or centrally concentrated). We decompose the total Lyα emission in two components: the *extragalactic* part is emitted by gas at densities $n_{\rm H} \leq 0.76\,{\rm cm}^{-3}$, and is thus composed of CGM, cold streams and more diffuse gas, and the *galactic* part corresponds to the photons emitted by galaxies, i.e. form material at densities $n_{\rm H} \geq 0.76\,{\rm cm}^{-3}$.

In our transfer code, a Monte Carlo photon is defined by a few quantities: position, propagation and polarization directions, luminosity and frequency. The initial propagation direction of a photon is randomly drawn on a sphere. This defines the initial polarization plane, in which lies the polarization direction (which is randomly drawn on a circle). The initial positions, luminosity and frequency of a photon are source-dependent. For the extragalactic emission, the photons will be emitted directly from the simulation cells, and the luminosity and frequency will be computed from the gas properties (see Sec. 2.3.3). For the galactic emission, we use the star particles from the simulation as a proxy for the Lyα sources. Their luminosities and frequencies are computed as explained in Sec. 2.3.2.

2.3.1. Lyman-α emission processes

Lyα emission is generated by two channels: collisional excitation of an hydrogen atom, and recombination of a free electron on a H II ion.

The collisional mechanism is the following: a free electron excites an H I atom, which can relax to its ground state. During its radiative cascade, a $2P \rightarrow 1S$ transition may occur, causing the emission of a Lyα photon. We approximate the collisional emissivity with

$$\varepsilon_{\rm coll} = C_{\rm Ly\alpha}(T)\, n_{\rm e}\, n_{\rm H\,I}\, \epsilon_{\rm Ly\alpha}, \tag{2}$$

where $n_{\rm e}$ and $n_{\rm H\,I}$ are the electron and H I number densities, $\epsilon_{\rm Ly\alpha} = 10.2$eV is the Ly$\alpha$ photon energy, and $C_{\rm Ly\alpha}(T)$ is the rate of collisionally induced $1S \rightarrow 2P$ transitions. We use the expression given by Goerdt et al. (2010) for $C_{\rm Ly\alpha}(T)$, fitting the results from Callaway et al. (1987).

The recombination process occurs when a free electron recombines with a proton to give an excited hydrogen atom. This atom may cascade down to the $2P$ level from its excited state, eventually relaxing to the ground state and producing a Lyα photon. The Lyα emissivity of the process is given by

$$\varepsilon_{\rm rec} = 0.68\, \alpha^{\rm B}_{\rm H\,I}(T)\, n_{\rm e}\, n_{\rm H\,II}\, \epsilon_{\rm Ly\alpha}, \tag{3}$$

where the 0.68-factor is the average number of Lyα photon produced per case B recombination for a typical gas temperature of 10^4 K (Osterbrock & Ferland 2006), $n_{\rm H\,II}$ is the proton number density, and $\alpha^{\rm B}_{\rm H\,I}$ is the case B recombination rate taken from Hui & Gnedin (1997).

2.3.2. Sampling the galactic emission

As stated in Sec. 2.1, the simulation in RB12 can only resolve physical processes at the scale of a few hundred parsecs. This resolution is far from allowing us to resolve the interstellar medium structure of galaxies (see Verhamme et al. 2012), and we thus have to use a model for the Lyα luminosities and line profiles of our simulated galaxies. We use young star particles as a proxy for emission from H II regions, and assign each particle younger than 10 Myr a luminosity given by (particle mass/10 Myr) $\times$ 1.1×10^{42} erg.s^{-1} (Kennicutt 1998; Osterbrock & Ferland 2006). Guided by the results of Garel et al. (2012), we assume a 5% Lyα escape fraction, typical of Lyman break galaxies. This implies that the galactic Lyα luminosity in our simulation is about 30% (9×10^{42} erg.s^{-1}) of the total simulated LAB. To model the result of the complex Lyα radiative transfer through the ISM, we use three different spectral shapes: a Gaussian plus continuum, with an equivalent width of 40 Å, and two P-Cygni-like profiles, with the same equivalent width, but peaked at 250 km.s^{-1} and 500 km.s^{-1}. We emulate the P-Cygni profiles with a "Gaussian minus Gaussian" function, plus a continuum. These line profiles describe the photons escaping from the galaxies of the simulation, which are then scattered through the CGM and more diffuse gas. To make this effective, we also render the ISM transparent to Lyα photons.

The distribution of these star particles is presented in Fig. 2a, and the three line profiles are illustrated on Fig. 1.

We found only little impact of the input spectral shape either on the surface brightness (SB) or on the polarization of the LAB. With the P-Cygni-like profiles, the degree of polarization tends to be slightly higher by a few percents, because much of the scattering gas is infalling. Hence, by using the Gaussian profile as our fiducial model for the Lyα spectrum at the boundary of the ISM, we will get a lower limit of the estimated contribution of the galactic emission.

2.3.3. Sampling the extragalactic gas emission

In the blob simulation of RB12, the ionisation state of the gas, its temperature and the density are directly given by Ramses-RT,

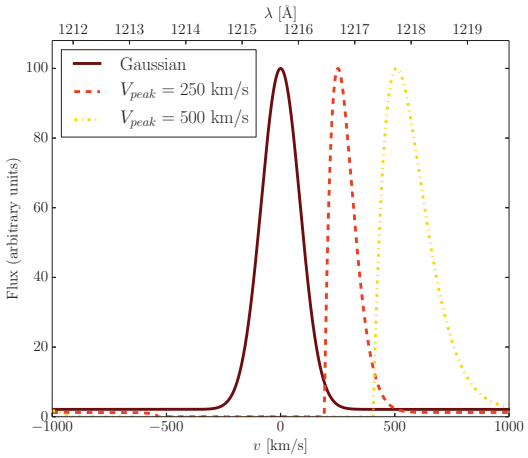


Fig. 1: Two different spectral shapes: a single Gaussian (solid), and a P-Cygni profile (dashed).

Table 1: Luminosity budget, in 10^{42} erg.s^{-1}

$L\,(10^{42}$ erg.s$^{-1})$	Total	Sampled	Fraction
CGM	7.60	7.59	99.9%
Streams	12.6	12.3	97.4%
Diffuse gas	0.885	0.575	65.0%

and the local emissivity of the gas is computed as $\varepsilon = \varepsilon_{\rm coll} + \varepsilon_{\rm rec}$. In this specific simulation, the extragalactic gas contributes to the total Lyα luminosity by $L_{\rm gas} \simeq 2.11 \times 10^{43}$ erg.s^{-1}. 36% of luminosity of the extragalactic gas comes from the CGM, and more than 55% comes from the streams. As the luminosity of the gas varies by more than 12 orders of magnitude among $\sim 4 \times 10^6$ AMR cells, we cannot afford to sample the gas luminosity by sending from each cell a number of photons proportional to the cell luminosity. By sending at least 100 photons per cell, such a proportional sampling would require the prohibitive total of 10^{17} photons. We chose instead to send a fixed number of 150 photons from each of the $\sim$ 256 500 most luminous cells of the simulation. This restricts the range of luminosities to only three orders of magnitude. The average luminosity of the 100 faintest cells in our sample is approximately 2 300 times lower that the average luminosity of the 100 brightest cells. Doing so, each photon will carry $\frac{1}{150}$ of its mother cell luminosity. We evaluate the impact of our (under)sampling strategy of the simulation cells using a bootstrap method (see Appendix B for details).

We fixed the limit of 256 500 cells after ensuring that taking more gas into account would not noticeably affect our results. This (limited) set of cells still accounts for $\sim$ 97% of the total blob luminosity ($L_{\rm gas} = 2.04 \times 10^{43}$ erg.s^{-1}). Table 1 compares the luminosity budget for the whole halo and for the sampled cells. As expected, the 256 500 brightest cells that we cast photons from capture most of the luminosity of the CGM (99.9%) and of the cold streams (97.4%) but leaves out about a third of the luminosity of the very diffuse gas. What we miss from the very diffuse gas is a very small fraction ($\sim$ 1%) of the total luminosity and has no impact on our results.

The last physical parameter to determine before casting a Lyα photon is its exact wavelength. We draw the initial frequency of each Monte Carlo photon from a Gaussian distribution, centred on $\nu_{\rm Ly\alpha}$ in the frame of the emitting cell. We set the width of this Gaussian line to be $\sigma_{\rm Ly\alpha} = \nu_{\rm Ly\alpha}\sqrt{v_{th}^2 + v_{turb}^2}/c$, where v_{th} is the typical velocity of atoms due to thermal motions, and $v_{turb} = 10$ km/s describes sub-grid turbulence.

In Fig. 2b, we illustrate the source distribution for the extragalactic emission.

2.4. Mock observations

In order to observe our simulated LAB, we collect the photons when they pass the virial radius. Photons exiting the halo are selected in a cone of 15° around the projection direction. We discuss the impact of the selection on the results in Appendix C. We then project these photons on a grid of 200 pixels on a side (equivalent to 0.125″). We shall now describe how we build polarization maps from MCLYA output.

We assume that each Monte Carlo photon is equivalent to a (polarized) beam of light, and that two independent photons are incoherent. Then, each pixel of our mock maps receives a mixture of independent, linearly polarized beams. The Stokes parameters are thus given by Chandrasekhar (1960, eq. (164), §15):

$$\begin{aligned} I &= \sum I^{(n)}, \\ Q &= \sum I^{(n)} \cos(2\chi_n), \\ U &= \sum I^{(n)} \sin(2\chi_n), \end{aligned} \tag{4}$$

where $I^{(n)}$ defines the intensity of each beam, and χ_n is the polarization angle of each beam (with respect to a set of axes). Here, we have no V Stokes parameter since we assumed a purely linear polarization for each Monte Carlo photon.

With Eq. 4, we build the I, Q, and U maps in a set of chosen directions from the output of MCLYA, and we smooth them with a Gaussian of full width at half-maximum 1″ to mimic a typical point spread function (PSF) in observations.

We extract the degree of polarization $\mathcal{P}$ and the angle of polarization χ in each pixel with

$$\mathcal{P} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \tag{5}$$

and

$$\chi = \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{U}{Q}\right). \tag{6}$$

Note that we compute the degree and angle of polarization in pixels with more than 5 MC photons after smoothing. This tends to overestimate the degree of polarization at high radius, but has no impact in the inner 40 kpc.

3. Results

On Fig. 2d, we show a mock image of our simulated blob. The inner iso-contours mark surface brightnesses of 1.4×10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}, which are typical of present observational limits. The outer contours at 10^{-19} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2} show what we might see in deep VLT/MUSE observations. The bars show the polarization direction and amplitude (with a scaling indicated in the bottom-left corner of the plot) in different points chosen for illustration purposes[1].

[1] We only show the polarization signal in pixels having more than 10 Monte Carlo photons.

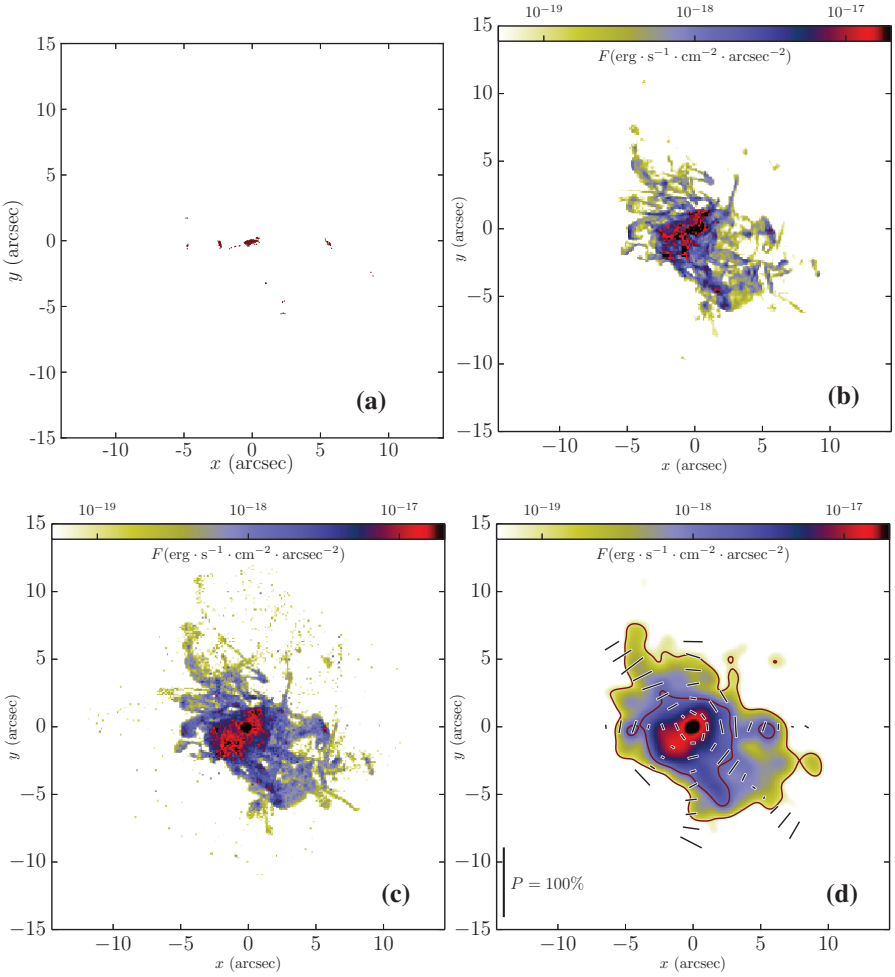


Fig. 2: (a) Positions of the young, massive stars from which we cast Lyα photons that make the galactic contribution. (b) SB map of the extragalactic emission region. (c) SB map of the blob after transfer, with both galactic and extragalactic contribution to Lyα emission. (d) Mock observation of the halo with a seeing of 1″. The dashes show polarization, and the contours mark 1.4×10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2} and 10^{-19} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}.

We now analyse our results and compare them to observations. Our workflow is the following. First, we produce mock observations along multiples lines of sight (LOS). Then, we compute SB profiles and polarization profiles for each LOS. Finally, we average the profiles over all LOS.

3.1. Surface brightness profiles

RB12 argued that adding Lyα scattering effects to their simulation would not change much the observed area of the blob. They also neglected the (galactic) contribution of star formation to the total Lyα luminosity. With our simulation, we can compare the effect of scattering to that of a typical PSF on the observed SB profile for the extragalactic contribution to the luminosity of the LAB. On Fig. 3, we show the SB profile before and after transfer (in blue and in red, respectively), and before and after the convolution with a PSF (dashed line and solid line, respectively). We find that Lyα scattering leads to a redistribution of light out to larger radii than a Gaussian PSF of 1 arcsec. This strongly impacts the inner ($r < 5$kpc) and outter ($r > 25$kpc) profile, as shown by the difference between the blue and red dashed curves. Coincidentally, however, at the level of 1.4×10^{-18} erg s^{-1} cm^{-2} arcsec^{-2}, the effect of scattering is comparable to that of the PSF. At this surface brightness, we find that neglecting radiative transfer leads to an underestimate of the LAB's radius of only $\Delta R/R \simeq 8\%$, that is, a relative error on the blob area of $\Delta A/A \simeq 16\%$.

The observed surface brightness profiles provide a strong constraint on the properties of the HzLANs. On Fig. 4, we show a comparison between the total surface brightness profile of our simulated blob (taking both galactic and extragalactic Lyα emission into account, as discussed in Sec. 2.3) and a set of observational contraints. The thin, orange lines show the profiles of our simulated blob along each of the 100 lines of sight, and the thick, red, solid (resp. dashed) line shows median profile (first and third quartiles). We also plotted the galactic (lower dotted line) and extragalactic contributions (upper dotted line) to the luminosity. The galactic component dominates at the centre (< 1″)

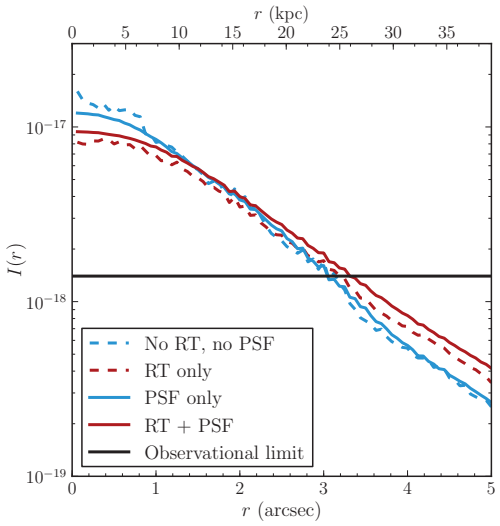


Fig. 3: Effect of scattering compared to that of a PSF on the observed SB profile for the extragalactic contribution to the luminosity. The SB profiles before (after) transfer are shown in blue (red), the profiles with (without) PSF are represented as a solid (dashed) line. Note that only the emission from extra-galactic gas is taken into account here.

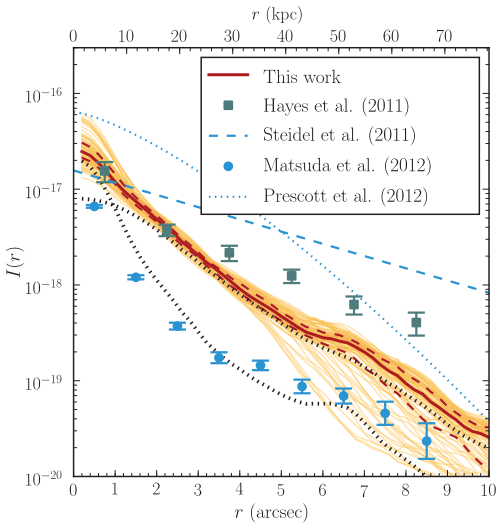


Fig. 4: Comparison of SB profiles. The red, solid line is the SB profile expected from the sum of both gas and galactic contributions; the red, dashed lines show the first and third quartiles. The thin, orange lines represents the profile for each LOS. The upper (lower) black, dotted line shows the the extra-galactic (galactic) contributions. Two observational data taken from the literature (see text box) are shown in blue, data points are H11 observations (teal) and Matsuda et al. (2012) stacked profile (blue).

and is soon overtaken by extragalactic emission which represents about 90% of the signal at all radii > 2 arcsec. The blue dashed line the average profile of 11 LABs observed at $z = 2-3$ (Steidel et al. 2011), and the blue, dotted line is the fit given by Prescott et al. (2012) for LABd05, rescaled to $z = 3$ (however, LABd05 is 5 times brighter than our blob). We compare the results to the average surface brightness profile of a sample of 130 Lyα emitters (LAE) in regions with a large LAE overdensity (blue circles) taken from Matsuda et al. (2012). The teal squares show H11 observation of LAB1 (Steidel et al. 2000), rescaled so that its total luminosity is similar to H2.

From Fig. 4, it seems that our profile agrees with Prescott et al. (2012), and especially if we focus on the extragalactic contribution (upper black, dotted curve). We point out that this was already true for the profile with no scattering found by RB12 (see their Fig. 13). The LAE used in the sample of Matsuda et al. (2012) are significantly smaller and fainter than our LAB, but they are remarkably similar to the galactic Lyα emission of our simulation. Our result seems to be inconsistent with the profile from Steidel et al. (2011). However, a good agreement was not expected: indeed, RB12 argue that only their most massive halo H3 fit the results from Steidel et al. (2011). Maybe more importantly since it is the only positive polarimetric observation, our results are in correct agreement with H11 data, though slightly steeper at large radii.

3.2. Polarization

For each plot in this section (Figs. 5, 6), the 100 LOS are depicted as thin, orange lines. The red, solid line represents the median profile. The interval between the two dashed, red lines contains 50% of the LOS. With the bootstrap method described in App. B, we estimate the error due to our cell sampling strategy and show it as a red area around the median profile.

3.2.1. Polarization profile

In order to compare our simulation to H11 polarimetric observations, we need to characterise both the direction and the degree of polarization. To describe the latter, we compute radial profiles for the different components of the Lyα emission. Figure 5 displays the polarization profiles obtained for each component of the signal: emission from extragalactic gas (panel 5a), Lyα photons produced in the star-forming ISM (panel 5b), and the combination of the two (panel 5c). We compare these results with H11 observations, displayed as filled squares with errorbars.

The main result of our study is that the polarization profile produced only by the extragalactic gas rise up to 15%, similar to what is observed by H11. This is unexpected: in this non-idealised setup, the extended emission does not wash out the polarization. This is mainly because the gas distribution is not homogeneous. Even if we refer to the extragalactic emission as an extended source, it is still much more concentrated in the inner region of the blob, as can be seen in the SB profiles of Fig. 4. Dijkstra & Loeb (2009) suggested that the low volume filling factor of the cold streams would prevent the polarization to arise: there is indeed only little chance that a photon that has escaped from a filament will encounter another one before being observed. However, we found that the photons responsible for the polarization signal mostly travel radially outwards inside the gas, and then escape their filament at the last scattering (see Sec. 3.2.3).

Furthermore, if we look at the galactic component only, it is clearly inconsistent with H11 observations: the polarization profile is too steep in the central region, meaning that it is compulsory to take the extended emission into account. We checked that this is not an artifact resulting of the choice of the pixelization. While the profiles presented in Fig. 5 corresponds to maps with a pixelization ($\gtrsim 0.12''$) much finer than the spatial reso-

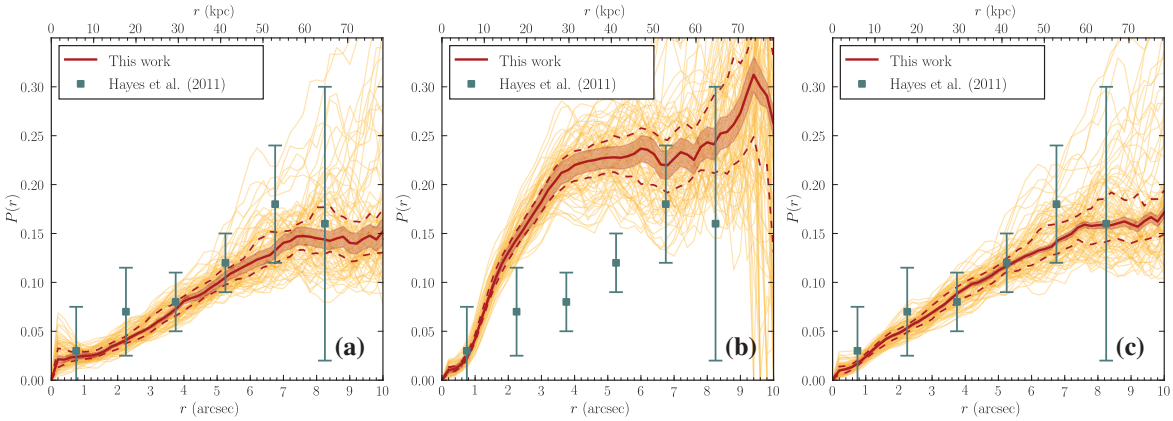


Fig. 5: Polarization radial profiles for (a) extragalactic emission, (b) galactic emission, and (c) the overall Lyα emission. The thin, orange lines show the profile corresponding to each LOS; the solid, red line is the median profile; the dispersion along different LOS is represented by the two dashed, red lines (first and third quartiles). The red area show the 3σ confidence limits inferred from our bootstrap experiment (see Appendix B). The data points are taken from H11.

lution of the observations, we verified that our results hold for a coarser spatial resolution ($\sim 1.25''$). In the experiment with larger pixels, we noted a decrease of the degree of polarization at large distance ($\gtrsim 5''$), but not strong enough to alter our results.

3.2.2. Polarization angle

The second observed attribute we can produce is the polarization angle. Qualitatively, the direction of polarization in a given pixel of the map seems to be aligned in circles around the centre of the blob, as shown on Fig. 2d. A more quantitative study can confirm this: for each pixel on the map, we compute the difference between the polarization angle and the tangential angle. We then rebin the resulting distribution to match H11 bins, and the result is shown on Fig. 6. The polarization angle is not random at all, but rather aligned with the tangential angle.

This is qualitatively compatible with the results of H11: they also find a clustering of the values around zero. A more quantitative comparison shows that our distribution is much more peaked around zero. However, in our numerical experiment, we have no measurement error on the polarization angle in each pixel, which is not true in the case of observations. We assumed a gaussian error of width 20° on the angle measurement, and recomputed the angle distribution. The result, shown as the black curve on Fig. 6, is in much better agreement with the observations.

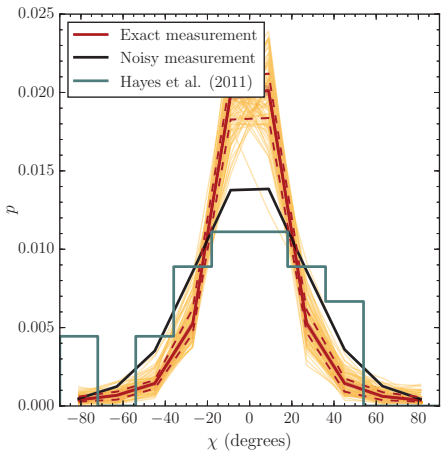


Fig. 6: Distribution of the angle between polarization and tangential direction. The thin, orange lines show the profile corresonding to each LOS; the solid, red line is the median profile; and the two dashed, red lines denotes the first and third quartiles. The red area show the 3σ confidence limits inferred from our bootstrap experiment (see Appendix B), and the teal line is the distribution taken from H11. In black, we show the profile we obtain by assuming some noise in the angle measurement.

3.2.3. Origin of the polarization

Polarization is a geometrical effect, which arises naturally in a configuration with centrally concentrated emission which is scattered outwards. From our numerical experiment, we find that extended extragalactic Lyα emission generates a polarized nebula with a relatively strong polarization signal (15% close to the virial radius). This polarization emerges for the same reason: photons statistically scatter outwards before being observed.

On Fig. 7, we show the 2D histogram (weighted by luminosity) of the projected emission radius $r_{\rm em}$ (where the MC photons are cast) as a function of the projected observed radius $r_{\rm obs}$ (where the MC photons last scatter before being observed). These projected radii are projections onto the plane perpendicular to the direction of propagation of each MC photon. The left (resp. right) panel shows the distribution of projected $r_{\rm em}$ versus projected $r_{\rm obs}$ for the galactic (resp. extragalactic) emission. The prominent feature in both cases is the diagonal line, showing that a significant part of observed photons escape close to their emission site even in the case of galactic emission. The asymmetry between the upper and lower half planes illustrates that more photons escaping at a given $r_{\rm obs}$ where emitted at a smaller radius. There is a strong (expected) asymmetry for the galactic emission, and a lighter but noticeable asymmetry in the

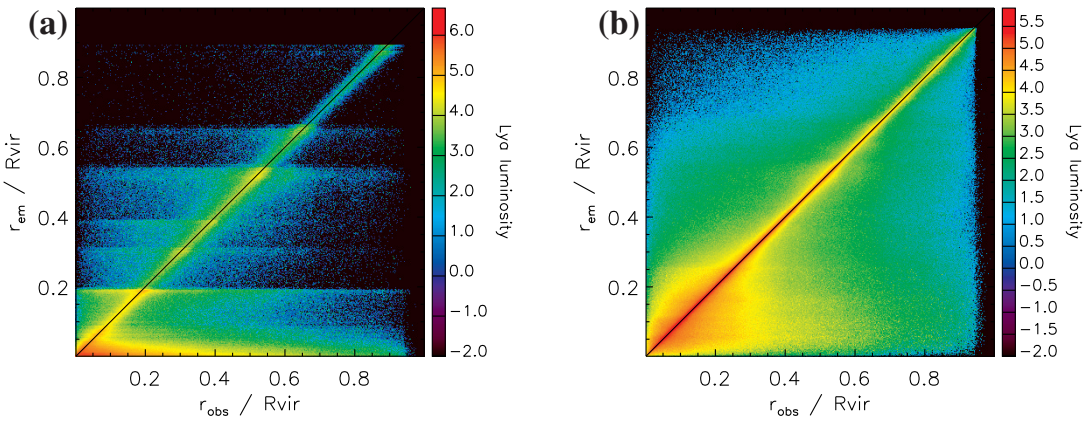


Fig. 7: Distribution of the radii of emission, $r_{\rm em}$, for each observation radius, $r_{\rm obs}$, weighted by the (normalised) luminosity of the photons. These radii are not distances to the halo centre, but projected on the observation plane perpendicular to the line of sight for each simulated photon. (a) the galactic component, (b) the extragalactic component.

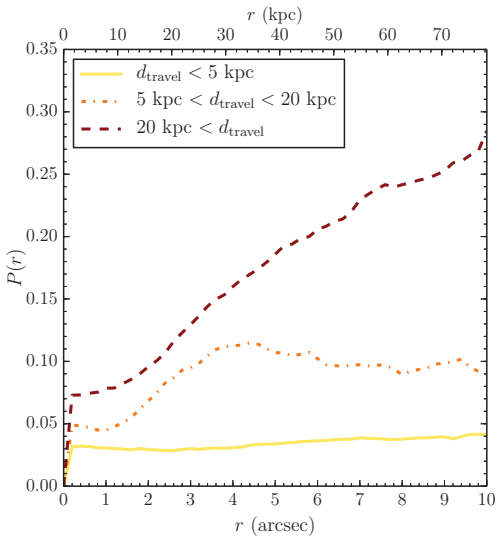


Fig. 8: Polarization profile obtained by selecting photons according to the distance between the emission and the last scattering.

extragalactic case. This explains the steeper polarization profile for the galactic sources than for the extragalactic sources (see Fig. 5). Each horizontal feature on the left panel corresponds to the location of a Lyα source (satellite galaxy), and illustrates the fact that a significant fraction of photons emitted by external sources (with large $r_{\rm em}$) scatter also on the central parts of the blob, and escape at smaller $r_{\rm obs}$. To summarize, for a significant fraction of the Lyα MC photons (more than 55% of the extragalactic luminosity), the emission location is close to the last scattering place. Those Lyα photons do not contribute to the observed polarization.

To sketch this out in a more quantitative manner, we now focus on the extragalactic component (i.e. cooling radiation from the gas). In Fig. 8, we show the polarization signal due to extragalactic MC photons which have traveled less than 5 kpc (resp. between 5 and 20 kpc, and more than 20 kpc) as the yellow (resp. dot-dashed orange, and dashed red) curve. The photons that travel more are the ones responsible for the polarization. Note that by selection, they do tend to come from the central regions as well.

3.3. Scattering in the IGM

So far, we limited our analysis to the photons scattered within the virial radius of the halo, thus assuming that the effect of the IGM was negligible. Previous works, e.g. by DL08 showed however that for a galaxy without strong outflows (as it is the case in our simulation), radiation scattered in the IGM will carry a low polarization level, typically around 2%, and has a very flat surface brightness profile. This is because as they travel through the IGM, Lyα photons will be blueshifted and could experience a significant number of scattering, which would reduce the level of polarization.

While we cannot fully describe the Lyα resonant scattering in the IGM with the current version of MCLya (a volume larger than currently investigated would not fit in the computer memory), we still can get an idea of to what extent taking further scattering into account would affect our results. We denote by f the fraction of the luminosity that will scatter in the IGM. To compute the value of f, we assume that photons escaping the halo redwards of the lya line will be observed directly, and that a fraction of $1-\mathcal{T}_{\rm IGM}$ of the blue photons will undergo further scattering, with $\mathcal{T}_{\rm IGM} \simeq 0.67$ being the mean IGM transmission at $z \sim 3$ (see e.g. Faucher-Giguère et al. 2008; Inoue et al. 2014). We can compute the value of f from the spectrum averaged over all directions : a fraction $f_b \sim 60.5\%$ of the photons are bluewards of $\lambda_{\rm Ly\alpha}$, resulting in $f = f_b \times (1-\mathcal{T}_{\rm IGM}) \simeq 0.2$, meaning that on average, approximately 20% of the photons in our simulation will be scattered in the IGM. While this is only a first order approximation, it gives a reasonable estimate of the amount of photons that will be scattered in the IGM. We discuss its validity in Appendix D. Following the findings of DL08 that scattering in the IGM results in a rather flat profile, and to maximise the effect, we uniformly redistribute the total luminosity contributed by these photons in a patch of sky of 10 $R_{\rm vir}$ on a side, such that the photons have travelled $\sim$ up to 5 $R_{\rm vir}$, corresponding to an area larger than the maps of Fig. 2 by a factor of 25. We assign to these photons a degree of polarization of 2%, following the results of DL08, and assume that the linear polarization follows

the same pattern around the galaxy as before. More precisely we compute the $I_{\rm IGM}$, $Q_{\rm IGM}$ and $U_{\rm IGM}$ maps as

$$\begin{aligned} I_{\rm IGM} &= f \times I_{\rm direct}/A, \\ Q_{\rm IGM} &= P_{\rm IGM} \times \frac{I_{\rm direct}}{\sqrt{1+\alpha^2}} {\rm sgn}(Q_{\rm direct}), \\ U_{\rm IGM} &= \alpha \times Q_{\rm IGM}, \end{aligned} \tag{7}$$

where $A = 25$ is the dilution factor due to the larger area over which photons are redistributed, $P_{\rm IGM} = 0.02$ is the polarization level of the radiation scattered in the IGM, and $\alpha = \frac{U}{Q}$. We then sum the direct and scattered contributions as

$$\begin{aligned} I &= I_{\rm IGM} + (1-f) I_{\rm direct}, \\ Q &= Q_{\rm IGM} + (1-f) Q_{\rm direct}, \\ U &= U_{\rm IGM} + (1-f) U_{\rm direct}. \end{aligned} \tag{8}$$

We present the results of this experiment on Fig. 9. The red lines are the same as in Fig. 5. The dash-dotted black line shows the polarisation profile we obtain with the above calculation, assuming that all the photons scattered by the IGM beyond $R_{\rm vir}$ are seen as coming from within a extended surface of side 10 $R_{\rm vir}$. We find that quantitatively, the effect is small, and that the signal remains within the error bars of Fig. 5. More importantly, the deviation occurs are large radii, and the IGM has no effect on the signal within $\sim$ 40 kpc where the constraints are stronger. We note that this is likely to overestimate the impact on the IGM on the polarisation profile. Based on the work of Laursen et al. (2011), we estimated that about 5% of the photons crossing $R_{\rm vir}$ will be scattered within 5 $R_{\rm vir}$ (compared to 20% scattered in total, see Appendix D). This means that most photons will scatter very far away from the source. This implies that the luminosity contributed by those photons will be diluted over a much larger area. On Fig. 9, the orange dotted curve shows the more realistic polarisation profile that we obtain when we only redistribute these 5% of the luminosity within an area of 10 $R_{\rm vir}$ on a side. It is barely distinguishable from the model withough IGM (see Appendix D). Keeping in mind that our model is only a first order approximation, it seems that scattering of Lyα radiation well outside the virial radius is not likely to alter dramatically our polarization profiles. Strictly speaking, though, all the previous results on the polarization should be regarded as upper limits.

4. Discussion and conclusions

In this work, we have performed Lyα radiative transfer through a LAB simulation, previously discussed by RB12. We considered separately the galactic and extragalactic contributions to the Lyα luminosity, and we followed the polarization of Lyα photons during their journey through the blob.

Our main results are the following:

- We confirm that the results of DL08 for their idealised "cooling model" holds in the case of a more complex but realistic distribution of gas: the cooling radiation produces a polarized signal. Furthermore the polarization radial profiles computed by only taking the extragalactic contribution into account is compatible with observational data.
- A Lyα escape fraction of the galactic contribution of 5% is enough to find a good agreement with H11 results. This means that a non-negligible extragalactic contribution to the luminosity is compatible with current polarimetric observations.

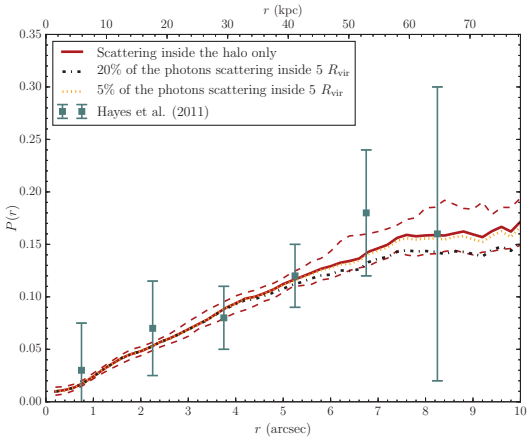


Fig. 9: Effect of the IGM on the polarization profile. Compared to the profile right outside of the halo (solid red line), scattering in the IGM (dash-dotted and dotted black lines) reduces slightly the degree of polarization at large radii, but not much (if we redistribute the photons in a large enough area).

- The (galactic) contribution of the star formation to the Lyα luminosity of a HzLAN with no associated AGN is small, and the impact of the scattering on the SB profile is similar to the effect of a convolution with a PSF. This confirms that the extent of the HzLANs presented in RB12 is correct.

It is important to stress some of the potential limits of our investigation. First, the galactic contribution is uncertain in our simulation because of the under-resolved structure of the ISM. Nevertheless, our estimation of the star formation rate ($SFR \simeq 160 {\rm M}_\odot.{\rm yr}^{-1}$, shared between all the galaxies in the halo) is typical for giant LABs (Fardal et al. 2001). The total galactic contribution to the Lyα luminosity is however the product of the intrinsic galactic luminosity by the Lyα escape fraction $f_{\rm esc}$. Our results are consistent with H11 data with a typical value of $f_{\rm esc} = 5\%$ (Garel et al. 2012). In our model, the spectral shape of the stellar component of the Lyα emission can be arbitrarily selected. However, we have tested that the input spectrum of the stellar component has little impact on the SB and polarization profiles, provided the choice of the spectrum is physical enough (gaussian profile, P-Cygni like profile). Further work would be needed to produce strong predictions for spectro-polarimetric studies. We also assume that the Lyα photons are isotropically emitted from the galaxies. From Verhamme et al. (2012), we know that this is not true. However, since (i) we have several galaxies in the halo and (ii) the photons scatter a lot in the CGM, there should be no favoured escape direction. This is corroborated by the low polarization degree in the inner regions of the blob. Another possible issue is that the simulation we use is somewhat idealised: RB12 halo includes neither cooling below 10^4 K, nor supernova feedback. Adding these ingredients could potentially alter the structure of the central region blob (CGM and inner parts of the streams), and that is precisely where most of the extragalactic gas contribution Lyα emission comes from. Further work will be needed to carefully quantify the impact of cooling and feedback on our results. Finally, we must note that we only take into account scattering within the virial radius, leading to a most likely small overestimation of the degree of polarization we compute, at large radius. Lastly, we must be

aware of the lack of statistics on HzLANs polarimetric studies. There are currently only two positives observations of polarization around a giant HzLANs (Hayes et al. 2011; Humphrey et al. 2013), and we have no certainty that our blob is a perfectly typical giant blob. However, the stability of the polarization and SB profiles when changing the LOS is reassuring. Once again, further work is needed to address this question.

In this work, we have only considered two possible sources for the Lyα radiation: cooling radiation emitted by the accretion-heated gas, and Lyα emission from the H II star-forming regions. We have not investigated the possibility that the gas is ionised by central AGN. Overzier et al. (2013) suggested that virtually all the most luminous HzLANs are associated with AGNs, and that the for the less luminous HzLANs, the central black-hole is just not in an "active" state. This is compatible with the scenario of Reuland et al. (2003). In this picture, HzLANs are the signatures of the first stage of the building of massive galaxies. As the gas falls onto the halo, it dissipates its energy via Lyα cooling, producing a blob. As the gas accretes, stars and galaxies begin to form and merge, triggering at some point the central AGN.

The Lyα polarization radial profile arising from a non idealised distribution of gas appears finally as a rich and complex tool. This work is a first step towards a better understanding of Lyα polarimetric observations. However, another step needs to be done to use them to study the relative contributions of extragalactic versus star-formation channels of Lyα production.

Acknowledgements. The authors would like to thank Matthew Hayes and Claudia Scarlata for stimulating discussions, and the anonymous referee for insightful comments. We wish to thank Gérard Massacrier and Stéphanie Courty for valuable help at the early stages of the project. We are also grateful to Léo Michel-Dansac whose help with the computing centres was priceless. JR acknowledges financial support from the Marie Curie Initial Training Network ELIXIR of the European Commission under contract PITN-GA-2008-214227, the European Research Council under the European Union's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) / ERC Grant agreement 278594-GasAroundGalaxies, and the Marie Curie Training Network CosmoComp (PITN-GA-2009-238356). The initial simulations of the blob were performed using the HPC resources of CINES under the allocation c2012046642 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif), and all the other ones were performed using the computing resources at the CC-IN2P3 Computing Centre (Lyon/Villeurbanne - France), a partnership between CNRS/IN2P3 and CEA/DSM/Irfu.

References

Basu-Zych, A. & Scharf, C. 2004, ApJ, 615, L85
Birnboim, Y. & Dekel, A. 2003, MNRAS, 345, 349
Brooks, A. M., Governato, F., Quinn, T., Brook, C. B., & Wadsley, J. 2009, ApJ, 694, 396
Bunker, A., Smith, J., Spinrad, H., Stern, D., & Warren, S. 2003, Ap&SS, 284, 357
Callaway, J., Unnikrishnan, K., & Oza, D. H. 1987, Phys. Rev. A, 36, 2576
Cantalupo, S., Arrigoni-Battaia, F., Prochaska, J. X., Hennawi, J. F., & Madau, P. 2014, Nature, 506, 63
Cantalupo, S., Porciani, C., Lilly, S. J., & Miniati, F. 2005, ApJ, 628, 61
Chambers, K. C., Miley, G. K., & van Breugel, W. J. M. 1990, ApJ, 363, 21
Chandrasekhar, S. 1960, Radiative transfer
Chapman, S. C., Lewis, G. F., Scott, D., et al. 2001, ApJ, 548, L17
Christensen, L., Jahnke, K., Wisotzki, L., & Sánchez, S. F. 2006, A&A, 459, 717
Code, A. D. & Whitney, B. A. 1995, ApJ, 441, 400
Dekel, A. & Birnboim, Y. 2006, MNRAS, 368, 2
Dey, A., Bian, C., Soifer, B. T., et al. 2005, ApJ, 629, 654
Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006, ApJ, 649, 14
Dijkstra, M. & Loeb, A. 2008, MNRAS, 386, 492
Dijkstra, M. & Loeb, A. 2009, MNRAS, 400, 1109
Erb, D. K., Bogosavljević, M., & Steidel, C. C. 2011, ApJ, 740, L31
Fardal, M. A., Katz, N., Gardner, J. P., et al. 2001, ApJ, 562, 605
Faucher-Giguère, C.-A., Kereš, D., Dijkstra, M., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2010, ApJ, 725, 633
Faucher-Giguère, C.-A., Lidz, A., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2008, ApJ, 688, 85
Francis, P. J., Woodgate, B. E., Warren, S. J., et al. 1996, ApJ, 457, 490
Furlanetto, S. R., Schaye, J., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, ApJ, 622, 7
Fynbo, J. U., Møller, P., & Warren, S. J. 1999, MNRAS, 305, 849
Garel, T., Blaizot, J., Guiderdoni, B., et al. 2012, MNRAS, 422, 310
Geach, J. E., Bower, R. G., Alexander, D. M., et al. 2014, ApJ, 793, 22
Geach, J. E., Matsuda, Y., Smail, I., et al. 2005, MNRAS, 363, 1398
Geach, J. E., Smail, I., Chapman, S. C., et al. 2007, ApJ, 655, L9
Goerdt, T., Dekel, A., Sternberg, A., et al. 2010, MNRAS, 407, 613
Gould, A. & Weinberg, D. H. 1996, ApJ, 468, 462
Haiman, Z. & Rees, M. J. 2001, ApJ, 556, 87
Haiman, Z., Spaans, M., & Quataert, E. 2000, ApJ, 537, L5
Hamilton, D. R. 1947, ApJ, 106, 457
Hayes, M., Scarlata, C., & Siana, B. 2011, Nature, 476, 304
Heckman, T. M., Lehnert, M. D., Miley, G. K., & van Breugel, W. 1991, ApJ, 381, 373
Hui, L. & Gnedin, N. Y. 1997, MNRAS, 292, 27
Humphrey, A., Vernet, J., Villar-Martín, M., et al. 2013, ApJ, 768, L3
Inoue, A. K., Shimizu, I., Iwata, I., & Tanaka, M. 2014, MNRAS, 442, 1805
Keel, W. C., Cohen, S. H., Windhorst, R. A., & Waddington, I. 1999, AJ, 118, 2547
Kennicutt, Jr., R. C. 1998, ApJ, 498, 541
Kereš, D., Katz, N., Fardal, M., Davé, R., & Weinberg, D. H. 2009, MNRAS, 395, 160
Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2005, MNRAS, 363, 2
Kollmeier, J. A., Zheng, Z., Davé, R., et al. 2010, ApJ, 708, 1048
Laursen, P., Sommer-Larsen, J., & Razoumov, A. O. 2011, ApJ, 728, 52
Lee, H.-W. & Ahn, S.-H. 1998, ApJ, 504, L61
Matsuda, Y., Iono, D., Ohta, K., et al. 2007, ApJ, 667, 667
Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2004, AJ, 128, 569
Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., Yamauchi, R., & Nakamura, Y. 2006, ApJ, 640, L123
Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2012, MNRAS, 425, 878
Mori, M., Umemura, M., & Ferrara, A. 2004, ApJ, 613, L97
Nilsson, K. K., Fynbo, J. P. U., Møller, P., Sommer-Larsen, J., & Ledoux, C. 2006, A&A, 452, L23
Ocvirk, P., Pichon, C., & Teyssier, R. 2008, MNRAS, 390, 1326
Ohyama, Y., Taniguchi, Y., Kawabata, K. S., et al. 2003, ApJ, 591, L9
Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
Ouchi, M., Ono, Y., Egami, E., et al. 2009, ApJ, 696, 1164
Overzier, R. A., Nesvadba, N. P. H., Dijkstra, M., et al. 2013, ApJ, 771, 89
Palunas, P., Teplitz, H. I., Francis, P. J., Williger, G. M., & Woodgate, B. E. 2004, ApJ, 602, 545
Prescott, M. K. M., Dey, A., Brodwin, M., et al. 2012, ApJ, 752, 86
Prescott, M. K. M., Dey, A., & Jannuzi, B. T. 2013, ApJ, 762, 38
Prescott, M. K. M., Kashikawa, N., Dey, A., & Matsuda, Y. 2008, ApJ, 678, L77
Prescott, M. K. M., Smith, P. S., Schmidt, G. D., & Dey, A. 2011, ApJ, 730, L25
Reuland, M., van Breugel, W., Röttgering, H., et al. 2003, ApJ, 592, 755
Rosdahl, J. & Blaizot, J. 2012, MNRAS, 423, 344
Rosdahl, J., Blaizot, J., Aubert, D., Stranex, T., & Teyssier, R. 2013, MNRAS
Rybicki, G. B. & Loeb, A. 1999, ApJ, 520, L79
Saito, T., Matsuda, Y., Lacey, C. G., et al. 2015, MNRAS, 447, 3069
Saito, T., Shimasaku, K., Okamura, S., et al. 2006, ApJ, 648, 54
Scarlata, C., Colbert, J., Teplitz, H. I., et al. 2009, ApJ, 706, 1241
Smith, D. J. B., Jarvis, M. J., Simpson, C., & Martínez-Sansigre, A. 2009, MNRAS, 393, 309
Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2000, ApJ, 532, 170
Steidel, C. C., Bogosavljević, M., Shapley, A. E., et al. 2011, ApJ, 736, 160
Stenflo, J. O. 1980, A&A, 84, 68
Taniguchi, Y. & Shioya, Y. 2000, ApJ, 532, L13
Teyssier, R. 2002, A&A, 385, 337
van de Voort, F. & Schaye, J. 2012, MNRAS, 423, 2991
van de Voort, F., Schaye, J., Booth, C. M., Haas, M. R., & Dalla Vecchia, C. 2011, MNRAS, 414, 2458
van Ojik, R., Roettgering, H. J. A., Miley, G. K., & Hunstead, R. W. 1997, A&A, 317, 358
Verhamme, A., Dubois, Y., Blaizot, J., et al. 2012, A&A, 546, A111
Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, A&A, 460, 397
Villar-Martín, M., Sánchez, S. F., Humphrey, A., et al. 2007, MNRAS, 378, 416
Villar-Martín, M., Vernet, J., di Serego Alighieri, S., et al. 2002, MNRAS, 336, 436
Weidinger, M., Møller, P., & Fynbo, J. P. U. 2004, Nature, 430, 999
Whitney, B. A. 2011, Bulletin of the Astronomical Society of India, 39, 101
Yang, Y., Zabludoff, A., Eisenstein, D., & Davé, R. 2010, ApJ, 719, 1654
Yang, Y., Zabludoff, A., Tremonti, C., Eisenstein, D., & Davé, R. 2009, ApJ, 693, 1579

Appendix A: Test of the code

To test the validity of our polarized Lyα transfer code, we compare it to the first case considered by DL08, Lyα scattering on galactic superwinds. This is pictured with a simple toy model: a thin spherical shell of column density $N_{\rm H\,I} = 10^{19}\,{\rm cm}^{-2}$ or $10^{20}\,{\rm cm}^{-2}$ illuminated by a central source. The radius of the shell is 10 kpc, and the expansion velocity is 200 km.s^{-1}. We use a Gaussian profile with a width corresponding to a temperature of $T = 10^4$ K for the input spectrum of the Lyα emission.

In their code, DL08 model gas by concentric shells of given densities and velocities, whereas our code use an AMR grid to describe the gas. To create the shell, we fill an unrefined grid with 512^3 cells using Monte Carlo integration with 10^8 points.

We then cast and follow 10^6 Monte Carlo photons in this setup, in order to produce polarization profile using the method described in Sec. 2.4. On Fig. A.1, we compare our results (in red) to the profile of DL08 (black). We find a fairly good agreement, both for the $N_{\rm H} = 10^{19}$ cm^{-2} shell (solid line) and for the $N_{\rm H} = 10^{20}$ cm^{-2} shell (dashed line).

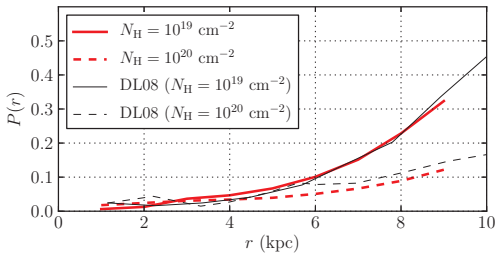


Fig. A.1: Polarization profile for an expanding spherical shell. Results from DL08 are shown in black, and our results are shown in red. The solid (dashed) line corresponds to a column density of $N_{\rm H} = 10^{19}$ cm^{-2} ($N_{\rm H} = 10^{20}$ cm^{-2}).

Appendix B: Impact of the sampling

In Sec. 2.3.3, we mentioned that we sampled the Lyα emission from the gas nebula with 150 Monte Carlo photons per simulation cell. With only 150 photons, it is impossible to get a proper description of all the physics of the Lyα emission in each cell. Indeed, we need to sample not only the initial position of the photon within the cell (three degrees of freedom), but also the initial propagation direction (three degrees of freedom), the initial frequency (one degree of freedom) and the initial polarization direction (two degrees of freedom). It is impossible to sample this 9D parameter space with only 150 points. The same argument holds for the galactic emission: the initial position is well sampled (the number of photons is largely greater than the number of sources), but we still have to sample the six other variables.

To ensure that our results results are not just a statistical artefact, we need to assess the robustness of our method and to understand how the (under)sampling might affect our results. For this purpose, we used a bootstrap method, both for the emission from the gas and from the star particles. In the case of the gas emission, for each simulation cell, we performed the analysis presented in Sec. 3 with a subset of 120 photons (80%) randomly selected. Instead of selecting the random subset *per cell*, we could have selected *80% of all* the photons. However, this experiment would not answer the question of the effect of undersampling *each cell*. We did this for 100 different randomly selected subsets. For the star particles, we selected random subsets with 80% of all the photons, since the number of photons emitted per individual star particle is very large, and sampling the initial position of the photon is not a problem. From this, we get 100 different profiles (either for polarization or for surface brightness), and the standard deviation $\sigma_{\rm boot}$ of this set of profiles gives an estimate of the error caused by the undersampling of the parameter space. This estimate (as $3\sigma_{\rm boot}$) is displayed on our profiles in the main text of the paper as red, semi-transparent areas.

The results are displayed on Fig. B.1. The top (bottom) panels show the results of our bootstrap experiment for the extragalactic (galactic) emission. The panels B.1a and B.1c show 100 polarization profiles corresponding to 100 LOS for one of the subsets as thin, gray lines (for the extragalactic and galactic emission, respectively). The panels B.1b and B.1d show 100 profiles corresponding to 100 subsets for a given LOS. Following the convention used throughout this paper, the solid, red line is the median profile and the two dotted lines shows the interquartile range.

It is reassuring to note that the variation over the LOS is much more important than the variation between photons subsets. This means that our sampling of the Lyα emission has much less impact on the observed polarization profile that the choice of the LOS.

Appendix C: Selection effects

Because of our limited number of photons, we need to select photons in a (small) cone around each line of sight. This is an approximation, and might change the polarization properties we get from our analysis. To test this, we performed the same analysis as before but changing the angular opening of the cone, as well as the minimum number of photons selected to compute the polarization properties in a pixel.

Although we would ideally prefer to estimate the polarization in small beams (~ few arcsec), our data does not allow us to measure the polarization signal in beams of less than 3°. Below these scales, the (strong) polarization degree is dominated by noise, and its large-scale coherence disappears. We verified this by performing the analysis with an opening angle of 15°, and selecting randomly a small fraction of these photons. The fraction corresponds to $\frac{\Omega(1^\circ)}{\Omega(15^\circ)} \simeq 4\%$. The resulting profile is very similar to the one we obtain by reducing the opening angle to 1°, meaning that the dominant effect here is not the error due to the selection in a cone, but rather the limited number of photons. However, at larger opening angles (from ~ 3 to 60°), we consistently find the same profile as shown in Fig. 5, with small deviations of less than 10%. This suggests that our results, which are robust at 15°, can also be compared to observations made with much smaller beams.

The surface brightness profile is much more robust, and is mostly unaffected by these experiments. Even with an 1° cone, the relative error is smaller than 10%.

Appendix D: Scattering in the IGM

In Sect. 3.3, we assumed that $1 - \mathcal{T}_{\rm IGM} = 1 - 67\% \sim 33\%$ of the photons bluewards of $\lambda_{\rm Ly\alpha}$ would be subject to further scattering during their journey through the IGM. In this section, we try to estimate more carefully the impact of the IGM on the Lyα photons escaping the halo.

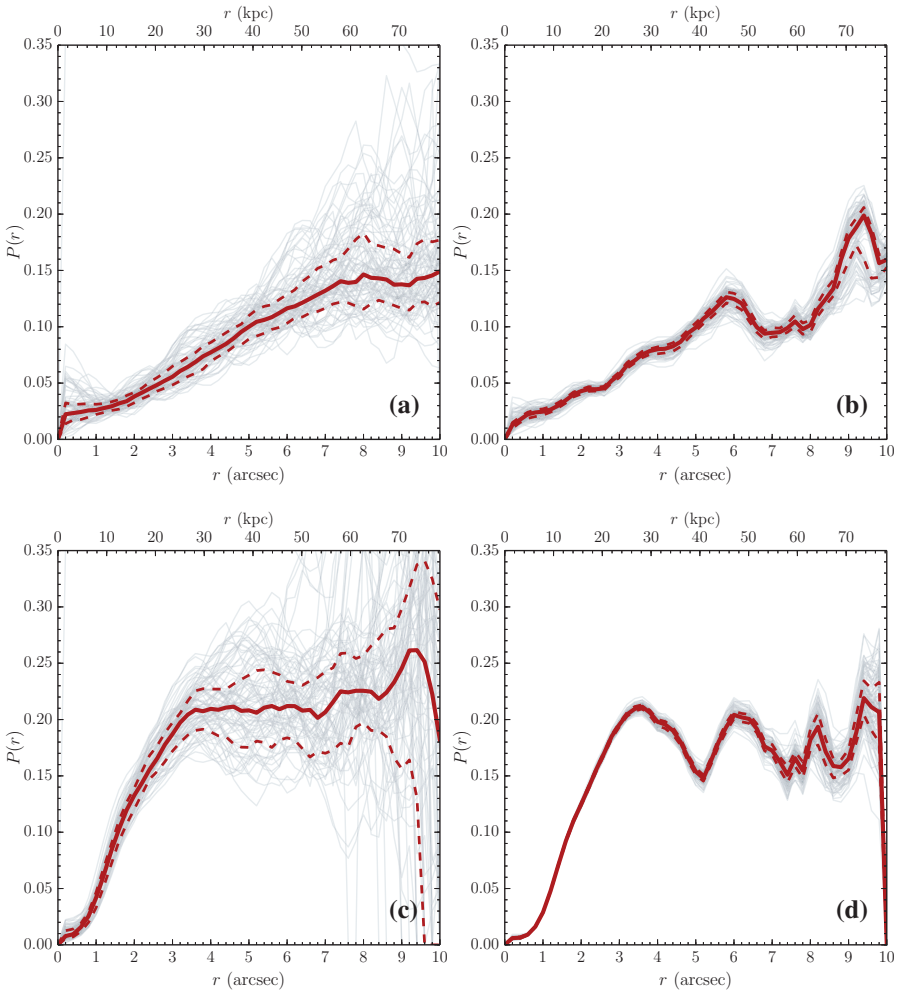


Fig. B.1: Polarization profile for different subsets of photons. In all the plots, the red, solid line is the median profile; the red, dashed lines are the first and third quartiles. The thin, gray lines represent the profiles for (a) 100 LOS with the same photons subset for the gas emission; (b) 100 different photons subsets seen with the same LOS for the gas emission; (c) 100 LOS with the same photons subset for the galactic emission; (b) 100 different photons subsets seen with the same LOS for the galactic emission.

We use the results of Laursen et al. (2011), who followed the transfer of radiation in the IGM in the vicinity of the Lyα line using a large cosmological simulation. In their Fig. 11, they present the transmission function of the IGM at various redshifts and for sightlines originating at various distances from the centre of their simulated galaxies. As we fully perform the Lyα RT only up to the virial radius of our blob, we need to use their transmission function as a proxy for the actual transfer through the IGM. We extracted the curves corresponding to sightlines originating at the virial radius for both $z = 2.5$ and $z = 3.5$. We fitted the data using the following ad-hoc function $T(\lambda) = T(\lambda; \lambda_0, T_b, T_{\rm min}, \sigma_r, \sigma_b)$, which essentially describes an assymetric gaussian absorption:

$$T(\lambda) = \begin{cases} T_b - (T_b - T_{\rm min})e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma_b^2}} & \text{if } \lambda < \lambda_0 \\ 1 - (1 - T_{\rm min})e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma_r^2}} & \text{if } \lambda \geq \lambda_0 \end{cases}, \tag{D.1}$$

where λ_0 is the central Lyα wavelength, $T_{\rm min}$ is the minimum transmission, and T_b correspond to the transmission far blue-wards of Lyα, scaled so that far from the line, the behaviour of $T(\lambda)$ follows closely the results from Laursen et al. (2011), and σ_r and σ_b describe the width of the red and blue parts of the absorption line. We adjusted the parameters to get a correct rendering of the results of Laursen et al. (2011) at $z = 2.5$ and 3.5. We then interpolated each of the parameters to get the $z = 3$ curve.

Table D.1: Parameters for $T(\lambda)$

	T_b	$T_{\rm min}$	σ_r	σ_b
$z = 2.5$	0.94	0.5	0.1	0.2
$z = 3$	0.87	0.3	0.125	0.275
$z = 3.5$	0.79	0.1	0.15	0.35

The left panel of Fig. D.1 illustrates the spectrum integrated over all directions of our blob as a black line, with the Lyα wavelength indicated by a vertical line. We compute this spectrum right after the transfer inside the halo, so approximately at the

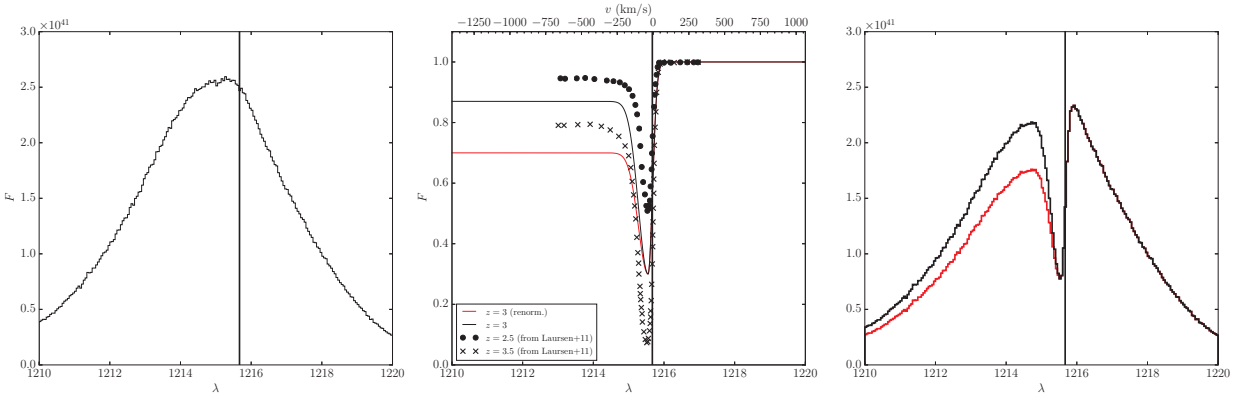


Fig. D.1: *Left*: Angle-averaged integrated spectrum of our blob (in black), divided in an extragalactic component (in red) and galactic emission (in blue). *Middle*: IGM transmission function from $R_{\rm vir}$ to the observer, fitting the results of Laursen et al. at $z = 2.5$ (dotted line), $z = 3$ (solid line) and $z = 3.5$ (dashed line). *Right*: Resulting spectrum after transmission through the IGM. For all three panels, the vertical line denotes the Lyα wavelength.

virial radius. For the present experiment, we use the Gaussian model discussed in Sect. 2.3.2 for the stellar component (see Fig. 1). The other models yield the same results. The central panel of Fig. D.1 presents the shape of the transmission function $T(\lambda)$ at $z = 3$ as a solid black line, and the data points extracted from Laursen et al. (2011) as circles ($z = 2.5$) and crosses ($z = 3.5$). We give the parameters for our parametrization of $T(\lambda)$ in Table D.1. Using the method of Laursen et al. (2011), we compute the observed spectrum as the multiplication of our spectrum at $R_{\rm vir}$ with the IGM transmission function from $R_{\rm vir}$ to the observer. The result of this is shown as the black line in the right-hand side panel of Fig. D.1. We then integrate this to compute the transmitted fraction $\mathcal{T}_{\rm IGM}$, and conversely the fraction of all the photons that are scattered between $R_{\rm vir}$ and the observer, f. We find $\mathcal{T}_{\rm IGM} = 87\%$ or $f = 13\%$.

These values are relatively high compared to the canonical value of 0.67 for the transmission of the IGM at $z \sim 3$. This comes from the fact that the spectrum resulting from the transfer in our blob is very broad, because of the large velocity dispersion of the gas. This in turn means that the transmission is dominated by the very blue part of the spectrum. It is noteworthy that the Laursen et al. (2011) estimation of the transmission far from the Lyα line gives much higher values than the observational estimates from e.g. Faucher-Giguère et al. (2008). This overestimation is directly translated in an underestimation of f. To try to alleviate this issue and recover both the Lyα forest constraints on the Lyα transmission and the enhanced absorption in the vicinity of galaxies, we use an ad-hoc model for the transmission: using the same parametrisation as in Eq. D.1, we take the transmission blueward of Lyα to be $T_b = 0.7$. The resulting transmission function is shown in red in the middle panel of Fig. D.1, as is the transmitted spectrum in the right-hand side panel. For this model, we find $\mathcal{T}_{\rm IGM} = 78\%$, or alternatively $f = 22\%$, much closer to the 20% inferred from the naive estimate presented in the text.

Using the results of Laursen et al. (2011), we estimated the fraction of the luminosity transmitted from $R_{\rm vir}$ to 5 $R_{\rm vir}$, which we will note $T(R_{\rm vir}, 5R_{\rm vir})$, and approximate as $T(R_{\rm vir}, 5R_{\rm vir}) \sim T(R_{\rm vir}, \infty)/T(5R_{\rm vir}, \infty)$. Here, $T(x, \infty)$ is the transmission between radius x and the observer, which we have extracted from Laursen et al. (2011) as explained above. We obtain $\mathcal{T}_{R_{\rm vir},5R_{\rm vir}} =$

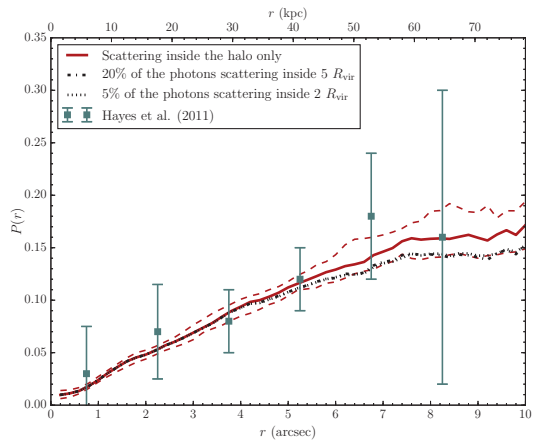


Fig. D.2: Effect of the IGM on the polarization profile. We show the polarisation profile resulting from the redistribution of all the scattered photons in a sphere of 5 $R_{\rm vir}$ as a dash-dotted line, and the one resulting from the redistribution of all the photons reaching 5 $R_{\rm vir}$ in a smaller sphere of 2 $R_{\rm vir}$ as a dotted line.

95%, meaning that only 5% of the photons are scattered in a shell between $R_{\rm vir}$ and 5 $R_{\rm vir}$. The assumption that 20% of the luminosity is redistributed in a sphere of 5 $R_{\rm vir}$ will therefore overestimate the impact of the IGM on the polarisation profile of our LAB. In the text, we show a model for which only 5% of the photons are redistributed in that sphere of 5 $R_{\rm vir}$, but this time, it might very well underestimate the effect of the IGM. Indeed, if most of these photons have their locus of last scattering well inside the 5 $R_{\rm vir}$ sphere, we should redistribute the luminosity in a much less wide area. On Fig D.2, we compare the impact of the scattering inside the IGM on the polarisation profile assuming either that 20% of the luminosity is redistributed in a sphere of 5 $R_{\rm vir}$ (dash-dotted black line) or that 5% of the luminosity is redistributed in a sphere of 2 $R_{\rm vir}$ (dotted black line). These two tentative overestimates of the effect of the IGM on our results produce similar results, which are indistinguishable

from our raw prediction inside 40 kpc, and less than one standard deviation away at larger distances. Most of the photons that undergo scattering in the IGM are absorbed very far from the galaxy, so the luminosity must therefore be diluted in a very large area, and its impact on the polarisation is negligible.

In this appendix, we tested a more sophisticated method than in the main text to compute the fraction of photons which will scatter in the IGM beyond the viral radius, inspired from Laursen et al. (2011). It appears that this fraction of scattered photons is even smaller in this scenario. To be conservative in our calculations, we assumed $f = 20\%$ in this work, consistent with an average transmission of $\mathcal{T}_{\rm IGM} \simeq 67\%$ for the blue part of the Lyα line, and assuming that the red part of the line is left unchanged by the IGM.

6.3 ROBUSTESSE DES RÉSULTATS

Le reste de ce chapitre est destiné à présenter quelques remarques et résultats additionnels qui appuient les résultats de TREBITSCH et al. (2016).

Nous avons affirmé que nos pseudo-observations polarimétriques n'étaient que peu affectées par certains paramètres numériques arbitraires, comme la résolution de la carte (0.12″) bien meilleure que le *seeing* des observations de HAYES et al. (2011), ou le fait que nous avons considéré tous les pixels recevant au moins 5 photons Monte-Carlo lors du calcul de la polarisation. Nous allons maintenant étayer ces affirmations.

6.3.1 *Résolution des cartes de polarisation*

Les objets très étendus comme les LAB se prêtent particulièrement aux études polarimétriques, qui nécessitent de pouvoir résoudre spatialement l'échelle à laquelle le signal de polarisation est cohérent. En effet, si le *seeing* dépasse l'extension spatiale de la source, toutes les directions de polarisations se superposeraient, résultant en pratique en une polarisation nulle (si l'objet est suffisamment sphérique). La forme des profils de polarisation ainsi de l'échelle spatiale sondée, jusqu'à l'échelle de cohérence du signal. Avec un *seeing* d'environ 1″, les observations de HAYES et al. (2011) indiquent que le signal de polarisation est cohérent sur une échelle d'au moins 8 kpc. Par comparaison, les cartes présentées dans l'article correspondent à une échelle de l'ordre de 1 kpc. Afin de s'assurer que le profil de polarisation de polarisation issu de la simulation n'est pas seulement un artefact causé par la haute résolution des cartes, j'ai reproduit l'expérience en réalisant des cartes à plus basse résolution (autrement dit, avec des plus gros pixels), tout en continuant à imposer une fonction d'étalement de point de largeur 1″.

Les profils de polarisations en résultant sont présentés sur la figure 6.11, correspondant de gauche à droite et de haut en bas à des cartes de 50×50 (0.5″) et 20×20 (1.25″). Les profils sont très similaires à celui présenté dans l'article, tout au moins pour les parties internes à 40 kpc, les différences étant inférieures à la dispersion de ligne de visée à ligne de visée. Le fait que le profil de polarisation est essentiellement insensible au changement de résolution de la carte indique que le signal est bien cohérent sur une échelle d'au moins une dizaine de kpc, et que notre modèle prédit effectivement une polarisation observable.

Le second indicateur de la polarisation du signal provient de la distribution des angles entre les directions de polarisation et tangentielles en tout point de la carte : j'ai réalisé la même expérience que

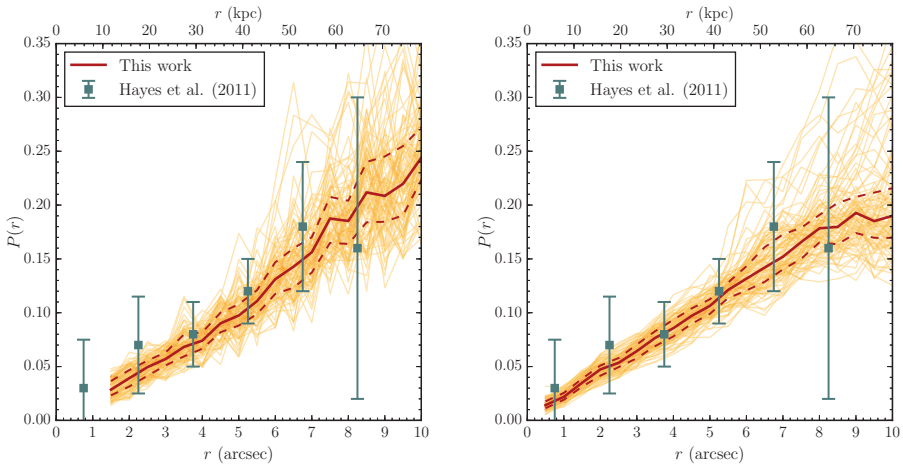


FIGURE 6.11 – Profils de polarisation correspondant à des cartes de 50×50 pixels (à gauche) et 20×20 pixels (à droite).

pour le profil de polarisation. Là encore, les résultats présentés sur la figure 6.12 sont insensibles à la résolution de la carte.

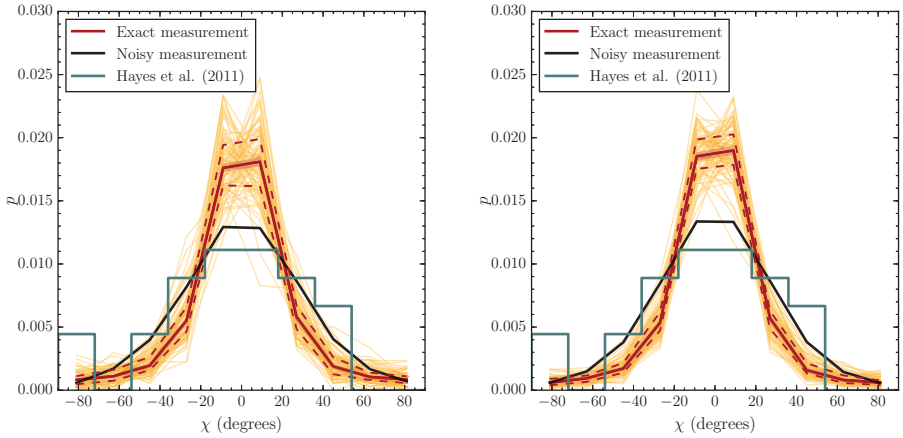


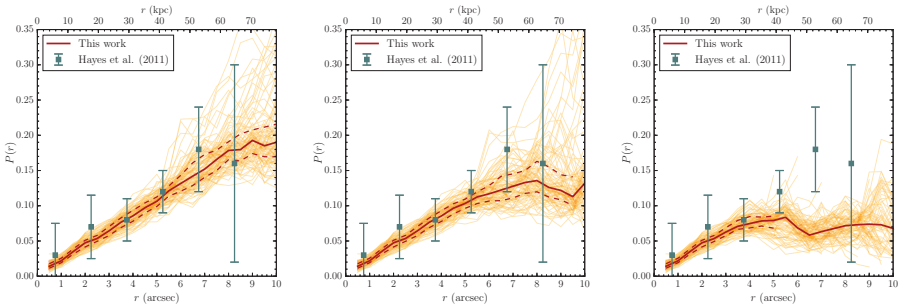
FIGURE 6.12 – Angle entre la direction de polarisation et la tangente, pour des cartes de 50×50 pixels et 20×20 pixels.

6.3.2 *Limite de bruit*

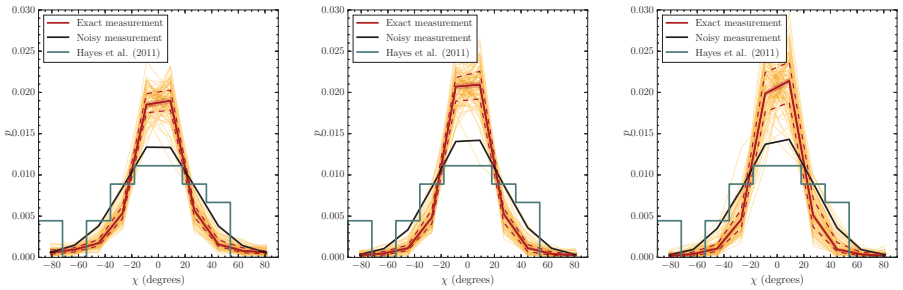
Contrairement aux quantités comme la brillance de surface, le degré de polarisation est très sensible au bruit Monte Carlo. En effet, notre méthode pour le transfert radiatif polarisé implique que si un pixel ne reçoit qu'un seul photon (au sens d'élément de résolution Monte Carlo), le degré de polarisation dans ce pixel sera nécessairement de 100%. Si cette méthode converge en principe pour un nombre de photons infini, il faut s'assurer que nos résultats sont robustes : à partir de combien de photons par pixel peut-on croire la polarisation calculée dans ce pixel ? Cette limite dépend de la taille du pixel, puisqu'il y a une compétition entre le bruit lié au nombre de photons par

pixels et celui lié au nombre de pixels utilisés pour déterminer les profils.

Dans l'article, nous sélectionnons tous les pixels qui reçoivent au moins $N = 5$ photons. J'ai reproduit les profils et la distribution des angles de polarisation en faisant varier ce nombre pour $N = 50$ et $N = 500$. Pour cette expérience, j'ai utilisé des cartes de 50×50 pixels. Les résultats sont présentés sur la figure 6.13.



(a) Degré de polarisation



(b) Angle de polarisation

FIGURE 6.13 – De gauche à droite, les résultats correspondant à $N = 5$, $N = 50$ et $N = 500$.

Dans les régions internes du blob ($r \lesssim 40$ kpc), le profil de polarisation reste similaire quelle que soit la valeur de N. En revanche, dans les régions plus externes, le profil change radicalement de forme. On observe qu'avec N qui augmente, le degré de polarisation semble diminuer. Dans les régions externes, peu de pixels vont satisfaire le critère de sélection. On trouvera dans ces régions des *clumps* de gaz pouvant ou non contenir des étoiles, qui vont localement jouer le rôle de sources « centrales », autour desquelles la polarisation sera plus basse. Ces régions, plus émissives, vont biaiser le profil de polarisation vers le bas. L'essentiel des pixels sélectionnés étant dans les régions centrales, la distribution des angles de polarisation ne sera que peu affectée, comme le montre la figure 6.13b.

7

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Space, it says, is big. Really big.
You just won't believe how vastly,
hugely, mindbogglingly big it is.

— Douglas Adams

7.1 Conclusion des travaux présentés 185
7.2 Travaux en cours 186
7.3 Perspectives 188

J'ai au cours de ma thèse eu l'opportunité de m'intéresser à différents aspects de la formation des galaxies pendant les deux premiers milliards d'années de l'Univers, sous l'angle de l'interaction entre matière et rayonnement. Ces études numériques se placent dans le contexte plus large de l'étude des premières galaxies, et notamment de la réionisation de l'Univers par les premières sources lumineuses. Les développements instrumentaux récents comme l'installation du spectrographe MUSE au VLT au Chili, ou le lancement prochain du JWST en 2018 devrait permettre de rapprocher les modèles et simulations des futures observations.

7.1 CONCLUSION DES TRAVAUX PRÉSENTÉS

Dans le paradigme actuel de l'histoire de la réionisation, ce sont les petites galaxies qui semblent produire l'essentiel des photons nécessaires à $z \gtrsim 6$. Les photons émis par les étoiles massives doivent traverser le milieu interstellaire puis le halo de gaz autour de leur galaxie d'origine avant de pouvoir s'échapper dans le milieu intergalactique et contribuer effectivement à la réionisation. Dans les modèles classiques, ces effets de transfert à l'intérieur du halo sont regroupés sous le terme de fraction d'échappement, qui décrit quelle proportion des photons émis par les étoiles arrive à sortir du halo.

Pendant ma thèse, j'ai réalisé une série de simulations avec le code Ramses-RT visant à étudier la fraction d'échappement des petites galaxies pendant le premier milliard d'années de l'Univers. J'ai pu mon-

trer que ces galaxies avaient un comportement très intermittent, formant des étoiles par épisodes suivis de vents galactiques puissants. Ces vents altèrent dramatiquement la structure du halo gazeux, laissant ainsi le rayonnement s'échapper. Cela se traduit par des fractions d'échappement variant entre 0 et 75 %, et une production de photons également intermittente. J'ai démontré que les explosions de supernovae sont critiques pour permettre aux photons de sortir des nuages de formation stellaires où ils ont été émis.

J'ai ensuite pu commencer une étude dans le but d'étudier les conséquences de cette intermittence de la formation stellaire sur les propriétés observables des petites galaxies. L'émission nébulaire Lyα et le continu UV non-ionisant prenant leur origine dans des processus physiques traçant des échelles de temps différentes, il n'y a qu'une faible corrélation entre ces deux marqueurs observationnels et les propriétés physiques ionisantes des galaxies. C'est la dispersion des valeurs de la fraction d'échappement qui est en cause : la production de photons du continu de Lyman suit globalement la formation d'étoiles, tandis que l'émission de ces photons dans le milieu intergalactique dépend de tout le transfert complexe à travers la distribution de gaz du halo.

Dans un second temps, je détaille dans ce manuscrit un autre aspect de mon travail de thèse qui a concerné la modélisation de l'émission Lyα diffuse autour des halos massifs à $z \sim 3$. Si le mécanisme physique à l'origine de la production de photons Lyα dans ces blobs est encore en débat, la polarisation de ce rayonnement a été proposée comme un test de l'origine de l'émission. Jusqu'à présent, ces prédictions reposaient essentiellement sur des considérations idéalisées, ne prenant pas en compte la complexité de la distribution du gaz dans ces halos. En m'appuyant sur les travaux de Rosdahl et Blaizot (2012), j'ai post-traité dans ce but des simulations hydrodynamiques de blobs Lyα avec le code de transfert radiatif Monte Carlo MCLya que j'ai modifié afin d'inclure le traitement de la polarisation du rayonnement et de l'émission diffuse dans une simulation AMR. J'ai ainsi démontré que la polarisation n'était pas un indicateur aussi décisif qu'espéré de l'origine des photons Lyα.

7.2 TRAVAUX EN COURS

Ces deux axes de recherches semblent distincts à première vue, mais tous deux découlent en fait de la même problématique initiale : comment la morphologie et l'état physique du gaz intervient dans le transfert de rayonnement dans les galaxies à grand redshift, et comment ce rayonnement agit-il en retour sur la formation des galaxies ? Comment ce couplage lumière-matière se traduit-il en termes de propriétés observables ? Pour faire suite à ces interrogations, plusieurs

extensions au travail présenté dans cette thèse sont en cours de développement.

Tout d'abord, il paraît crucial de post-traiter les simulations de petites galaxies présentées aux chapitres 4 et 5 avec MCLya pour suivre le transfert radiatif Lyα. J'ai entamé ce travail en sélectionnant trois pas de temps de la simulation du halo principal, correspondant à trois moments d'un épisode de formation stellaire : au début (avant les premières supernovae), lorsque le vent galactique commence à percer l'ISM, et lorsque le vent se développe dans le halo. MCLya implémente un modèle de poussière basé sur Draine (2003) et Witt et Gordon (2000), ce qui permet de calculer la fraction d'échappement des photons Lyα ($f_{esc,Ly\alpha}$) et de la comparer à f_{esc}. Parce que résonnante, la raie Lyα est particulièrement sensible à la poussière, et même si les propriétés de celle-ci sont mal connues à grand redshift, le transfert dans le halo peut potentiellement affecter sensiblement les propriétés Lyα observables comme la luminosité ou la largeur équivalente.

Ensuite, dans l'idée de prédire les propriétés observables des galaxies simulées pour des télescopes comme JWST ou l'E-ELT, j'ai commencé à utiliser le code de photoionisation Cloudy pour estimer l'intensité des raies métalliques. Non seulement ces raies permettent de déterminer l'état physique (paramètre d'ionisation, métallicité, divers indicateurs du taux de formation stellaire, etc.) des galaxies, mais elles seront essentielles à la détection de galaxies à grand redshift trop faibles pour être observées par leur continu. En effet, pendant l'époque de la réionisation, la raie Lyα est fortement atténuée par le transfert dans le milieu intergalactique, et n'est donc vraisemblablement pas l'outil de choix pour détecter des galaxies très actives au delà de $z \simeq 7$.

Enfin, lors de ma visite à l'Université d'Oxford entre janvier et mars 2016, j'ai pu avoir accès aux simulations NUTs (une description se trouve dans Powell et al., 2011), qui décrivent la formation d'un halo de $10^{11}\,M_\odot$ à $z = 3$ en variant les modèles sous-grille de formation stellaire et de feedback. De plus, certaines de ces simulations incorporent le transfert radiatif couplé de Ramses-RT, et d'autres non. L'idée du projet est de quantifier l'importance de résoudre le transfert radiatif couplé à l'hydrodynamique, au moins pour estimer les propriétés radiatives des galaxies. Dans un contexte idéalisé, Rosdahl et al. (2015) ont montré que le feedback radiatif avait un léger impact sur la structure de l'ISM, sans pour autant affecter radicalement la formation d'étoiles. Dans un contexte cosmologique, il est plus difficile de comparer deux simulations exactement. Dans ce but, j'utilise deux approches : d'une part, je redémarre en « allumant » le transfert radiatif couplé une simulation initialement purement hydrodynamique. D'autre part, Ramses-RT offre la possibilité de post-traiter une simulation pour réaliser le transfert radiatif ionisant, qu'elle ait

été initialement réalisée avec ou sans le couplage RHD. J'ai réalisé ces étapes de post-traitement (ou de re-traitement dans le premier cas) sur un total de quatre simulations variant les modèles de supernovae et de formation stellaire, et leur analyse détaillée est en cours.

7.3 PERSPECTIVES

Si les travaux présentés dans cette thèse apportent des éléments pertinents pour étudier les effets de transfert dans les galaxies à grand z, ils ne sont qu'un petit pas en regard de la compréhension des phénomènes régissant la formation des premières galaxies.

Plusieurs pistes sont envisageables pour continuer dans cette direction, à commencer par la construction d'un véritable échantillon de galaxie comportant plus de trois éléments distincts. Que ce soit en réalisant une simulation dans un volume cosmologique plus important (un zoom qui ne serait pas centré sur un halo en particulier) ou en ajoutant de nouveaux halos à la série de simulations actuelle, il est crucial de prendre en compte les variations de galaxie à galaxie pour pouvoir espérer faire des prédictions pour les prochains relevés avec les instruments du JWST.

En parallèle, le chapitre 4 a établi que le transfert de rayonnement à l'échelle des nuages de formation stellaire est déterminant pour les propriétés radiatives des galaxies elles-mêmes. En couplant les méthodes présentées dans cette thèse aux modèles de nuages moléculaires de Geen et al. (2015a), il serait intéressant de développer une approche hybride pour prendre en compte la structure interne des sites de formation d'étoiles.

Enfin, des observations récentes (Baldassare et al., 2015 ; Reines et al., 2013) ont montré que même les galaxies de faible masse hébergent des trous noirs supermassifs en leur cœur. Si leur luminosité est vraisemblablement trop faible pour en faire les sources dominantes de la réionisation, il est clair que leur présence peut significativement affecter la structure du milieu interstellaire de leur galaxie hôte. En plus d'apporter un moyen supplémentaire pour réguler la formation stellaire, ce « feedback AGN » à faible luminosité pourrait faciliter l'ouverture de canaux transparents par lesquels les photons ionisants pourraient sortir du halo et atteindre le milieu intergalactique.

APPENDICE

A

DÉRIVATION DES ÉQUATIONS

A.1 Équations d'Euler 191
A.2 Équation du transfert radiatif 194

A.1 ÉQUATIONS D'EULER

Nous allons dans cette première partie établir les équations de l'hydrodynamique sous la forme des équations de conservations 2.3. À l'échelle microscopique, un fluide peut être décrit par une collection de points matériels[1] de masse m, ayant des trajectoires $\mathbf{x}(t)$ et des impulsions $\mathbf{p} = m\mathbf{v}(t)$. On fera l'hypothèse que l'on n'a qu'une seule espèce chimique en présence ; dans le cas contraire, il suffirait de sommer linéairement les équations pour chaque espèce. Le nombre de particules en un point $(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ de l'espace des phases, dans un élément de 6-volume infinitésimal $d^3\mathbf{x}\ d^3\mathbf{v}$ est alors donné par la *fonction de distribution* que l'on notera $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$:

$$dN = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{x}\ d^3\mathbf{v}. \tag{A.1}$$

L'évolution temporelle de la fonction de distribution est donné par l'équation de Boltzmann (1872), qui revient à dire que le volume d'un élément de fluide dans l'espace des phases est conservé sur sa trajectoire $\mathbf{x}(t) = x_i(t)$ (avec $i = 1, 2, 3$) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_i g_i \frac{\partial f}{\partial v_i} = \mathcal{C}[f], \tag{A.2}$$

où on note $v_i = \dot{x}_i$, $g_i = \dot{v}_i$, et $\mathcal{C}[f]$ est l'opérateur de collision (dont on ne se préoccupera pas en détail). L'application du principe fondamental de la dynamique donne que $\mathbf{g} = \mathbf{F}$ où $\mathbf{F}$ est la somme des forces extérieures, en l'occurrence $\mathbf{F} = -\nabla\phi$ lorsque seule la gravité intervient. Dans la suite, on utilisera la convention de sommation d'Einstein selon laquelle on somme sur les indices répétés.

1. On fait abstraction des degrés de liberté internes comme la rotation ou la vibration.

Cette fonction de distribution permet de définir la densité locale ρ comme

$$\rho = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) m d^3\mathbf{v} = mn. \tag{A.3}$$

Si Q est une fonction (scalaire, vectorielle ou tensorielle) dépendant uniquement de l'impulsion $m\mathbf{v}$, on peut exprimer la grandeur macroscopique $\mathcal{Q}$ comme

$$\mathcal{Q} = \langle Q \rangle = \frac{\int Q f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) m d^3 v}{\int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) m d^3 v} = \frac{1}{\rho} \int Q m f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 v. \tag{A.4}$$

Cette définition permet notamment d'écrire

$$\int Q f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3 v = n\mathcal{Q} = \frac{\rho}{m}\mathcal{Q}. \tag{A.5}$$

On peut également définir la vitesse d'un élément de fluide comme $\mathbf{u} = \langle \mathbf{v} \rangle$, et on note $\mathbf{w} = \mathbf{v} - \mathbf{u}$.

Pour obtenir un ensemble d'équations décrivant l'évolution spatio-temporelle de quantités comme la densité ou la vitesse du fluide, on multiplie l'équation (A.2) par Q et on l'espace des phases dans l'espace réel (en intégrant sur l'espace des vitesses). On suppose que la quantité Q est invariante par collision, et décroît vers 0 lorsque les vitesses tendent vers l'infini.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial Q f}{\partial t} + v_i \frac{\partial Q f}{\partial x_i} + F_i Q \frac{\partial f}{\partial v_i} &= Q\mathcal{C}[f] \\
\int \frac{\partial Q f}{\partial t} d^3 v + \int v_i \frac{\partial Q f}{\partial x_i} d^3 v + \int F_i Q \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3 v &= \int Q\mathcal{C}[f] d^3 v \\
\frac{\partial n\mathcal{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot (n\langle Q\mathbf{v} \rangle) + \int F_i Q \frac{\partial f}{\partial v_i} d^3 v &= 0
\end{aligned}$$

L'annulation du terme de collision vient du fait que Q n'est pas changé par les collisions. En intégrant le troisième terme de la somme par parties, on trouve

$$\frac{\partial n\langle Q \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (n\langle Q\mathbf{v} \rangle) = n\mathbf{F} \cdot \langle \nabla_v Q \rangle . \tag{A.6}$$

On peut maintenant réécrire cette expression pour les différentes quantités conservées, comme la masse m des particules. Dans ce cas, $\mathcal{Q} = m$ et $\nabla_v Q = 0$. Ainsi :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \tag{A.7}$$

on retrouve l'équation de conservation de la masse.

Pour la conservation du moment, on prend $Q = m\mathbf{v}$. Lors des collisions, l'impulsion de chaque particule n'est pas conservée, mais l'impulsion totale des du système l'est. Dans ce cas, $n\langle Q \rangle = \rho\mathbf{u}$, $\nabla_v Q = m$ et $n\langle Q\mathbf{v} \rangle$ fait apparaître le produit tensoriel $\langle v \otimes v \rangle$, pour lesquels les coordonnées sont

$$\langle v_i v_j \rangle = u_i u_j + \langle w_i w_j \rangle,$$

puisque $\langle w_i \rangle = 0$ par définition. On fait apparaître le *tenseur des contraintes* $\sigma_{ij} = -\rho\langle w_i w_j \rangle$, qui pour un fluide collisionnel se décompose comme $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij}$, et est nul dans le cas non-collisionnel. Pour un fluide non dissipatif comme un gaz parfait, on prend de plus $\tau_{ij} = 0$, si bien que l'on peut écrire l'équation de conservation du moment comme :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P\mathbb{1}) = \rho \mathbf{F} = -\rho \nabla \phi. \tag{A.8}$$

On applique la même méthode pour obtenir la conservation de l'énergie. L'énergie interne d'un élément de fluide est définie comme l'énergie cinétique « particulière » (c'est-à-dire sans tenir compte de la vitesse d'ensemble du fluide) des particules :

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\langle \mathbf{w}^2 \rangle = \frac{1}{\rho}\int \frac{1}{2} m w^2 d^3 v. \tag{A.9}$$

L'énergie totale $\mathcal{E}$ s'écrit alors comme la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique du gaz, soit $\mathcal{E} = \varepsilon + \frac{1}{2}\mathbf{u}^2 = \frac{1}{2}\langle \mathbf{v}^2 \rangle$. On va alors injecter $Q = \frac{1}{2} m \mathbf{v}^2$ dans l'expression générale (A.6). Commençons par calculer les différents termes. D'abord :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}\frac{\partial n \langle \mathbf{v}^2 \rangle}{\partial t} &= \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{2}\frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} \\
&= \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{2}\left(\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}\right) \\
&= \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} - \frac{1}{2}\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}\frac{\partial \rho}{\partial t} \\
&= \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot (\rho \mathbf{F} - \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + P\mathbb{1})) + \frac{1}{2}\mathbf{u}^2 \nabla \cdot (\rho \mathbf{u})
\end{aligned}$$

Le second terme (la dérivation spatiale) s'écrit comme une somme de termes de la forme $\frac{\partial \rho \langle \mathbf{v}^2 v_i \rangle}{\partial x_i}$. Le produit de trois vitesses se décompose en

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{v}^2 v_i \rangle &= \left\langle \sum_j v_j v_j v_i \right\rangle \\
&= \sum_j \big(\langle u_j^2 u_i \rangle + \langle u_j^2 w_i \rangle + \langle w_j^2 u_i \rangle + \langle w_j^2 w_i \rangle \\
&\qquad + 2\langle u_j w_j u_i \rangle + 2\langle u_j w_j w_i \rangle\big) \\
&= \sum_j \big(u_j^2 u_i + \langle w_j^2 \rangle u_i + \langle w_j^2 w_i \rangle + 2u_j \langle w_j w_i \rangle\big) \\
&= \mathbf{u}^2 u_i + 2\varepsilon u_i + 2\Phi + 2\frac{P}{\rho}u_i
\end{aligned}$$

où Φ est proportionnel au flux de conduction thermique que l'on prendra nul (c'est-à-dire que la conduction est négligeable). On peut alors montrer que gradient s'exprime comme

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}\nabla(\rho\mathbf{v}^2\mathbf{v}) &= \frac{1}{2}\nabla\cdot(\rho\mathbf{u}^2\mathbf{u}) + \nabla\cdot(\varepsilon\mathbf{u}) + \nabla\cdot(P\mathbf{u}) \\ &= \frac{1}{2}\mathbf{u}^2\nabla(\rho\mathbf{u}) + \big(\mathbf{u}\cdot\nabla(\rho\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}) - \mathbf{u}^2\nabla\cdot(\rho\mathbf{u})\big) + \nabla((\varepsilon+P)\mathbf{u}) \\ &= \mathbf{u}\cdot\nabla(\rho\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}) - \frac{1}{2}\mathbf{u}^2\nabla(\rho\mathbf{u}) + \nabla\cdot(\varepsilon\mathbf{u}) + P\nabla\cdot\mathbf{u} + \nabla P\cdot\mathbf{u}.\end{aligned}$$

Enfin, le dernier terme peut s'exprimer comme $\frac{1}{2}\rho\mathbf{F}\cdot\langle\nabla_v\mathbf{v}^2\rangle = \mathbf{F}\cdot\rho\mathbf{u}$.

En regroupant les différents éléments, on obtient

$$\frac{\partial\rho\varepsilon}{\partial t} + \nabla\cdot(\varepsilon\mathbf{u}) + P\nabla\cdot\mathbf{u} = 0$$

Autrement dit, on retrouve l'équation de conservation de l'énergie interne (en l'absence des termes sources) :

$$\frac{\partial\rho\varepsilon}{\partial t} + \nabla\cdot(\varepsilon\mathbf{u}) = -P\nabla\cdot\mathbf{u} \tag{A.10}$$

Pour retrouver la conservation de l'énergie totale telle qu'exprimée dans les équations d'Euler (2.3), il aurait suffi de noter que

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}\nabla(\rho\mathbf{v}^2\mathbf{v}) &= \nabla\cdot\left(\rho\left(\frac{1}{2}\mathbf{u}^2+\varepsilon\right)\mathbf{u}\right) + \nabla\cdot(P\mathbf{u}) \\ &= \nabla\cdot(\rho\mathcal{E}+P),\end{aligned}$$

on obtient alors, en posant $\mathbf{F} = -\nabla\phi$

$$\frac{\partial\rho\mathcal{E}}{\partial t} + \nabla\cdot((\rho\mathcal{E}+P)\,\mathbf{u}) = -\rho\mathbf{u}\cdot\nabla\phi. \tag{A.11}$$

Là encore, les termes de chauffage et de refroidissement ont été omis : pour des points matériels, il n'y a pas de processus physiques permettant le refroidissement radiatif.

A.2 ÉQUATION DU TRANSFERT RADIATIF

En appliquant le formalisme de Boltzmann pour un gaz de photons, on peut établir les équations régissant l'évolution du rayonnement. Le nombre de photons ayant une impulsion $\mathbf{p}$ à d^3p près dans un volume élémentaire d^3x et à un instant t donné est défini par

$$dN_\gamma = f_\gamma(t;\mathbf{x},\mathbf{p})d^3x\ d^3p, \tag{A.12}$$

où $f_\gamma(t;\mathbf{x},\mathbf{p})$ définit la fonction de distribution des photons, qui obéit à l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial f_\gamma}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial\dot{x}_i f_\gamma}{\partial x_i} + \sum_i \frac{\partial\dot{p}_i f_\gamma}{\partial p_i} = \text{sources + collisions} \tag{A.13}$$

On peut alors exprimer la conservation du nombre total de photons comme une équation de continuité sur la distribution de photons. En notant que l'impulsion d'un photon s'exprime comme $\mathbf{p} = a\frac{h\nu}{c}\mathbf{n}$, on peut alors exprimer l'intensité spécifique en fonction de la distribution f_γ :

$$I_\nu(t;\mathbf{x},\mathbf{n}) = h\nu f_\gamma(t;\mathbf{x},\mathbf{n})\frac{d^3x\ d^3p}{d\nu\ d\Omega\ dA\ dt}. \tag{A.14}$$

Or on a $a^3\ d^3x = c\ dt\ dA$, et $d^3p = p^2\ dp\ d\Omega$. Comme de plus $p^2\frac{dp}{d\nu} = \frac{ah}{c}\frac{a^2h^2\nu^2}{c^2}$, on peut réécrire I_ν comme

$$I_\nu(t;\mathbf{x},\mathbf{n}) = \frac{h^4\nu^3}{c^2}f_\gamma(t;\mathbf{x},\mathbf{n}) \tag{A.15}$$

À l'aide de l'équation de continuité sur f_γ, on peut exprimer la conservation de l'intensité spécifique. On décompose pour cela l'évolution de I_ν comme

$$\frac{dI_\nu}{dt} = \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial \dot{x}_i I_\nu}{\partial x_i} + \sum_i \frac{\partial \dot{p}_i I_\nu}{\partial p_i} + \dot{\nu}\frac{\partial I_\nu}{\partial \nu}.$$

On note par ailleurs qu'un terme supplémentaire apparaît par rapport à l'équation (A.13), qui indique la dépendance en ν de I_ν.

Commençons par noter que $\dot{\nu} = -H\nu$ où $H = \frac{\dot{a}}{a}$ est le facteur de Hubble. Alors

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial t} = \frac{h^4\nu^3}{c^2}\frac{\partial f_\gamma}{\partial t} + \frac{h^4}{c^2}f_\gamma\frac{\partial \nu^3}{\partial t} = \frac{h^4\nu^3}{c^2}\frac{\partial f_\gamma}{\partial t} - \frac{h^4}{c^2}3\nu^2 H\nu f_\gamma,$$

De plus, en utilisant que $\dot{\mathbf{x}} = \frac{c}{a}\mathbf{n}$, et $\dot{\mathbf{p}} = 0$, les deux autres termes se simplifient en

$$\sum_i \frac{\partial \dot{x}_i I_\nu}{\partial x_i} + \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i}(\dot{p}_i I_\nu) = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\dot{x}_i \frac{h^4\nu^3}{c^2}f_\gamma\right)$$
$$\frac{c}{a}\mathbf{n}\cdot\nabla I_\nu = \frac{h^4\nu^3}{c^2}\sum_i \frac{\partial}{\partial x_i}(\dot{x}_i f_\gamma).$$

En regroupant tous les termes, en factorisant par $\frac{1}{c}$ puis en multipliant l'équation (A.13) par $\frac{h^4\nu^3}{c^2}$, on peut alors obtenir l'*équation du transfert radiatif en coordonnées comobiles* :

$$\frac{1}{c}\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \frac{1}{a}\mathbf{n}\cdot\nabla I_\nu - H\left(\nu\frac{\partial I_\nu}{\partial \nu} - 3I_\nu\right) = \eta_\nu - \kappa_\nu I_\nu \tag{A.16}$$

où l'on a noté η_ν les termes sources et $-\kappa_\nu I_\nu$ les collisions.

Si l'on néglige l'expansion de l'Univers ($H = 0$ et $a = 1$), on retrouve exactement l'équation du transfert radiatif (2.23).

BIBLIOGRAPHIE

Abbott, B. P., R. Abbott, T. D. Abbott et al. (2016). « Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger ». In : *Physical Review Letters* 116.6, 061102, p. 061102. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.061102. arXiv : 1602.03837 (cf. p. 19).

Abel, T., G. L. Bryan et M. L. Norman (2002). « The Formation of the First Star in the Universe ». In : *Science* 295, p. 93–98. doi : 10.1126/science.295.5552.93. eprint : astro-ph/0112088 (cf. p. 40).

Abel, T., M. L. Norman et P. Madau (1999). « Photon-conserving Radiative Transfer around Point Sources in Multidimensional Numerical Cosmology ». In : *ApJ* 523, p. 66–71. doi : 10.1086/307739. eprint : astro-ph/9812151 (cf. p. 49).

Adams, T. F. (1972). « The Escape of Resonance-Line Radiation from Extremely Opaque Media ». In : *ApJ* 174, p. 439. doi : 10.1086/151503 (cf. p. 77, 91).

Agertz, O., B. Moore, J. Stadel et al. (2007). « Fundamental differences between SPH and grid methods ». In : *MNRAS* 380, p. 963–978. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.12183.x. eprint : astro-ph/0610051 (cf. p. 28).

Ahn, S.-H., H.-W. Lee et H. M. Lee (2000). « Ly Alpha Transfer in a Thick, Dusty, and Static Medium ». In : *Journal of Korean Astronomical Society* 33, p. 29–36. eprint : astro-ph/0006172 (cf. p. 91).

Ajiki, M., Y. Taniguchi, S. S. Fujita et al. (2003). « A Subaru Search for Lyα Emitters at Redshift 5.7 ». In : *AJ* 126, p. 2091–2107. doi : 10.1086/378481. eprint : astro-ph/0307325 (cf. p. 88).

Alavi, A., B. Siana, J. Richard et al. (2014). « Ultra-faint Ultraviolet Galaxies at $z \sim 2$ behind the Lensing Cluster A1689 : The Luminosity Function, Dust Extinction, and Star Formation Rate Density ». In : *ApJ* 780, 143, p. 143. doi : 10.1088/0004-637X/780/2/143. arXiv : 1305.2413 (cf. p. 16).

Altay, G., R. A. C. Croft et I. Pelupessy (2008). « SPHRAY : a smoothed particle hydrodynamics ray tracer for radiative transfer ». In : *MNRAS* 386, p. 1931–1946. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13212.x. arXiv : 0802.3698 (cf. p. 50).

Alvarez, M. A., V. Bromm et P. R. Shapiro (2006). « The H II Region of the First Star ». In : *ApJ* 639, p. 621–632. doi : 10.1086/499578. eprint : astro-ph/0507684 (cf. p. 49).

Alvarez, M. A., K. Finlator et M. Trenti (2012). « Constraints on the Ionizing Efficiency of the First Galaxies ». In : *ApJ* 759, L38, p. L38. doi : 10.1088/2041-8205/759/2/L38. arXiv : 1209.1387 (cf. p. 6).

Arons, J. et D. W. Wingert (1972). « Theoretical Models of Photoionized Intergalactic Hydrogen ». In : *ApJ* 177, p. 1. doi : 10.1086/151682 (cf. p. 13).

Atek, H., J. Richard, M. Jauzac et al. (2015). « Are Ultra-faint Galaxies at $z = 6 - 8$ Responsible for Cosmic Reionization ? Combined Constraints from the Hubble Frontier Fields Clusters and Parallels ». In : *ApJ* 814, 69, p. 69. doi : 10.1088/0004-637X/814/1/69. arXiv : 1509.06764 (cf. p. 16, 143, 149).

Aubert, D. et R. Teyssier (2008). « A radiative transfer scheme for cosmological reionization based on a local Eddington tensor ». In : *MNRAS* 387, p. 295–307. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13223.x. arXiv : 0709.1544 (cf. p. 25, 50, 52).

Auer, L. H. (1968). « Transfer of Lyman Alpha in Diffuse Nebulae ». In : *ApJ* 153, p. 783. doi : 10.1086/149705 (cf. p. 91).

Avery, L. W. et L. L. House (1968). « An Investigation of Resonance-Line Scattering by the Monte Carlo Technique ». In : *ApJ* 152, p. 493. doi : 10.1086/149566 (cf. p. 91).

Bacon, R., M. Accardo, L. Adjali et al. (2010). « The MUSE second-generation VLT instrument ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*. T. 7735. Proc. SPIE, p. 773508. doi : 10.1117/12.856027 (cf. p. 10).

Bacon, R., J. Brinchmann, J. Richard et al. (2015). « The MUSE 3D view of the Hubble Deep Field South ». In : *A&A* 575, A75, A75. doi : 10.1051/0004-6361/201425419. arXiv : 1411.7667 (cf. p. 88).

Baker, J. G. et D. H. Menzel (1938). « Physical Processes in Gaseous Nebulae. III. The Balmer Decrement. » In : *ApJ* 88, p. 52. doi : 10.1086/143959 (cf. p. 85).

Baldassare, V. F., A. E. Reines, E. Gallo et al. (2015). « A $\sim 50,000 M_\odot$ Solar Mass Black Hole in the Nucleus of RGG 118 ». In : *ApJ* 809, L14, p. L14. doi : 10.1088/2041-8205/809/1/L14. arXiv : 1506.07531 (cf. p. 188).

Barkana, R. (2006). « The First Stars in the Universe and Cosmic Reionization ». In : *Science* 313, p. 931–934. doi : 10.1126/science.1125644. eprint : astro-ph/0608450 (cf. p. 4).

Barkana, R. et A. Loeb (2001). « In the beginning : the first sources of light and the reionization of the universe ». In : *Phys. Rep.* 349, p. 125–238. doi : 10.1016/S0370-1573(01)00019-9. eprint : astro-ph/0010468 (cf. p. 3, 14).

Batygin, K. et M. E. Brown (2016). « Evidence for a Distant Giant Planet in the Solar System ». In : *AJ* 151, 22, p. 22. doi : 10.3847/0004-6256/151/2/22. arXiv : 1601.05438 (cf. p. 19).

Becker, G. D. et J. S. Bolton (2013). « New measurements of the ionizing ultraviolet background over $2 < z < 5$ and implications for hydrogen reionization ». In : *MNRAS* 436, p. 1023–1039. doi : 10.1093/mnras/stt1610. arXiv : 1307.2259 (cf. p. 12–13).

Becker, R. H., X. Fan, R. L. White et al. (2001). « Evidence for Reionization at z˜6 : Detection of a Gunn-Peterson Trough in a $z = 6.28$ Quasar ». In : *AJ* 122, p. 2850–2857. doi : 10.1086/324231. eprint : astro-ph/0108097 (cf. p. 7).

Behroozi, P. S., R. H. Wechsler et C. Conroy (2013). « The Average Star Formation Histories of Galaxies in Dark Matter Halos from z = 0-8 ». In : *ApJ* 770, 57, p. 57. doi : 10.1088/0004-637X/770/1/57. arXiv : 1207.6105 (cf. p. 110).

Bennett, C. L., D. Larson, J. L. Weiland et al. (2013). « Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Final Maps and Results ». In : *ApJS* 208, 20, p. 20. doi : 10.1088/0067-0049/208/2/20. arXiv : 1212.5225 (cf. p. 11).

Benson, A. J., N. Sugiyama, A. Nusser et al. (2006). « The epoch of reionization ». In : *MNRAS* 369, p. 1055–1080. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10426.x. eprint : astro-ph/0512364 (cf. p. 6).

Berger, M. J. et P. Colella (1989). « Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics ». In : *Journal of Computational Physics* 82, p. 64–84. doi : 10.1016/0021-9991(89)90035-1 (cf. p. 27).

Berger, M. J. et J. Oliger (1984). « Adaptive Mesh Refinement for Hyperbolic Partial Differential Equations ». In : *Journal of Computational Physics* 53, p. 484–512. doi : 10.1016/0021-9991(84)90073-1 (cf. p. 27).

Bergvall, N., E. Leitet, E. Zackrisson et al. (2013). « Lyman continuum leaking galaxies. Search strategies and local candidates ». In : *A&A* 554, A38, A38. doi : 10.1051/0004-6361/201118433. arXiv : 1303.1576 (cf. p. 18).

Bergvall, N., E. Zackrisson, B.-G. Andersson et al. (2006). « First detection of Lyman continuum escape from a local starburst galaxy. I. Observations of the luminous blue compact galaxy Haro 11 with the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer (FUSE) ». In : *A&A* 448, p. 513–524. doi : 10.1051/0004-6361:20053788 (cf. p. 17).

Binney, J. et S. Tremaine (1987). *Galactic dynamics*. Princeton, NJ : Princeton University Press. 747 p. (cf. p. 44).

Blondin, J. M., E. B. Wright, K. J. Borkowski et al. (1998). « Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants ». In : *ApJ* 500, p. 342–354. doi : 10.1086/305708 (cf. p. 46).

Bodenheimer, P., G. P. Laughlin, M. Rózyczka et al., éds. (2007). *Numerical Methods in Astrophysics : An Introduction* (cf. p. 26).

Bolton, J. S. et M. G. Haehnelt (2007). « The observed ionization rate of the intergalactic medium and the ionizing emissivity at $z \geqslant 5$: evidence for a photon-

starved and extended epoch of reionization ». In : *MNRAS* 382, p. 325–341. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2007.12372.x. eprint : astro-ph/0703306 (cf. p. 7–8, 12).

BOLTZMANN, L. (1872). « Weitere Studien über das Wärmegleichgewicht unter Gasmolekülen ». In : *Wissenschaftliche Abhandlungen*. Sous la dir. de F. HASENÖHRL. T. 1. Cambridge Books Online. Cambridge University Press, p. 316–402. ISBN : 9781139381420. URL : http://dx.doi.org/10.1017/CBO9781139381420.023 (cf. p. 191).

BORTHAKUR, S., T. M. HECKMAN, C. LEITHERER et al. (2014). « A local clue to the reionization of the universe ». In : *Science* 346, p. 216–219. DOI : 10.1126/science.1254214. arXiv : 1410.3511 (cf. p. 17).

BOSELLI, A., S. BOISSIER, L. CORTESE et al. (2009). « High-mass Star Formation in Normal Late-type Galaxies : Observational Constraints to the Initial Mass Function ». In : *ApJ* 706, p. 1527–1544. DOI : 10.1088/0004-637X/706/2/1527. arXiv : 0910.3521 (cf. p. 140).

BOURNAUD, F., D. CHAPON, R. TEYSSIER et al. (2011). « Hydrodynamics of High-redshift Galaxy Collisions : From Gas-rich Disks to Dispersion-dominated Mergers and Compact Spheroids ». In : *ApJ* 730, 4, p. 4. DOI : 10.1088/0004-637X/730/1/4. arXiv : 1006.4782 (cf. p. 26).

BOUTSIA, K., A. GRAZIAN, E. GIALLONGO et al. (2011). « A Low Escape Fraction of Ionizing Photons of $L > L^*$ Lyman Break Galaxies at $z = 3.3$ ». In : *ApJ* 736, 41, p. 41. DOI : 10.1088/0004-637X/736/1/41. arXiv : 1104.5237 (cf. p. 17).

BOUWENS, R. (2016). « Understanding the Epoch of Cosmic Reionization : Challenges and Progress ». In : *Astrophysics and Space Science Library*. Sous la dir. d'A. MESINGER. T. 423. Astrophysics and Space Science Library. Cham : Springer International Publishing. Chap. High-Redshift Galaxy Surveys and the Reionization of the Universe, p. 111–143. ISBN : 978-3-319-21957-8. DOI : 10.1007/978-3-319-21957-8_4. arXiv : 1511.01133 (cf. p. 14).

BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, M. FRANX et al. (2007). « 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 ». In : *ApJ* 670, p. 928–958. DOI : 10.1086/521811. arXiv : 0707.2080 (cf. p. 15).

BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, M. FRANX et al. (2009). « UV Continuum Slope and Dust Obscuration from $z \sim 6$ to $z \sim 2$: The Star Formation Rate Density at High Redshift ». In : *ApJ* 705, p. 936–961. DOI : 10.1088/0004-637X/705/1/936. arXiv : 0909.4074 (cf. p. 15).

BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH et al. (2012a). « Lower-luminosity Galaxies Could Reionize the Universe : Very Steep Faint-end Slopes to the UV Luminosity Functions at $z \geqslant 5-8$ from the HUDF09 WFC3/IR Observations ». In : *ApJ* 752, L5, p. L5. DOI : 10.1088/2041-8205/752/1/L5. arXiv : 1105.2038 (cf. p. 15).

BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH et al. (2012b). « UV-continuum Slopes at $z \sim 4-7$ from the HUDF09+ERS+CANDELS Observations : Discovery of a Well-defined UV Color-Magnitude Relationship for $z \geqslant 4$ Star-forming Galaxies ». In : *ApJ* 754, 83, p. 83. DOI : 10.1088/0004-637X/754/2/83. arXiv : 1109.0994 (cf. p. 15).

BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH et al. (2014). « UV-continuum Slopes of > 4000 $z \sim 4-8$ Galaxies from the HUDF/XDF, HUDF09, ERS, CANDELS-South, and CANDELS-North Fields ». In : *ApJ* 793, 115, p. 115. DOI : 10.1088/0004-637X/793/2/115. arXiv : 1306.2950 (cf. p. 15).

BOUWENS, R. J., G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH et al. (2015). « UV Luminosity Functions at Redshifts $z \sim 4$ to $z \sim 10$: 10,000 Galaxies from HST Legacy Fields ». In : *ApJ* 803, 34, p. 34. DOI : 10.1088/0004-637X/803/1/34. arXiv : 1403.4295 (cf. p. 7, 9, 15).

BOWLER, R. A. A., J. S. DUNLOP, R. J. MCLURE et al. (2014). « The bright end of the galaxy luminosity function at $z \sim 7$: before the onset of mass quenching ? » In :

MNRAS 440, p. 2810–2842. DOI : 10.1093/mnras/stu449. arXiv : 1312.5643 (cf. p. 15).

Bromm, V. (2013). « Formation of the first stars ». In : *Reports on Progress in Physics* 76.11, 112901, p. 112901. DOI : 10.1088/0034-4885/76/11/112901. arXiv : 1305.5178 (cf. p. 133).

Bruzual, G. et S. Charlot (2003). « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 ». In : *MNRAS* 344, p. 1000–1028. DOI : 10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x. eprint : astro-ph/0309134 (cf. p. 15, 55, 87, 108, 140, 144).

Bryan, G. L., M. L. Norman, B. W. O'Shea et al. (2014). « ENZO : An Adaptive Mesh Refinement Code for Astrophysics ». In : *ApJS* 211, 19, p. 19. DOI : 10.1088/0067-0049/211/2/19. arXiv : 1307.2265 (cf. p. 27, 30).

Burke, P. G., D. F. Gallaher et S. Geltman (1969). « Electron scattering by atomic hydrogen using a pseudo-state expansion I. Elastic scattering ». In : *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics* 2, p. 1142–1154. DOI : 10.1088/0022-3700/2/11/304 (cf. p. 83).

Callaway, J., K. Unnikrishnan et D. H. Oza (1987). « Optical-potential study of electron-hydrogen scattering at intermediate energies ». In : *Phys. Rev. A* 36, p. 2576–2584. DOI : 10.1103/PhysRevA.36.2576 (cf. p. 83–84).

Cantalupo, S. et C. Porciani (2011). « RADAMESH : cosmological radiative transfer for Adaptive Mesh Refinement simulations ». In : *MNRAS* 411, p. 1678–1694. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2010.17799.x. arXiv : 1009.1625 (cf. p. 50).

Cantalupo, S., C. Porciani et S. J. Lilly (2008). « Mapping Neutral Hydrogen during Reionization with the Lyα Emission from Quasar Ionization Fronts ». In : *ApJ* 672, p. 48–58. DOI : 10.1086/523298. arXiv : 0709.0654 (cf. p. 86).

Cantalupo, S., C. Porciani, S. J. Lilly et al. (2005). « Fluorescent Lyα Emission from the High-Redshift Intergalactic Medium ». In : *ApJ* 628, p. 61–75. DOI : 10.1086/430758. eprint : astro-ph/0504015 (cf. p. 90–91).

Caruana, J., A. J. Bunker, S. M. Wilkins et al. (2012). « No evidence for Lyman α emission in spectroscopy of $z > 7$ candidate galaxies ». In : *MNRAS* 427, p. 3055–3070. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2012.21996.x. arXiv : 1208.5987 (cf. p. 9).

Caruana, J., A. J. Bunker, S. M. Wilkins et al. (2014). « Spectroscopy of $z \sim 7$ candidate galaxies : using Lyman α to constrain the neutral fraction of hydrogen in the high-redshift universe ». In : *MNRAS* 443, p. 2831–2842. DOI : 10.1093/mnras/stu1341. arXiv : 1311.0057 (cf. p. 9).

Cassata, P., L. A. M. Tasca, O. Le Fèvre et al. (2015). « The VIMOS Ultra-Deep Survey (VUDS) : fast increase in the fraction of strong Lyman-α emitters from $z = 2$ to $z = 6$ ». In : *A&A* 573, A24, A24. DOI : 10.1051/0004-6361/201423824. arXiv : 1403.3693 (cf. p. 9).

Castellano, M., A. Fontana, D. Paris et al. (2010). « The bright end of the $z \sim 7$ UV luminosity function from a wide and deep HAWK-I survey ». In : *A&A* 524, A28, A28. DOI : 10.1051/0004-6361/201015195. arXiv : 1007.5396 (cf. p. 15).

Cen, R. (1992). « A hydrodynamic approach to cosmology - Methodology ». In : *ApJS* 78, p. 341–364. DOI : 10.1086/191630 (cf. p. 57).

Cen, R. et J. P. Ostriker (1992). « Galaxy formation and physical bias ». In : *ApJ* 399, p. L113–L116. DOI : 10.1086/186620 (cf. p. 42).

Chabrier, G. (2003). « Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function ». In : *PASP* 115, p. 763–795. DOI : 10.1086/376392. eprint : astro-ph/0304382 (cf. p. 55, 108, 141, 149).

Chambers, K. C., G. K. Miley et W. J. M. van Breugel (1990). « 4C 41.17 - A radio galaxy at a redshift of 3.8 ». In : *ApJ* 363, p. 21–39. DOI : 10.1086/169316 (cf. p. 165).

Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative transfer*. New York : Dover (cf. p. 47, 79–81).

Chevalier, R. A. (1974). « The Evolution of Supernova Remnants. Spherically Symmetric Models ». In : *ApJ* 188, p. 501–516. DOI : 10.1086/152740 (cf. p. 46).

Choudhury, T. R. et A. Ferrara (2005). « Experimental constraints on self-consistent reionization models ». In : *MNRAS* 361, p. 577–594. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09196.x. eprint : astro-ph/0411027 (cf. p. 6).

Ciardi, B., S. Bianchi et A. Ferrara (2002). « Lyman continuum escape from an inhomogeneous interstellar medium ». In : *MNRAS* 331, p. 463–473. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05194.x. eprint : astro-ph/0111532 (cf. p. 104, 132).

Ciardi, B., A. Ferrara, S. Marri et al. (2001). « Cosmological reionization around the first stars : Monte Carlo radiative transfer ». In : *MNRAS* 324, p. 381–388. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04316.x. eprint : astro-ph/0005181 (cf. p. 50).

Civano, F., M. Brusa, A. Comastri et al. (2011). « The Population of High-redshift Active Galactic Nuclei in the Chandra-COSMOS Survey ». In : *ApJ* 741, 91, p. 91. doi : 10.1088/0004-637X/741/2/91. arXiv : 1103.2570 (cf. p. 14).

Clarke, C. et M. S. Oey (2002). « Galactic porosity and a star formation threshold for the escape of ionizing radiation from galaxies ». In : *MNRAS* 337, p. 1299–1308. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05976.x. eprint : astro-ph/0208442 (cf. p. 104, 132).

Clément, B., J.-G. Cuby, F. Courbin et al. (2012). « Evolution of the observed Lyα luminosity function from $z = 6.5$ to $z = 7.7$: evidence for the epoch of reionization ? » In : *A&A* 538, A66, A66. doi : 10.1051/0004-6361/201117312. arXiv : 1105.4235 (cf. p. 9).

Cohen-Tannoudji, Claude, Bernard Diu et Franck Laloë (1973). *Mécanique quantique*. Français. Hermann. isbn : 2705661212 (cf. p. 62).

Commerçon, B., R. Teyssier, E. Audit et al. (2011). « Radiation hydrodynamics with adaptive mesh refinement and application to prestellar core collapse. I. Methods ». In : *A&A* 529, A35, A35. doi : 10.1051/0004-6361/201015880. arXiv : 1102.1216 (cf. p. 25, 50–51).

Conroy, C. et K. M. Kratter (2012). « Runaway Stars and the Escape of Ionizing Radiation from High-redshift Galaxies ». In : *ApJ* 755, 123, p. 123. doi : 10.1088/0004-637X/755/2/123. arXiv : 1205.3495 (cf. p. 137).

Cowie, L. L., A. J. Barger et L. Trouille (2009). « Measuring the Sources of the Intergalactic Ionizing Flux ». In : *ApJ* 692, p. 1476–1488. doi : 10.1088/0004-637X/692/2/1476. arXiv : 0811.1042 (cf. p. 17).

Cowie, L. L. et E. M. Hu (1998). « 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 ». In : *AJ* 115, p. 1319–1328. doi : 10.1086/300309. eprint : astro-ph/9801003 (cf. p. 88).

Crowther, P. A., O. Schnurr, R. Hirschi et al. (2010). « The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted 150$M_\odot$ stellar mass limit ». In : *MNRAS* 408, p. 731–751. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17167.x. arXiv : 1007.3284 (cf. p. 136).

Dale, J. E., B. Ercolano et I. A. Bonnell (2012). « Ionizing feedback from massive stars in massive clusters - II. Disruption of bound clusters by photoionization ». In : *MNRAS* 424, p. 377–392. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21205.x. arXiv : 1205.0360 (cf. p. 134).

Deharveng, J.-M., V. Buat, V. Le Brun et al. (2001). « Constraints on the Lyman continuum radiation from galaxies : First results with FUSE on Mrk 54 ». In : *A&A* 375, p. 805–813. doi : 10.1051/0004-6361:20010920. eprint : astro-ph/0106306 (cf. p. 17).

Dekel, A. et J. Silk (1986). « The origin of dwarf galaxies, cold dark matter, and biased galaxy formation ». In : *ApJ* 303, p. 39–55. doi : 10.1086/164050 (cf. p. 46).

Dey, A., C. Bian, B. T. Soifer et al. (2005). « Discovery of a Large ˜200 kpc Gaseous Nebula at $z \sim 2.7$ with the Spitzer Space Telescope ». In : *ApJ* 629, p. 654–666. doi : 10.1086/430775. eprint : astro-ph/0503632 (cf. p. 165).

Dijkstra, M. (2014). « Lyα Emitting Galaxies as a Probe of Reionisation ». In : *Publ. Astron. Soc. Australia* 31, e040, e040. doi : 10.1017/pasa.2014.33. arXiv : 1406.7292 (cf. p. 83–84, 86).

— (2016). « Understanding the Epoch of Cosmic Reionization : Challenges and Progress ». In : *Astrophysics and Space Science Library*. Sous la dir. d'A. Mesinger. T. 423. Astrophysics and Space Science Library. Cham : Springer International Publishing. Chap. Constraining Reionization with Lyα Emitting Galaxies, p. 145–161. isbn : 978-3-319-21957-8. doi : 10.1007/978-3-319-21957-8_5. arXiv : 1511.01218 (cf. p. 8).

Dijkstra, M. et M. Gronke (2016). « The LyA-LyC Connection : Evidence for an Enhanced Contribution of UV-faint Galaxies to Cosmic Reionization ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1604.08208 (cf. p. 154).

Dijkstra, M., Z. Haiman et A. Loeb (2004). « A Limit from the X-Ray Background on the Contribution of Quasars to Reionization ». In : *ApJ* 613, p. 646–654. doi : 10.1086/422167. eprint : astro-ph/0403078 (cf. p. 13).

Dijkstra, M., Z. Haiman et M. Spaans (2006). « Lyα Radiation from Collapsing Protogalaxies. I. Characteristics of the Emergent Spectrum ». In : *ApJ* 649, p. 14–36. doi : 10.1086/506243. eprint : astro-ph/0510407 (cf. p. 76, 89, 91, 166).

Dijkstra, M. et R. Kramer (2012). « Line transfer through clumpy, large-scale outflows : Ly α absorption and haloes around star-forming galaxies ». In : *MNRAS* 424, p. 1672–1693. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21131.x. arXiv : 1203.3803 (cf. p. 72, 74, 89).

Dijkstra, M. et A. Loeb (2008). « The polarization of scattered Lyα radiation around high-redshift galaxies ». In : *MNRAS* 386, p. 492–504. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13066.x. arXiv : 0711.2312 (cf. p. 72–73, 82, 96, 98–99, 166).

Djorgovski, S. et D. J. Thompson (1992). « Searches for Primeval Galaxies ». In : *The Stellar Populations of Galaxies*. Sous la dir. de B. Barbuy et A. Renzini. T. 149. IAU Symposium, p. 337 (cf. p. 88).

Domínguez, A., B. Siana, A. M. Brooks et al. (2015). « Consequences of bursty star formation on galaxy observables at high redshifts ». In : *MNRAS* 451, p. 839–848. doi : 10.1093/mnras/stv1001. arXiv : 1408.5788 (cf. p. 137, 140, 154).

Dopita, M. A. et R. S. Sutherland (2003). *Astrophysics of the diffuse universe*. Astronomy and Astrophysics Library. Berlin, New York : Springer. isbn : 3540433627 (cf. p. 88).

Doroshkevich, A. G. et P. D. Naselsky (2002). « Ionization history of the universe as a test for superheavy dark matter particles ». In : *Phys. Rev. D* 65.12, 123517, p. 123517. doi : 10.1103/PhysRevD.65.123517. eprint : astro-ph/0201212 (cf. p. 12).

Dove, J. B. et J. M. Shull (1994). « Photoionization of the diffuse interstellar medium and galactic halo by OB associations ». In : *ApJ* 430, p. 222–235. doi : 10.1086/174397 (cf. p. 103).

Dove, J. B., J. M. Shull et A. Ferrara (2000). « The Escape of Ionizing Photons from OB Associations in Disk Galaxies : Radiation Transfer through Superbubbles ». In : *ApJ* 531, p. 846–860. doi : 10.1086/308481. eprint : astro-ph/9903331 (cf. p. 104).

Draine, B. T. (2003). « Scattering by Interstellar Dust Grains. I. Optical and Ultraviolet ». In : *ApJ* 598, p. 1017–1025. doi : 10.1086/379118. eprint : astro-ph/0304060 (cf. p. 78, 187).

Dubois, Y., J. Devriendt, A. Slyz et al. (2010). « Jet-regulated cooling catastrophe ». In : *MNRAS* 409, p. 985–1001. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17338.x. arXiv : 1004.1851 (cf. p. 26).

Dubois, Y. et R. Teyssier (2008). « On the onset of galactic winds in quiescent star forming galaxies ». In : *A&A* 477, p. 79–94. doi : 10.1051/0004-6361:20078326. arXiv : 0707.3376 (cf. p. 26, 46).

Dubroca, B. et J. Feugeas (1999). « Etude théorique et numérique d'une hiérarchie de modèles aux moments pour le transfert radiatif ». In : *Academie des Sciences*

Paris Comptes Rendus Serie Sciences Mathematiques 329, p. 915–920. DOI : 10.1016/S0764-4442(00)87499-6 (cf. p. 52).

Duncan, K., C. J. Conselice, A. Mortlock et al. (2014). « The mass evolution of the first galaxies : stellar mass functions and star formation rates at $4 < z < 7$ in the CANDELS GOODS-South field ». In : *MNRAS* 444, p. 2960–2984. DOI : 10.1093/mnras/stu1622. arXiv : 1408.2527 (cf. p. 15, 151).

Dunkley, J., E. Komatsu, M. R. Nolta et al. (2009). « Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations : Likelihoods and Parameters from the WMAP Data ». In : *ApJS* 180, p. 306–329. DOI : 10.1088/0067-0049/180/2/306. arXiv : 0803.0586 (cf. p. 10).

Dunlop, J. S., R. J. McLure, B. E. Robertson et al. (2012). « A critical analysis of the ultraviolet continuum slopes (β) of high-redshift galaxies : no evidence (yet) for extreme stellar populations at $z > 6$ ». In : *MNRAS* 420, p. 901–912. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2011.20102.x. arXiv : 1102.5005 (cf. p. 15).

Dunlop, J. S., A. B. Rogers, R. J. McLure et al. (2013). « The UV continua and inferred stellar populations of galaxies at $z \sim 7-9$ revealed by the Hubble Ultra-Deep Field 2012 campaign ». In : *MNRAS* 432, p. 3520–3533. DOI : 10.1093/mnras/stt702. arXiv : 1212.0860 (cf. p. 15).

Eisenstein, D. J. et W. Hu (1998). « Baryonic Features in the Matter Transfer Function ». In : *ApJ* 496, p. 605–614. DOI : 10.1086/305424. eprint : astro-ph/9709112 (cf. p. 37).

Faisst, A. L., P. Capak, C. M. Carollo et al. (2014). « Spectroscopic Observation of Lyα Emitters at $z \sim 7.7$ and Implications on Re-ionization ». In : *ApJ* 788, 87, p. 87. DOI : 10.1088/0004-637X/788/1/87. arXiv : 1402.3604 (cf. p. 9).

Fan, X., C. L. Carilli et B. Keating (2006a). « Observational Constraints on Cosmic Reionization ». In : *ARA&A* 44, p. 415–462. DOI : 10.1146/annurev.astro.44.051905.092514. eprint : astro-ph/0602375 (cf. p. 7).

Fan, X., M. A. Strauss, R. H. Becker et al. (2006b). « Constraining the Evolution of the Ionizing Background and the Epoch of Reionization with z˜6 Quasars. II. A Sample of 19 Quasars ». In : *AJ* 132, p. 117–136. DOI : 10.1086/504836. eprint : astro-ph/0512082 (cf. p. 7).

Fan, X., M. A. Strauss, D. P. Schneider et al. (2003). « A Survey of $z > 5.7$ Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. II. Discovery of Three Additional Quasars at $z > 6$ ». In : *AJ* 125, p. 1649–1659. DOI : 10.1086/368246. eprint : astro-ph/0301135 (cf. p. 7).

Fardal, M. A., N. Katz, J. P. Gardner et al. (2001). « Cooling Radiation and the Lyα Luminosity of Forming Galaxies ». In : *ApJ* 562, p. 605–617. DOI : 10.1086/323519. eprint : astro-ph/0007205 (cf. p. 90, 166).

Faucher-Giguère, C.-A., A. Lidz, L. Hernquist et al. (2008). « Evolution of the Intergalactic Opacity : Implications for the Ionizing Background, Cosmic Star Formation, and Quasar Activity ». In : *ApJ* 688, 85-107, p. 85–107. DOI : 10.1086/592289. arXiv : 0807.4177 (cf. p. 12).

Faure, J., S. Fromang et H. Latter (2014). « Thermodynamics of the dead-zone inner edge in protoplanetary disks ». In : *A&A* 564, A22, A22. DOI : 10.1051/0004-6361/201321911. arXiv : 1402.6525 (cf. p. 26).

Feautrier, P. (1964). « A Procedure for computing the Mean Intensity and the Flux ». In : *SAO Special Report* 167, p. 80 (cf. p. 91).

Federrath, C. et R. S. Klessen (2012). « The Star Formation Rate of Turbulent Magnetized Clouds : Comparing Theory, Simulations, and Observations ». In : *ApJ* 761, 156, p. 156. DOI : 10.1088/0004-637X/761/2/156. arXiv : 1209.2856 (cf. p. 44).

Ferland, G. J., R. L. Porter, P. A. M. van Hoof et al. (2013). « The 2013 Release of Cloudy ». In : *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* 49, p. 137–163. arXiv : 1302.4485 (cf. p. 40, 108, 149).

Fernandez, E. R. et J. M. Shull (2011). « The Effect of Galactic Properties on the Escape Fraction of Ionizing Photons ». In : *ApJ* 731, 20, p. 20. DOI : 10.1088/0004-637X/731/1/20. arXiv : 1006.3519 (cf. p. 104).

Field, G. B. (1959). « The Time Relaxation of a Resonance-Line Profile. » In : *ApJ* 129, p. 551. doi : 10.1086/146654 (cf. p. 71).

Finkelstein, S. L. (2015). « Observational Searches for Galaxies at $z > 6$ ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1511.05558 (cf. p. 14).

Finkelstein, S. L., C. Papovich, R. E. Ryan et al. (2012). « CANDELS : The Contribution of the Observed Galaxy Population to Cosmic Reionization ». In : *ApJ* 758, 93, p. 93. doi : 10.1088/0004-637X/758/2/93. arXiv : 1206.0735 (cf. p. 16).

Finkelstein, S. L., R. E. Ryan Jr., C. Papovich et al. (2015). « The Evolution of the Galaxy Rest-frame Ultraviolet Luminosity Function over the First Two Billion Years ». In : *ApJ* 810, 71, p. 71. doi : 10.1088/0004-637X/810/1/71. arXiv : 1410.5439 (cf. p. 15, 142–143).

Finlator, K., F. Özel et R. Davé (2009). « A new moment method for continuum radiative transfer in cosmological re-ionization ». In : *MNRAS* 393, p. 1090–1106. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14190.x. arXiv : 0808.3578 (cf. p. 50–51).

Fiore, F., S. Puccetti, A. Grazian et al. (2012). « Faint high-redshift AGN in the Chandra deep field south : the evolution of the AGN luminosity function and black hole demography ». In : *A&A* 537, A16, A16. doi : 10.1051/0004-6361/201117581. arXiv : 1109.2888 (cf. p. 14).

Fontana, A., E. Vanzella, L. Pentericci et al. (2010). « The Lack of Intense Lyα in Ultradeep Spectra of $z = 7$ Candidates in GOODS-S : Imprint of Reionization ? » In : *ApJ* 725, p. L205–L209. doi : 10.1088/2041-8205/725/2/L205. arXiv : 1010.2754 (cf. p. 10).

Fontanot, F., S. Cristiani et E. Vanzella (2012). « On the relative contribution of high-redshift galaxies and active galactic nuclei to reionization ». In : *MNRAS* 425, p. 1413–1420. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21594.x. arXiv : 1206.5810 (cf. p. 13).

Francis, P. J., M. A. Dopita, J. W. Colbert et al. (2013). « Hot gas, cold gas and sub-haloes in a Lyman α blob at redshift 2.38 ». In : *MNRAS* 428, p. 28–39. doi : 10.1093/mnras/sts010. arXiv : 1209.3540 (cf. p. 166).

Francis, P. J., G. M. Williger, N. R. Collins et al. (2001). « A Pair of Compact Red Galaxies at Redshift 2.38, Immersed in a 100 Kiloparsec Scale Lyα Nebula ». In : *ApJ* 554, p. 1001–1011. doi : 10.1086/321417. eprint : astro-ph/0102263 (cf. p. 165).

Francis, P. J., B. E. Woodgate, S. J. Warren et al. (1996). « A Group of Galaxies at Redshift 2.38 ». In : *ApJ* 457, p. 490. doi : 10.1086/176747. eprint : astro-ph/9511040 (cf. p. 165).

Frenk, C. S., S. D. M. White, P. Bode et al. (1999). « The Santa Barbara Cluster Comparison Project : A Comparison of Cosmological Hydrodynamics Solutions ». In : *ApJ* 525, p. 554–582. doi : 10.1086/307908. eprint : astro-ph/9906160 (cf. p. 28).

Friedmann, A. (1922). « Über die Krümmung des Raumes ». In : *Zeitschrift fur Physik* 10, p. 377–386. doi : 10.1007/BF01332580 (cf. p. 2).

Fromang, S., P. Hennebelle et R. Teyssier (2006). « A high order Godunov scheme with constrained transport and adaptive mesh refinement for astrophysical magnetohydrodynamics ». In : *A&A* 457, p. 371–384. doi : 10.1051/0004-6361:20065371. eprint : astro-ph/0607230 (cf. p. 25).

Fryxell, B., K. Olson, P. Ricker et al. (2000). « FLASH : An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes ». In : *ApJS* 131, p. 273–334. doi : 10.1086/317361 (cf. p. 27, 30).

Fujita, A., C. L. Martin, M.-M. Mac Low et al. (2003). « The Influence of Supershells and Galactic Outflows on the Escape of Ionizing Radiation from Dwarf Starburst Galaxies ». In : *ApJ* 599, p. 50–69. doi : 10.1086/379276. eprint : astro-ph/0208278 (cf. p. 104, 119).

Furlanetto, S. R. (2016). « Understanding the Epoch of Cosmic Reionization : Challenges and Progress ». In : *Astrophysics and Space Science Library*. Sous la dir. d'A. Mesinger. T. 423. Astrophysics and Space Science Library. Cham : Springer International Publishing. Chap. The 21-cm Line as a Probe of Reionization,

p. 247–280. ISBN : 978-3-319-21957-8. DOI : 10.1007/978-3-319-21957-8_9. arXiv : 1511.01131 (cf. p. 12).

FURLANETTO, S. R., S. P. OH et F. H. BRIGGS (2006a). « Cosmology at low frequencies : The 21 cm transition and the high-redshift Universe ». In : *Phys. Rep.* 433, p. 181–301. DOI : 10.1016/j.physrep.2006.08.002. eprint : astro-ph/0608032 (cf. p. 12).

FURLANETTO, S. R., S. P. OH et E. PIERPAOLI (2006b). « Effects of dark matter decay and annihilation on the high-redshift 21cm background ». In : *Phys. Rev. D* 74.10, 103502, p. 103502. DOI : 10.1103/PhysRevD.74.103502. eprint : astro-ph/0608385 (cf. p. 12).

FURLANETTO, S. R., J. SCHAYE, V. SPRINGEL et al. (2005). « Lyα Emission from Structure Formation ». In : *ApJ* 622, p. 7–27. DOI : 10.1086/426808. eprint : astro-ph/0409736 (cf. p. 166).

FYNBO, J. U., P. MØLLER et S. J. WARREN (1999). « Extended LY alpha emission from a damped LY alpha absorber at $z = 1.93$, and the relation between damped LY alpha absorbers and Lyman-break galaxies ». In : *MNRAS* 305, p. 849–858. DOI : 10.1046/j.1365-8711.1999.02520.x. eprint : astro-ph/9812434 (cf. p. 165).

GALLE, J. G. (1846). « Account of the discovery of Le Verrier's planet Neptune, at Berlin, Sept. 23, 1846 ». In : *MNRAS* 7, p. 153. DOI : 10.1093/mnras/7.9.153 (cf. p. 19).

GAMOW, G. (1946). « Expanding Universe and the Origin of Elements ». In : *Physical Review* 70, p. 572–573. DOI : 10.1103/PhysRev.70.572.2 (cf. p. 3).

GARDNER, J. P., J. C. MATHER, M. CLAMPIN et al. (2006). « The James Webb Space Telescope ». In : *Space Sci. Rev.* 123, p. 485–606. DOI : 10.1007/s11214-006-8315-7. eprint : astro-ph/0606175 (cf. p. 139).

GAREL, T., J. BLAIZOT, B. GUIDERDONI et al. (2012). « Modelling high redshift Lyman α emitters ». In : *MNRAS* 422, p. 310–325. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2012.20607.x. arXiv : 1202.0610 (cf. p. 89).

GAREL, T., J. BLAIZOT, B. GUIDERDONI et al. (2015). « The UV, Lyman α, and dark matter halo properties of high-redshift galaxies ». In : *MNRAS* 450, p. 1279–1294. DOI : 10.1093/mnras/stv374. arXiv : 1503.06635 (cf. p. 10, 149).

GAREL, T., B. GUIDERDONI et J. BLAIZOT (2016). « Lyman-α emitters in the context of hierarchical galaxy formation : predictions for VLT/MUSE surveys ». In : *MNRAS* 455, p. 3436–3452. DOI : 10.1093/mnras/stv2467. arXiv : 1511.05597 (cf. p. 89, 160).

GAWISER, E., P. G. VAN DOKKUM, C. GRONWALL et al. (2006). « The Physical Nature of Lyα-emitting Galaxies at $z = 3.1$ ». In : *ApJ* 642, p. L13–L16. DOI : 10.1086/504467. eprint : astro-ph/0603244 (cf. p. 89).

GEEN, S., P. HENNEBELLE, P. TREMBLIN et al. (2015a). « Photoionization feedback in a self-gravitating, magnetized, turbulent cloud ». In : *MNRAS* 454, p. 4484–4502. DOI : 10.1093/mnras/stv2272. arXiv : 1507.02981 (cf. p. 26, 126, 135, 188).

GEEN, S., J. ROSDAHL, J. BLAIZOT et al. (2015b). « A detailed study of feedback from a massive star ». In : *MNRAS* 448, p. 3248–3264. DOI : 10.1093/mnras/stv251. arXiv : 1412.0484 (cf. p. 135).

GELMINI, G. B. (2015). « TASI 2014 Lectures : The Hunt for Dark Matter ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1502.01320 (cf. p. 28).

GIALLONGO, E., S. CRISTIANI, S. D'ODORICO et al. (2002). « A Low Upper Limit to the Lyman Continuum Emission of Two Galaxies at $z \sim= 3$ ». In : *ApJ* 568, p. L9–L12. DOI : 10.1086/340254. eprint : astro-ph/0202293 (cf. p. 17).

GIALLONGO, E., A. GRAZIAN, F. FIORE et al. (2015). « Faint AGNs at $z > 4$ in the CANDELS GOODS-S field : looking for contributors to the reionization of the Universe ». In : *A&A* 578, A83, A83. DOI : 10.1051/0004-6361/201425334. arXiv : 1502.02562 (cf. p. 14).

GINGOLD, R. A. et J. J. MONAGHAN (1977). « Smoothed particle hydrodynamics - Theory and application to non-spherical stars ». In : *MNRAS* 181, p. 375–389. DOI : 10.1093/mnras/181.3.375 (cf. p. 27).

Glikman, E., S. G. Djorgovski, D. Stern et al. (2011). « The Faint End of the Quasar Luminosity Function at $z \sim 4$: Implications for Ionization of the Intergalactic Medium and Cosmic Downsizing ». In : *ApJ* 728, L26, p. L26. doi : 10.1088/2041-8205/728/2/L26. arXiv : 1101.0537 (cf. p. 14).

Gnat, O. et G. J. Ferland (2012). « Ion-by-ion Cooling Efficiencies ». In : *ApJS* 199, 20, p. 20. doi : 10.1088/0067-0049/199/1/20. arXiv : 1111.6980 (cf. p. 41).

Gnedin, N. Y. (1995). « Softened Lagrangian hydrodynamics for cosmology ». In : *ApJS* 97, p. 231–257. doi : 10.1086/192141 (cf. p. 27).

— (2014). « Cosmic Reionization on Computers. I. Design and Calibration of Simulations ». In : *ApJ* 793, 29, p. 29. doi : 10.1088/0004-637X/793/1/29. arXiv : 1403.4245 (cf. p. 6).

— (2016). « Star Formation in Galaxy Evolution : Connecting Numerical Models to Reality : Saas-Fee Advanced Course 43. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy ». In : sous la dir. d'Y. Revaz, P. Jablonka, R. Teyssier et al. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg. Chap. Modeling Physical Processes at Galactic Scales and Above, p. 1–84. isbn : 978-3-662-47890-5. doi : 10.1007/978-3-662-47890-5_1. url : http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-47890-5_1 (cf. p. 41).

Gnedin, N. Y. et T. Abel (2001). « Multi-dimensional cosmological radiative transfer with a Variable Eddington Tensor formalism ». In : *New Astron.* 6, p. 437–455. doi : 10.1016/S1384-1076(01)00068-9. eprint : astro-ph/0106278 (cf. p. 50–51, 58).

Gnedin, N. Y., A. V. Kravtsov et H.-W. Chen (2008). « Escape of Ionizing Radiation from High-Redshift Galaxies ». In : *ApJ* 672, 765-775, p. 765–775. doi : 10.1086/524007. arXiv : 0707.0879 (cf. p. 104, 117, 119).

González, M., E. Audit et P. Huynh (2007). « HERACLES : a three-dimensional radiation hydrodynamics code ». In : *A&A* 464, p. 429–435. doi : 10.1051/0004-6361:20065486 (cf. p. 50, 52).

González, M., N. Vaytet, B. Commerçon et al. (2015). « Multigroup radiation hydrodynamics with flux-limited diffusion and adaptive mesh refinement ». In : *A&A* 578, A12, A12. doi : 10.1051/0004-6361/201525971. arXiv : 1504.01894 (cf. p. 50).

Górski, K. M., E. Hivon, A. J. Banday et al. (2005). « HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere ». In : *ApJ* 622, p. 759–771. doi : 10.1086/427976. eprint : astro-ph/0409513 (cf. p. 115).

Gould, A. et D. H. Weinberg (1996). « Imaging the Forest of Lyman Limit Systems ». In : *ApJ* 468, p. 462. doi : 10.1086/177707. eprint : astro-ph/9512138 (cf. p. 90).

Grazian, A., A. Fontana, P. Santini et al. (2015). « The galaxy stellar mass function at $3.5 \leqslant z \leqslant 7.5$ in the CANDELS/UDS, GOODS-South, and HUDF fields ». In : *A&A* 575, A96, A96. doi : 10.1051/0004-6361/201424750. arXiv : 1412.0532 (cf. p. 151).

Grazian, A., E. Giallongo, R. Gerbasi et al. (2016). « The Lyman continuum escape fraction of galaxies at $z = 3.3$ in the VUDS-LBC/COSMOS field ». In : *A&A* 585, A48, A48. doi : 10.1051/0004-6361/201526396. arXiv : 1509.01101 (cf. p. 18).

Grimes, J. P., T. Heckman, A. Aloisi et al. (2009). « Observations of Starburst Galaxies With Far-Ultraviolet Spectrographic Explorer : Galactic Feedback in the Local Universe ». In : *ApJS* 181, p. 272–320. doi : 10.1088/0067-0049/181/1/272 (cf. p. 17).

Grimes, J. P., T. Heckman, D. Strickland et al. (2007). « Feedback in the Local Lyman-break Galaxy Analog Haro 11 as Probed by Far-Ultraviolet and X-Ray Observations ». In : *ApJ* 668, p. 891–905. doi : 10.1086/521353. arXiv : 0707.0693 (cf. p. 17).

Grissom, R. L., D. R. Ballantyne et J. H. Wise (2014). « On the contribution of active galactic nuclei to reionization ». In : *A&A* 561, A90, A90. doi : 10.1051/0004-6361/201322637. arXiv : 1312.1358 (cf. p. 13).

Gunn, J. E. et B. A. Peterson (1965). « On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. » In : *ApJ* 142, p. 1633–1641. doi : 10.1086/148444 (cf. p. 3, 7).

Guo, Y., M. Rafelski, S. M. Faber et al. (2016). « The Bursty Star Formation Histories of Low-mass Galaxies at $0.4 < z < 1$ Revealed by Star Formation Rates Measured from FUV and Hβ ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1604.05314 (cf. p. 140).

Haardt, F. et P. Madau (2012). « Radiative Transfer in a Clumpy Universe. IV. New Synthesis Models of the Cosmic UV/X-Ray Background ». In : *ApJ* 746, 125, p. 125. doi : 10.1088/0004-637X/746/2/125. arXiv : 1105.2039 (cf. p. 13).

Haardt, F. et R. Salvaterra (2015). « High-redshift active galactic nuclei and H I reionisation : limits from the unresolved X-ray background ». In : *A&A* 575, L16, p. L16. doi : 10.1051/0004-6361/201525627. arXiv : 1502.03089 (cf. p. 13–14).

Hahn, O. et T. Abel (2011). « Multi-scale initial conditions for cosmological simulations ». In : *MNRAS* 415, p. 2101–2121. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18820.x. arXiv : 1103.6031 (cf. p. 37).

Haiman, Z. et L. Knox (1999). « Reionization of the Intergalactic Medium and its Effect on the CMB ». In : *Microwave Foregrounds*. Sous la dir. d'A. de Oliveira-Costa et M. Tegmark. T. 181. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 227. eprint : astro-ph/9902311 (cf. p. 10).

Haiman, Z. et M. J. Rees (2001). « Extended Lyα Emission around Young Quasars : A Constraint on Galaxy Formation ». In : *ApJ* 556, p. 87–92. doi : 10.1086/321567. eprint : astro-ph/0101174 (cf. p. 89).

Haiman, Z., M. Spaans et E. Quataert (2000). « Lyα Cooling Radiation from High-Redshift Halos ». In : *ApJ* 537, p. L5–L8. doi : 10.1086/312754. eprint : astro-ph/0003366 (cf. p. 90).

Hamilton, D. R. (1940). « On Directional Correlation of Successive Quanta ». In : *Physical Review* 58, p. 122–131. doi : 10.1103/PhysRev.58.122 (cf. p. 72).

— (1947). « The Resonance Radiation Induced by Elliptically Polarized Light. » In : *ApJ* 106, p. 457. doi : 10.1086/144976 (cf. p. 81–82).

Hansen, M. et S. P. Oh (2006). « Lyman α radiative transfer in a multiphase medium ». In : *MNRAS* 367, p. 979–1002. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09870.x. eprint : astro-ph/0507586 (cf. p. 91).

Harrington, J. P. (1973). « The scattering of resonance-line radiation in the limit of large optical depth ». In : *MNRAS* 162, p. 43. doi : 10.1093/mnras/162.1.43 (cf. p. 76–77, 91).

Harten, A., P. D. Lax et B. van Leer (1983). « On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws ». In : *SIAM Review* 25, p. 35 (cf. p. 56).

Hartley, B. et M. Ricotti (2016). « Modeling Reionization in a Bursty Universe ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1602.06302 (cf. p. 163).

Hayes, M., C. Scarlata et B. Siana (2011). « Central powering of the largest Lyman-α nebula is revealed by polarized radiation ». In : *Nature* 476, p. 304–307. doi : 10.1038/nature10320. arXiv : 1108.3332 (cf. p. 167, 182).

Heckman, T. M., M. D. Lehnert, G. K. Miley et al. (1991). « Spectroscopy of spatially extended material around high-redshift radio-loud quasars ». In : *ApJ* 381, p. 373–385. doi : 10.1086/170660 (cf. p. 166).

Heckman, T. M., K. R. Sembach, G. R. Meurer et al. (2001). « On the Escape of Ionizing Radiation from Starbursts ». In : *ApJ* 558, p. 56–62. doi : 10.1086/322475. eprint : astro-ph/0105012 (cf. p. 17, 154).

Hennebelle, P. et G. Chabrier (2011). « Analytical Star Formation Rate from Gravoturbulent Fragmentation ». In : *ApJ* 743, L29, p. L29. doi : 10.1088/2041-8205/743/2/L29. arXiv : 1110.0033 (cf. p. 44).

Hennebelle, P., B. Commerçon, M. Joos et al. (2011). « Collapse, outflows and fragmentation of massive, turbulent and magnetized prestellar barotropic cores ». In : *A&A* 528, A72, A72. doi : 10.1051/0004-6361/201016052. arXiv : 1101.1574 (cf. p. 26).

Hennebelle, P. et S. Fromang (2008). « Magnetic processes in a collapsing dense core. I. Accretion and ejection ». In : *A&A* 477, p. 9–24. doi : 10.1051/0004-6361:20078309. arXiv : 0709.2886 (cf. p. 26).

Henry, A., C. Scarlata, C. L. Martin et al. (2015). « Lyα Emission from Green Peas : The Role of Circumgalactic Gas Density, Covering, and Kinematics ». In : *ApJ* 809, 19, p. 19. doi : 10.1088/0004-637X/809/1/19. arXiv : 1505.05149 (cf. p. 88).

Henyey, L. G. (1940). « The Doppler Effect in Resonance Lines ». In : *Proceedings of the National Academy of Science* 26, p. 50–54. doi : 10.1073/pnas.26.1.50 (cf. p. 74).

Henyey, L. G. et J. L. Greenstein (1941). « Diffuse radiation in the Galaxy ». In : *ApJ* 93, p. 70–83. doi : 10.1086/144246 (cf. p. 78, 97).

Herschel, W. (1785). « On the Construction of the Heavens. » In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I* 75, p. 213–266 (cf. p. 2).

Hockney, R. W. et J. W. Eastwood (1981). *Computer Simulation Using Particles*. New York : McGraw-Hill (cf. p. 35–36).

Hogan, C. J. et R. J. Weymann (1987). « Lyman-alpha emission from the Lyman-alpha forest ». In : *MNRAS* 225, 1P–5P. doi : 10.1093/mnras/225.1.1P (cf. p. 90).

Holmberg, E. (1941). « On the Clustering Tendencies among the Nebulae. II. a Study of Encounters Between Laboratory Models of Stellar Systems by a New Integration Procedure. » In : *ApJ* 94, p. 385. doi : 10.1086/144344 (cf. p. 20).

Hopkins, P. F. (2015). « A new class of accurate, mesh-free hydrodynamic simulation methods ». In : *MNRAS* 450, p. 53–110. doi : 10.1093/mnras/stv195. arXiv : 1409.7395 (cf. p. 27).

Hopkins, P. F., D. Kereš, J. Oñorbe et al. (2014). « Galaxies on FIRE (Feedback In Realistic Environments) : stellar feedback explains cosmologically inefficient star formation ». In : *MNRAS* 445, p. 581–603. doi : 10.1093/mnras/stu1738. arXiv : 1311.2073 (cf. p. 42, 110).

Hopkins, P. F., D. Narayanan et N. Murray (2013). « The meaning and consequences of star formation criteria in galaxy models with resolved stellar feedback ». In : *MNRAS* 432, p. 2647–2653. doi : 10.1093/mnras/stt723. arXiv : 1303.0285 (cf. p. 44, 104).

Hopkins, P. F., G. T. Richards et L. Hernquist (2007). « An Observational Determination of the Bolometric Quasar Luminosity Function ». In : *ApJ* 654, p. 731–753. doi : 10.1086/509629. eprint : astro-ph/0605678 (cf. p. 12–13).

Howard, C. S., R. E. Pudritz et W. E. Harris (2014). « Cluster formation in molecular clouds - I. Stellar populations, star formation rates and ionizing radiation ». In : *MNRAS* 438, p. 1305–1317. doi : 10.1093/mnras/stt2275. arXiv : 1312.0635 (cf. p. 136).

Hu, E. M., L. L. Cowie, P. Capak et al. (2004). « The Luminosity Function of Lyα Emitters at Redshift z˜5.7 ». In : *AJ* 127, p. 563–575. doi : 10.1086/381302. eprint : astro-ph/0311528 (cf. p. 88).

Hubble, E. (1929). « A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae ». In : *Proceedings of the National Academy of Science* 15, p. 168–173. doi : 10.1073/pnas.15.3.168 (cf. p. 2).

Hubble, E. P. (1925). « NGC 6822, a remote stellar system. » In : *ApJ* 62. doi : 10.1086/142943 (cf. p. 2).

Hui, L. et N. Y. Gnedin (1997). « Equation of state of the photoionized intergalactic medium ». In : *MNRAS* 292, p. 27. doi : 10.1093/mnras/292.1.27. eprint : astro-ph/9612232 (cf. p. 85).

Hummer, D. G. (1962). « Non-coherent scattering : I. The redistribution function with Doppler broadening ». In : *MNRAS* 125, p. 21–37. doi : 10.1093/mnras/125.1.21 (cf. p. 74).

Iffrig, O. et P. Hennebelle (2015). « Mutual influence of supernovae and molecular clouds ». In : *A&A* 576, A95, A95. doi : 10.1051/0004-6361/201424556. arXiv : 1410.7972 (cf. p. 26).

Iliev, I. T., G. Mellema, K. Ahn et al. (2014). « Simulating cosmic reionization : how large a volume is large enough ? » In : *MNRAS* 439, p. 725–743. doi : 10.1093/mnras/stt2497. arXiv : 1310.7463 (cf. p. 6).

Iliev, I. T., G. Mellema, U.-L. Pen et al. (2006). « Simulating cosmic reionization at large scales - I. The geometry of reionization ». In : *MNRAS* 369, p. 1625–1638. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10502.x. eprint : astro-ph/0512187 (cf. p. 6).

Iliev, I. T., G. Mellema, P. R. Shapiro et al. (2007). « Self-regulated reionization ». In : *MNRAS* 376, p. 534–548. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11482.x. eprint : astro-ph/0607517 (cf. p. 6).

Iliev, I. T., G. Mellema, P. R. Shapiro et al. (2012). « Can 21-cm observations discriminate between high-mass and low-mass galaxies as reionization sources ? » In : *MNRAS* 423, p. 2222–2253. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21032.x. arXiv : 1107.4772 (cf. p. 6).

Ishigaki, M., R. Kawamata, M. Ouchi et al. (2015). « Hubble Frontier Fields First Complete Cluster Data : Faint Galaxies at $z \sim 5 - 10$ for UV Luminosity Functions and Cosmic Reionization ». In : *ApJ* 799, 12, p. 12. doi : 10.1088/0004-637X/799/1/12. arXiv : 1408.6903 (cf. p. 15).

Iwata, I., A. K. Inoue, Y. Matsuda et al. (2009). « Detections of Lyman Continuum from Star-Forming Galaxies at $z \sim 3$ through Subaru/Suprime-Cam Narrow-Band Imaging ». In : *ApJ* 692, p. 1287–1293. doi : 10.1088/0004-637X/692/2/1287. arXiv : 0805.4012 (cf. p. 17–18).

Izotov, Y. I., I. Orlitová, D. Schaerer et al. (2016a). « Eight per cent leakage of Lyman continuum photons from a compact, star-forming dwarf galaxy ». In : *Nature* 529, p. 178–180. doi : 10.1038/nature16456 (cf. p. 17, 156).

Izotov, Y. I., D. Schaerer, T. X. Thuan et al. (2016b). « Detection of high Lyman continuum leakage from four low-redshift compact star-forming galaxies ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1605.05160 (cf. p. 17, 156).

Jaskot, A. E. et M. S. Oey (2013). « The Origin and Optical Depth of Ionizing Radiation in the "Green Pea" Galaxies ». In : *ApJ* 766, 91, p. 91. doi : 10.1088/0004-637X/766/2/91. arXiv : 1301.0530 (cf. p. 156).

Joung, M. K. R. et M.-M. Mac Low (2006). « Turbulent Structure of a Stratified Supernova-driven Interstellar Medium ». In : *ApJ* 653, p. 1266–1279. doi : 10.1086/508795. eprint : astro-ph/0601005 (cf. p. 134).

Kant, I. (1755). *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* (cf. p. 1).

Kashikawa, N., K. Shimasaku, M. A. Malkan et al. (2006). « The End of the Reionization Epoch Probed by Lyα Emitters at $z = 6.5$ in the Subaru Deep Field ». In : *ApJ* 648, p. 7–22. doi : 10.1086/504966. eprint : astro-ph/0604149 (cf. p. 9).

Kashikawa, N., K. Shimasaku, Y. Matsuda et al. (2011). « Completing the Census of Lyα Emitters at the Reionization Epoch ». In : *ApJ* 734, 119, p. 119. doi : 10.1088/0004-637X/734/2/119. arXiv : 1104.2330 (cf. p. 9).

Katz, N. (1992). « Dissipational galaxy formation. II - Effects of star formation ». In : *ApJ* 391, p. 502–517. doi : 10.1086/171366 (cf. p. 42).

Kennicutt Jr., R. C. (1998). « The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies ». In : *ApJ* 498, p. 541–552. doi : 10.1086/305588. eprint : astro-ph/9712213 (cf. p. 43, 88).

Kereš, D., N. Katz, D. H. Weinberg et al. (2005). « How do galaxies get their gas ? » In : *MNRAS* 363, p. 2–28. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09451.x. eprint : astro-ph/0407095 (cf. p. 20–21, 90, 166).

Khokhlov, A. (1998). « Fully Threaded Tree Algorithms for Adaptive Refinement Fluid Dynamics Simulations ». In : *Journal of Computational Physics* 143, p. 519–543. doi : 10.1006/jcph.1998.9998. eprint : astro-ph/9701194 (cf. p. 29).

Kim, J.-h., T. Abel, O. Agertz et al. (2014). « The AGORA High-resolution Galaxy Simulations Comparison Project ». In : *ApJS* 210, 14, p. 14. doi : 10.1088/0067-0049/210/1/14. arXiv : 1308.2669 (cf. p. 28).

Kim, J.-h., M. R. Krumholz, J. H. Wise et al. (2013). « Dwarf Galaxies with Ionizing Radiation Feedback. I. Escape of Ionizing Photons ». In : *ApJ* 775, 109, p. 109. doi : 10.1088/0004-637X/775/2/109. arXiv : 1210.3361 (cf. p. 104, 115, 119).

Kimm, T. et R. Cen (2014). « Escape Fraction of Ionizing Photons during Reionization : Effects due to Supernova Feedback and Runaway OB Stars ». In : *ApJ* 788, 121, p. 121. doi : 10.1088/0004-637X/788/2/121. arXiv : 1405.0552 (cf. p. 16, 46, 104–105, 107, 112, 116–117, 125, 132, 137, 139).

Kimm, T., R. Cen, J. Devriendt et al. (2015). « Towards simulating star formation in turbulent high-z galaxies with mechanical supernova feedback ». In : *MNRAS* 451, p. 2900–2921. doi : 10.1093/mnras/stv1211. arXiv : 1501.05655 (cf. p. 26, 46, 104, 136).

Klessen, R. S. et S. C. O. Glover (2016). « Star Formation in Galaxy Evolution : Connecting Numerical Models to Reality ». In : sous la dir. d'Y. Revaz, P. Jablonka, R. Teyssier et al. T. 43. Saas-Fee Advanced Course. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy. Berlin, Heidelberg : Springer. Chap. Physical Processes in the Interstellar Medium, p. 85–249. doi : 10.1007/978-3-662-47890-5_2. url : http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-47890-5_2 (cf. p. 40–41).

Kobayashi, M. A. R., T. Totani et M. Nagashima (2007). « Lyα Emitters in Hierarchical Galaxy Formation ». In : *ApJ* 670, p. 919–927. doi : 10.1086/522200. arXiv : 0705.4349 (cf. p. 89).

Koekemoer, A. M., R. S. Ellis, R. J. McLure et al. (2013). « The 2012 Hubble Ultra Deep Field (UDF12) : Observational Overview ». In : *ApJS* 209, 3, p. 3. doi : 10.1088/0067-0049/209/1/3. arXiv : 1212.1448 (cf. p. 15).

Kollmeier, J. A., Z. Zheng, R. Davé et al. (2010). « Lyα Emission from Cosmic Structure. I. Fluorescence ». In : *ApJ* 708, p. 1048–1075. doi : 10.1088/0004-637X/708/2/1048. arXiv : 0907.0704 (cf. p. 90).

Komatsu, E., K. M. Smith, J. Dunkley et al. (2011). « Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation ». In : *ApJS* 192, 18, p. 18. doi : 10.1088/0067-0049/192/2/18. arXiv : 1001.4538 (cf. p. 37).

Konno, A., M. Ouchi, Y. Ono et al. (2014). « Accelerated Evolution of the Lyα Luminosity Function at $z \gtrsim 7$ Revealed by the Subaru Ultra-deep Survey for Lyα Emitters at $z = 7.3$ ». In : *ApJ* 797, 16, p. 16. doi : 10.1088/0004-637X/797/1/16. arXiv : 1404.6066 (cf. p. 9).

Kravtsov, A. V., A. A. Klypin et A. M. Khokhlov (1997). « Adaptive Refinement Tree : A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations ». In : *ApJS* 111, p. 73–94. doi : 10.1086/313015. eprint : astro-ph/9701195 (cf. p. 27).

Krumholz, M. R., R. I. Klein, C. F. McKee et al. (2007). « Equations and Algorithms for Mixed-frame Flux-limited Diffusion Radiation Hydrodynamics ». In : *ApJ* 667, p. 626–643. doi : 10.1086/520791. eprint : astro-ph/0611003 (cf. p. 50–51).

Krumholz, M. R. et C. F. McKee (2005). « A General Theory of Turbulence-regulated Star Formation, from Spirals to Ultraluminous Infrared Galaxies ». In : *ApJ* 630, p. 250–268. doi : 10.1086/431734. eprint : astro-ph/0505177 (cf. p. 44).

Kuhlen, M. et C.-A. Faucher-Giguère (2012). « Concordance models of reionization : implications for faint galaxies and escape fraction evolution ». In : *MNRAS* 423, p. 862–876. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20924.x. arXiv : 1201.0757 (cf. p. 6, 14, 16).

Lamb, D. Q. et D. E. Reichart (2000). « Gamma-Ray Bursts as a Probe of the Very High Redshift Universe ». In : *ApJ* 536, p. 1–18. doi : 10.1086/308918. eprint : astro-ph/9909002 (cf. p. 11).

Laor, A. et H. Netzer (1989). « Massive thin accretion discs. I - Calculated spectra ». In : *MNRAS* 238, p. 897–916. doi : 10.1093/mnras/238.3.897 (cf. p. 13, 89).

Larson, R. B. (1974). « Effects of supernovae on the early evolution of galaxies ». In : *MNRAS* 169, p. 229–246. doi : 10.1093/mnras/169.2.229 (cf. p. 46).

Laursen, P. et J. Sommer-Larsen (2007). « Lyα Resonant Scattering in Young Galaxies : Predictions from Cosmological Simulations ». In : *ApJ* 657, p. L69–L72. doi : 10.1086/513191. eprint : astro-ph/0610761 (cf. p. 89, 91).

Le Verrier, U. J. (1846). « Recherches sur les mouvements d'Uranus par U. J. Le Verrier (Fortsetzung). » In : *Astronomische Nachrichten* 25, p. 65 (cf. p. 19).

Lee, J. C., A. Gil de Paz, C. Tremonti et al. (2009). « Comparison of Hα and UV Star Formation Rates in the Local Volume : Systematic Discrepancies for Dwarf Galaxies ». In : *ApJ* 706, 599-613, p. 599–613. doi : 10.1088/0004-637X/706/1/599. arXiv : 0909.5205 (cf. p. 140).

Lee, J.-S. (1974). « Monte Carlo Simulation of Emission Frequencies from Partial Frequency Redistribution Functions ». In : *ApJ* 192, p. 465–474. doi : 10.1086/153078 (cf. p. 75).

Leitet, E., N. Bergvall, M. Hayes et al. (2013). « Escape of Lyman continuum radiation from local galaxies. Detection of leakage from the young starburst Tol 1247-232 ». In : *A&A* 553, A106, A106. doi : 10.1051/0004-6361/201118370. arXiv : 1302.6971 (cf. p. 17).

Leitherer, C., H. C. Ferguson, T. M. Heckman et al. (1995). « The Lyman Continuum in Starburst Galaxies Observed with the Hopkins Ultraviolet Telescope ». In : *ApJ* 454, p. L19. doi : 10.1086/309760 (cf. p. 17).

Lemaître, G. (1927). « Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques ». In : *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles* 47, p. 49–59 (cf. p. 2).

Levermore, C. D. (1984). « Relating Eddington factors to flux limiters. » In : *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer* 31, p. 149–160. doi : 10.1016/0022-4073(84)90112-2 (cf. p. 52).

Li, A. et B. T. Draine (2001). « Infrared Emission from Interstellar Dust. II. The Diffuse Interstellar Medium ». In : *ApJ* 554, p. 778–802. doi : 10.1086/323147. eprint : astro-ph/0011319 (cf. p. 78).

Livermore, R. C., S. L. Finkelstein et J. M. Lotz (2016). « Directly Observing the Galaxies Likely Responsible for Reionization ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1604.06799 (cf. p. 16).

Lotz, J. M., A. Koekemoer, D. Coe et al. (2016). « The Frontier Fields : Survey Design ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1605.06567 (cf. p. 16).

Lucy, L. B. (1977). « A numerical approach to the testing of the fission hypothesis ». In : *AJ* 82, p. 1013–1024. doi : 10.1086/112164 (cf. p. 27).

Ma, X., P. F. Hopkins, D. Kasen et al. (2016). « Binary Stars Can Provide the "Missing Photons" Needed for Reionization ». In : *MNRAS*. doi : 10.1093/mnras/stw941. arXiv : 1601.07559 (cf. p. 136).

Ma, X., D. Kasen, P. F. Hopkins et al. (2015). « The difficulty of getting high escape fractions of ionizing photons from high-redshift galaxies : a view from the FIRE cosmological simulations ». In : *MNRAS* 453, p. 960–975. doi : 10.1093/mnras/stv1679. arXiv : 1503.07880 (cf. p. 104, 125, 132, 137).

Madau, P. et M. Dickinson (2014). « Cosmic Star-Formation History ». In : *ARA&A* 52, p. 415–486. doi : 10.1146/annurev-astro-081811-125615. arXiv : 1403.0007 (cf. p. 149).

Madau, P., F. Haardt et M. J. Rees (1999). « Radiative Transfer in a Clumpy Universe. III. The Nature of Cosmological Ionizing Sources ». In : *ApJ* 514, p. 648–659. doi : 10.1086/306975. eprint : astro-ph/9809058 (cf. p. 5–6, 12).

Malhotra, S. et J. E. Rhoads (2002). « Large Equivalent Width Lyα line Emission at $z = 4.5$: Young Galaxies in a Young Universe ? » In : *ApJ* 565, p. L71–L74. doi : 10.1086/338980. eprint : astro-ph/0111126 (cf. p. 88).

Malkan, M., W. Webb et Q. Konopacky (2003). « A Hubble Space Telescope Search for Lyman Continuum Emission from Galaxies at $1.1 < z < 1.4$ ». In : *ApJ* 598, p. 878–885. doi : 10.1086/379117. eprint : astro-ph/0310237 (cf. p. 17).

Maselli, A., A. Ferrara et B. Ciardi (2003). « CRASH : a radiative transfer scheme ». In : *MNRAS* 345, p. 379–394. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06979.x. eprint : astro-ph/0307117 (cf. p. 50).

Masson, J., R. Teyssier, C. Mulet-Marquis et al. (2012). « Incorporating Ambipolar and Ohmic Diffusion in the AMR MHD Code RAMSES ». In : *ApJS* 201, 24, p. 24. doi : 10.1088/0067-0049/201/2/24. arXiv : 1206.2476 (cf. p. 25).

Masters, D., P. Capak, M. Salvato et al. (2012). « Evolution of the Quasar Luminosity Function over $3 < z < 5$ in the COSMOS Survey Field ». In : *ApJ* 755, 169, p. 169. doi : 10.1088/0004-637X/755/2/169. arXiv : 1207.2154 (cf. p. 13).

Matsuda, Y., T. Yamada, T. Hayashino et al. (2004). « A Subaru Search for Lyα Blobs in and around the Protocluster Region At Redshift $z = 3.1$ ». In : *AJ* 128, p. 569–584. doi : 10.1086/422020. eprint : astro-ph/0405221 (cf. p. 165).

McCarthy, P. J. (1993). « High redshift radio galaxies ». In : *ARA&A* 31, p. 639–688. doi : 10.1146/annurev.aa.31.090193.003231 (cf. p. 89).

McGreer, I. D., A. Mesinger et V. D'Odorico (2015). « Model-independent evidence in favour of an end to reionization by $z \simeq 6$ ». In : *MNRAS* 447, p. 499–505. doi : 10.1093/mnras/stu2449. arXiv : 1411.5375 (cf. p. 7).

McGreer, I. D., A. Mesinger et X. Fan (2011). « The first (nearly) model-independent constraint on the neutral hydrogen fraction at $z \sim 6$ ». In : *MNRAS* 415, p. 3237–3246. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18935.x. arXiv : 1101.3314 (cf. p. 7).

McLeod, D. J., R. J. McLure, J. S. Dunlop et al. (2015). « New redshift $z \sim 9$ galaxies in the Hubble Frontier Fields : implications for early evolution of the UV luminosity density ». In : *MNRAS* 450, p. 3032–3044. doi : 10.1093/mnras/stv780. arXiv : 1412.1472 (cf. p. 15).

McLure, R. J., J. S. Dunlop, R. A. A. Bowler et al. (2013). « A new multifield determination of the galaxy luminosity function at $z = 7 - 9$ incorporating the 2012 Hubble Ultra-Deep Field imaging ». In : *MNRAS* 432, p. 2696–2716. doi : 10.1093/mnras/stt627. arXiv : 1212.5222 (cf. p. 15).

McQuinn, M., A. Lidz, O. Zahn et al. (2007). « The morphology of HII regions during reionization ». In : *MNRAS* 377, p. 1043–1063. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11489.x. eprint : astro-ph/0610094 (cf. p. 6).

Meiksin, A. A. (2009). « The physics of the intergalactic medium ». In : *Reviews of Modern Physics* 81, p. 1405–1469. doi : 10.1103/RevModPhys.81.1405. arXiv : 0711.3358 (cf. p. 5).

Meinköhn, E. et S. Richling (2002). « Radiative transfer with finite elements. II. Lyalpha line transfer in moving media ». In : *A&A* 392, p. 827–839. doi : 10.1051/0004-6361:20020951. eprint : astro-ph/0206458 (cf. p. 91).

Mellema, G., I. T. Iliev, M. A. Alvarez et al. (2006). « C ^{2}-ray : A new method for photon-conserving transport of ionizing radiation ». In : *New Astron.* 11, p. 374–395. doi : 10.1016/j.newast.2005.09.004. eprint : astro-ph/0508416 (cf. p. 49).

Mesinger, A. (2010). « Was reionization complete by $z \sim 5 - 6$? » In : *MNRAS* 407, p. 1328–1337. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16995.x. arXiv : 0910.4161 (cf. p. 7).

Mesinger, A. et S. Furlanetto (2007). « Efficient Simulations of Early Structure Formation and Reionization ». In : *ApJ* 669, p. 663–675. doi : 10.1086/521806. arXiv : 0704.0946 (cf. p. 6).

Metropolis, N. (1985). « Monte-Carlo : In the Beginning and Some Great Expectations ». In : *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*. Sous la dir. de R. Alcouffe, R. Dautray, A. Forster et al. T. 240. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, p. 62. doi : 10.1007/BFb0049035 (cf. p. 91).

Metropolis, Nicholas et Stanislaw Ulam (1949). « The monte carlo method ». In : *Journal of the American statistical association* 44.247, p. 335–341 (cf. p. 20, 91).

Mihalas, D. (1978). *Stellar atmospheres*. 2e éd. San Francisco : W. H. Freeman et Co. 650 p. (cf. p. 64).

Mihalas, D. et B. W. Mihalas (1984). *Foundations of radiation hydrodynamics*. New York : Oxford University Press. 731 p. (cf. p. 47, 51).

Miller, S. H., R. S. Ellis, A. B. Newman et al. (2014). « The Dwarfs beyond : The Stellar-to-halo Mass Relation for a New Sample of Intermediate Redshift Low-mass Galaxies ». In : *ApJ* 782, 115, p. 115. doi : 10.1088/0004-637X/782/2/115. arXiv : 1310.1079 (cf. p. 111).

Miralda-Escudé, J., M. Haehnelt et M. J. Rees (2000). « Reionization of the Inhomogeneous Universe ». In : *ApJ* 530, p. 1–16. doi : 10.1086/308330. eprint : astro-ph/9812306 (cf. p. 6).

Mitra, S., A. Ferrara et T. R. Choudhury (2013). « The escape fraction of ionizing photons from high-redshift galaxies from data-constrained reionization models ». In : *MNRAS* 428, p. L1–L5. doi : 10.1093/mnrasl/sls001. arXiv : 1207.3803 (cf. p. 6).

Miyazaki, S., Y. Komiyama, H. Nakaya et al. (2012). « Hyper Suprime-Cam ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*. T. 8446. Proc. SPIE, 84460Z. doi : 10.1117/12.926844 (cf. p. 10).

Mo, H., F. C. van den Bosch et S. White (2010). *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge, UK : Cambridge University Press (cf. p. 39).

Mortlock, D. J. (2016). « Understanding the Epoch of Cosmic Reionization : Challenges and Progress ». In : sous la dir. d'A. Mesinger. Cham : Springer International Publishing. Chap. Quasars as Probes of Cosmological Reionization, p. 187–226. isbn : 978-3-319-21957-8. doi : 10.1007/978-3-319-21957-8_7. url : http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-21957-8_7 (cf. p. 8).

Mortlock, D. J., S. J. Warren, B. P. Venemans et al. (2011). « A luminous quasar at a redshift of $z = 7.085$ ». In : *Nature* 474, p. 616–619. doi : 10.1038/nature10159. arXiv : 1106.6088 (cf. p. 7).

Mostardi, R. E., A. E. Shapley, D. B. Nestor et al. (2013). « Narrowband Lyman-continuum Imaging of Galaxies at $z \sim 2.85$ ». In : *ApJ* 779, 65, p. 65. doi : 10.1088/0004-637X/779/1/65. arXiv : 1306.1535 (cf. p. 17, 160).

Mostardi, R. E., A. E. Shapley, C. C. Steidel et al. (2015). « A High-Resolution Hubble Space Telescope Study of Apparent Lyman Continuum Leakers at $z \sim 3$ ». In : *ApJ* 810, 107, p. 107. doi : 10.1088/0004-637X/810/2/107. arXiv : 1506.08201 (cf. p. 17).

Moster, B. P., T. Naab et S. D. M. White (2013). « Galactic star formation and accretion histories from matching galaxies to dark matter haloes ». In : *MNRAS* 428, p. 3121–3138. doi : 10.1093/mnras/sts261. arXiv : 1205.5807 (cf. p. 110).

Mutch, S. J., P. M. Geil, G. B. Poole et al. (2015). « Dark-ages reionization and galaxy formation simulation III : Modelling galaxy formation and the Epoch of Reionization ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1512.00562 (cf. p. 6, 16, 111).

Nelson, A. H. (2000). « Supercomputing in astrophysics ». In : *Reports on Progress in Physics* 63, p. 1851–1892. doi : 10.1088/0034-4885/63/11/202 (cf. p. 20).

Nestor, D. B., A. E. Shapley, K. A. Kornei et al. (2013). « A Refined Estimate of the Ionizing Emissivity from Galaxies at $z \sim= 3$: Spectroscopic Follow-up in the SSA22a Field ». In : *ApJ* 765, 47, p. 47. doi : 10.1088/0004-637X/765/1/47. arXiv : 1210.2393 (cf. p. 17).

Neufeld, D. A. (1990). « The transfer of resonance-line radiation in static astrophysical media ». In : *ApJ* 350, p. 216–241. doi : 10.1086/168375 (cf. p. 76).

Newton, I. (1687). *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*. doi : 10.3931/e-rara-440 (cf. p. 26).

Ocvirk, P., N. Gillet, P. R. Shapiro et al. (2015). « Cosmic Dawn (CoDa) : the First Radiation-Hydrodynamics Simulation of Reionization and Galaxy Formation in the Local Universe ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1511.00011 (cf. p. 6).

Ocvirk, P., C. Pichon et R. Teyssier (2008). « Bimodal gas accretion in the Horizon-MareNostrum galaxy formation simulation ». In : *MNRAS* 390, p. 1326–1338. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13763.x. arXiv : 0803.4506 (cf. p. 166).

Oesch, P. A., R. J. Bouwens, G. D. Illingworth et al. (2013). « Probing the Dawn of Galaxies at $z \sim 9 - 12$: New Constraints from HUDF12/XDF and CANDELS data ». In : *ApJ* 773, 75, p. 75. doi : 10.1088/0004-637X/773/1/75. arXiv : 1301.6162 (cf. p. 9, 15).

Oesch, P. A., G. Brammer, P. G. van Dokkum et al. (2016). « A Remarkably Luminous Galaxy at z=11.1 Measured with Hubble Space Telescope Grism Spectroscopy ». In : *ApJ* 819, 129, p. 129. doi : 10.3847/0004-637X/819/2/129. arXiv : 1603.00461 (cf. p. 3).

Oesch, P. A., P. G. van Dokkum, G. D. Illingworth et al. (2015). « A Spectroscopic Redshift Measurement for a Luminous Lyman Break Galaxy at $z = 7.730$ Using Keck/MOSFIRE ». In : *ApJ* 804, L30, p. L30. doi : 10.1088/2041-8205/804/2/L30. arXiv : 1502.05399 (cf. p. 59, 145).

Oke, J. B. et J. E. Gunn (1983). « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry ». In : *ApJ* 266, p. 713–717. doi : 10.1086/160817 (cf. p. 141).

Ono, Y., M. Ouchi, B. Mobasher et al. (2012). « Spectroscopic Confirmation of Three z-dropout Galaxies at $z = 6.844 - 7.213$: Demographics of Lyα Emission in $z \sim 7$ Galaxies ». In : *ApJ* 744, 83, p. 83. doi : 10.1088/0004-637X/744/2/83. arXiv : 1107.3159 (cf. p. 10).

Orsi, A., C. G. Lacey et C. M. Baugh (2012). « Can galactic outflows explain the properties of Ly α emitters ? » In : *MNRAS* 425, p. 87–115. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21396.x. arXiv : 1110.5701 (cf. p. 89).

Osterbrock, D. E. (1962). « The Escape of Resonance-Line Radiation from an Optically Thick Nebula. » In : *ApJ* 135, p. 195. doi : 10.1086/147258 (cf. p. 77).

Osterbrock, D. E. et G. J. Ferland (2006). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. 2e éd. Sausalito, CA : University Science Book (cf. p. 40).

Ouchi, M., K. Shimasaku, M. Akiyama et al. (2008). « The Subaru/XMM-Newton Deep Survey (SXDS). IV. Evolution of Lyα Emitters from $z = 3.1$ to 5.7 in the 1 deg^2 Field : Luminosity Functions and AGN ». In : *ApJS* 176, 301-330, p. 301–330. doi : 10.1086/527673. arXiv : 0707.3161 (cf. p. 9, 88–89).

Ouchi, M., K. Shimasaku, H. Furusawa et al. (2003). « Subaru Deep Survey. II. Luminosity Functions and Clustering Properties of Lyα Emitters at $z = 4.86$ in the Subaru Deep Field ». In : *ApJ* 582, p. 60–68. doi : 10.1086/344476. eprint : astro-ph/0202204 (cf. p. 88).

Ouchi, M., K. Shimasaku, H. Furusawa et al. (2010). « Statistics of 207 Lyα Emitters at a Redshift Near 7 : Constraints on Reionization and Galaxy Formation Models ». In : *ApJ* 723, p. 869–894. doi : 10.1088/0004-637X/723/1/869. arXiv : 1007.2961 (cf. p. 9, 88).

Paardekooper, J.-P., S. Khochfar et C. Dalla Vecchia (2013). « The First Billion Years project : proto-galaxies reionizing the Universe ». In : *MNRAS* 429, p. L94–L98. doi : 10.1093/mnrasl/sls032. arXiv : 1211.1670 (cf. p. 16, 104).

— (2015). « The First Billion Years project : the escape fraction of ionizing photons in the epoch of reionization ». In : *MNRAS* 451, p. 2544–2563. doi : 10.1093/mnras/stv1114. arXiv : 1501.01967 (cf. p. 104, 116–117, 119, 125, 132).

Padoan, P. et Å. Nordlund (2011). « The Star Formation Rate of Supersonic Magnetohydrodynamic Turbulence ». In : *ApJ* 730, 40, p. 40. doi : 10.1088/0004-637X/730/1/40. arXiv : 0907.0248 (cf. p. 44).

Palunas, P., H. I. Teplitz, P. J. Francis et al. (2004). « The Distribution of Lyα-Emitting Galaxies at $z = 2.38$ ». In : *ApJ* 602, p. 545–554. doi : 10.1086/381145. eprint : astro-ph/0311279 (cf. p. 165).

Partridge, R. B. et P. J. E. Peebles (1967). « Are Young Galaxies Visible ? » In : *ApJ* 147, p. 868. doi : 10.1086/149079 (cf. p. 8, 88).

Pawlik, A. H. et J. Schaye (2008). « TRAPHIC - radiative transfer for smoothed particle hydrodynamics simulations ». In : *MNRAS* 389, p. 651–677. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13601.x. arXiv : 0802.1715 (cf. p. 49).

Peebles, P. J. E. (1980). *The large-scale structure of the universe*. Princeton, NJ : Princeton University Press. 435 p. (cf. p. 37).

— (1993). *Principles of Physical Cosmology*. Princeton, NJ : Princeton University Press. isbn : 978-0-691-01933-8 (cf. p. 3).

Pentericci, L., A. Fontana, E. Vanzella et al. (2011). « Spectroscopic Confirmation of $z \sim 7$ Lyman Break Galaxies : Probing the Earliest Galaxies and the Epoch of Reionization ». In : *ApJ* 743, 132, p. 132. doi : 10.1088/0004-637X/743/2/132. arXiv : 1107.1376 (cf. p. 10).

Penzias, A. A. et R. W. Wilson (1965). « A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. » In : *ApJ* 142, p. 419–421. doi : 10.1086/148307 (cf. p. 3).

Petkova, M. et V. Springel (2009). « An implementation of radiative transfer in the cosmological simulation code GADGET ». In : *MNRAS* 396, p. 1383–1403. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14843.x. arXiv : 0812.1801 (cf. p. 50–51).

— (2011). « A novel approach for accurate radiative transfer in cosmological hydrodynamic simulations ». In : *MNRAS* 415, p. 3731–3749. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18986.x. arXiv : 1012.1017 (cf. p. 49).

Planck Collaboration, R. Adam, N. Aghanim et al. (2016). « Planck 2016 intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1605.03507 (cf. p. 11).

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim et al. (2014). « Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters ». In : *A&A* 571, A16, A16. doi : 10.1051/0004-6361/201321591. arXiv : 1303.5076 (cf. p. 37, 106).

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim et al. (2015). « Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1502.01589 (cf. p. 11).

Powell, L. C., A. Slyz et J. Devriendt (2011). « The impact of supernova-driven winds on stream-fed protogalaxies ». In : *MNRAS* 414, p. 3671–3689. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18668.x. arXiv : 1012.2839 (cf. p. 187).

Prescott, M. K. M., C. L. Martin et A. Dey (2015). « Spatially Resolved Gas Kinematics within a Lyα Nebula : Evidence for Large-scale Rotation ». In : *ApJ* 799, 62, p. 62. doi : 10.1088/0004-637X/799/1/62. arXiv : 1411.2589 (cf. p. 166).

Prescott, M. K. M., P. S. Smith, G. D. Schmidt et al. (2011). « The Line Polarization within a Giant Lyα Nebula ». In : *ApJ* 730, L25, p. L25. doi : 10.1088/2041-8205/730/2/L25. arXiv : 1102.3918 (cf. p. 167).

Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et al. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. 2e éd. Cambridge University Press (cf. p. 92).

Pritchet, C. J. (1994). « The search for primeval galaxies ». In : *PASP* 106, p. 1052–1067. doi : 10.1086/133479 (cf. p. 88).

Prochaska, J. X., G. Worseck et J. M. O'Meara (2009). « A Direct Measurement of the Intergalactic Medium Opacity to H I Ionizing Photons ». In : *ApJ* 705, p. L113–L117. doi : 10.1088/0004-637X/705/2/L113. arXiv : 0910.0009 (cf. p. 14).

Rankine, W. J. Macquorn (1870). « On the Thermodynamic Theory of Waves of Finite Longitudinal Disturbance ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 160, p. 277–288. doi : 10.1098/rstl.1870.0015. eprint : http://rstl.royalsocietypublishing.org/content/160/277.full.pdf+html. url : http://rstl.royalsocietypublishing.org/content/160/277.short (cf. p. 33).

Rasera, Y. et R. Teyssier (2006). « The history of the baryon budget. Cosmic logistics in a hierarchical universe ». In : *A&A* 445, p. 1–27. doi : 10.1051/0004-6361:20053116. eprint : astro-ph/0505473 (cf. p. 26, 43).

Razoumov, A. O. et C. Y. Cardall (2005). « Fully threaded transport engine : new method for multi-scale radiative transfer ». In : *MNRAS* 362, p. 1413–1417. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09409.x. eprint : astro-ph/0505172 (cf. p. 49).

Razoumov, A. O. et J. Sommer-Larsen (2006). « Escape of Ionizing Radiation from Star-forming Regions in Young Galaxies ». In : *ApJ* 651, p. L89–L92. doi : 10.1086/509636. eprint : astro-ph/0609545 (cf. p. 104).

— (2007). « Modeling Lyman Continuum Emission from Young Galaxies ». In : *ApJ* 668, p. 674–681. doi : 10.1086/521041. eprint : astro-ph/0702321 (cf. p. 104).

— (2010). « Ionizing Radiation from z = 4-10 Galaxies ». In : *ApJ* 710, p. 1239–1246. doi : 10.1088/0004-637X/710/2/1239. arXiv : 0903.2045 (cf. p. 104, 117).

Rees, M. J. et G. Setti (1970). « Absorption and Scattering of Ultraviolet and X Ray Photons by Intergalactic Gas ». In : *A&A* 8, p. 410 (cf. p. 13).

Reines, A. E., J. E. Greene et M. Geha (2013). « Dwarf Galaxies with Optical Signatures of Active Massive Black Holes ». In : *ApJ* 775, 116, p. 116. doi : 10.1088/0004-637X/775/2/116. arXiv : 1308.0328 (cf. p. 188).

Renaud, F., F. Bournaud, E. Emsellem et al. (2013). « A sub-parsec resolution simulation of the Milky Way : global structure of the interstellar medium and properties of molecular clouds ». In : *MNRAS* 436, p. 1836–1851. doi : 10.1093/mnras/stt1698. arXiv : 1307.5639 (cf. p. 42, 135).

Reuland, M., W. van Breugel, H. Röttgering et al. (2003). « Giant Lyα Nebulae Associated with High-Redshift Radio Galaxies ». In : *ApJ* 592, p. 755–766. doi : 10.1086/375619. eprint : astro-ph/0303637 (cf. p. 166).

Reynolds, D. R., J. C. Hayes, P. Paschos et al. (2009). « Self-consistent solution of cosmological radiation-hydrodynamics and chemical ionization ». In : *Journal of Computational Physics* 228, p. 6833–6854. doi : 10.1016/j.jcp.2009.06.006. arXiv : 0901.1110 (cf. p. 50).

Robertson, B. E., R. S. Ellis, J. S. Dunlop et al. (2010). « Early star-forming galaxies and the reionization of the Universe ». In : *Nature* 468, p. 49–55. doi : 10.1038/nature09527. arXiv : 1011.0727 (cf. p. 6).

Robertson, B. E., R. S. Ellis, S. R. Furlanetto et al. (2015). « Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies : A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope ». In : *ApJ* 802, L19, p. L19. doi : 10.1088/2041-8205/802/2/L19. arXiv : 1502.02024 (cf. p. 6, 16).

Robertson, B. E., S. R. Furlanetto, E. Schneider et al. (2013). « New Constraints on Cosmic Reionization from the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign ». In : *ApJ* 768, 71, p. 71. doi : 10.1088/0004-637X/768/1/71. arXiv : 1301.1228 (cf. p. 6, 16).

Robertson, H. P. (1929). « On the Foundations of Relativistic Cosmology ». In : *Proceedings of the National Academy of Science* 15, p. 822–829. doi : 10.1073/pnas.15.11.822 (cf. p. 2).

Rogers, A. B., R. J. McLure, J. S. Dunlop et al. (2014). « The colour distribution of galaxies at redshift five ». In : *MNRAS* 440, p. 3714–3725. doi : 10.1093/mnras/stu558. arXiv : 1312.4975 (cf. p. 15).

Rosdahl, J. (2012). « Cosmological RHD simulations of early galaxy formation ». 2012LYO10075. Thèse de doct. url : http://www.theses.fr/2012LYO10075 (cf. p. 53).

Rosdahl, J. et J. Blaizot (2012). « Extended Lyα emission from cold accretion streams ». In : *MNRAS* 423, p. 344–366. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20883.x. arXiv : 1112.4408 (cf. p. 166–167, 186).

Rosdahl, J., J. Blaizot, D. Aubert et al. (2013). « RAMSES-RT : radiation hydrodynamics in the cosmological context ». In : *MNRAS* 436, p. 2188–2231. doi : 10.1093/mnras/stt1722. arXiv : 1304.7126 (cf. p. 25, 50, 52–53, 57–58, 106, 108).

Rosdahl, J., J. Schaye, R. Teyssier et al. (2015). « Galaxies that shine : radiation-hydrodynamical simulations of disc galaxies ». In : *MNRAS* 451, p. 34–58. doi : 10.1093/mnras/stv937. arXiv : 1501.04632 (cf. p. 53, 134, 187).

Rosdahl, J. et R. Teyssier (2015). « A scheme for radiation pressure and photon diffusion with the M1 closure in RAMSES-RT ». In : *MNRAS* 449, p. 4380–4403. doi : 10.1093/mnras/stv567. arXiv : 1411.6440 (cf. p. 49, 53, 106).

Rosen, A. et J. N. Bregman (1995). « Global Models of the Interstellar Medium in Disk Galaxies ». In : *ApJ* 440, p. 634. doi : 10.1086/175303 (cf. p. 108).

Ross, R. R., A. C. Fabian et S. Mineshige (1992). « The spectra of accretion discs in active galactic nuclei ». In : *MNRAS* 258, p. 189–197. doi : 10.1093/mnras/258.1.189 (cf. p. 13, 89).

Rosse, T. E. O. (1850). « Observations on the Nebulae ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I* 140, p. 499–514 (cf. p. 2).

Rutkowski, M. J., C. Scarlata, F. Haardt et al. (2016). « Lyman Continuum Escape Fraction of Star-forming Dwarf Galaxies at $z \sim 1$ ». In : *ApJ* 819, 81, p. 81. doi : 10.3847/0004-637X/819/1/81. arXiv : 1511.01998 (cf. p. 17).

Rybicki, G. B. et A. P. Lightman (1979). *Radiative processes in astrophysics*. New York : Wiley-Interscience. 393 p. (cf. p. 77).

Rybicki, G. B. et A. Loeb (1999). « Polarization of the Lyα Halos around Sources before Cosmological Reionization ». In : *ApJ* 520, p. L79–L81. doi : 10.1086/312155. eprint : astro-ph/9903291 (cf. p. 96).

Salmon, B., C. Papovich, S. L. Finkelstein et al. (2015). « The Relation between Star Formation Rate and Stellar Mass for Galaxies at $3.5 \leqslant z \leqslant 6.5$ in CANDELS ». In : *ApJ* 799, 183, p. 183. doi : 10.1088/0004-637X/799/2/183. arXiv : 1407.6012 (cf. p. 151).

Salpeter, E. E. (1955). « The Luminosity Function and Stellar Evolution. » In : *ApJ* 121, p. 161. doi : 10.1086/145971 (cf. p. 88).

Sandberg, A., G. Östlin, J. Melinder et al. (2015). « Limits on Lyman Continuum Escape from $z = 2.2$ Hα-emitting Galaxies ». In : *ApJ* 814, L10, p. L10. doi : 10.1088/2041-8205/814/1/L10. arXiv : 1511.00684 (cf. p. 17).

Sargent, W. L. W., P. J. Young, A. Boksenberg et al. (1980). « The distribution of Lyman-alpha absorption lines in the spectra of six QSOs - Evidence for an intergalactic origin ». In : *ApJS* 42, p. 41–81. doi : 10.1086/190644 (cf. p. 89).

Scannapieco, C., M. Wadepuhl, O. H. Parry et al. (2012). « The Aquila comparison project : the effects of feedback and numerical methods on simulations of galaxy formation ». In : *MNRAS* 423, p. 1726–1749. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20993.x. arXiv : 1112.0315 (cf. p. 28).

Schechter, P. (1976). « An analytic expression for the luminosity function for galaxies. » In : *ApJ* 203, p. 297–306. doi : 10.1086/154079 (cf. p. 14).

Schenker, M. A., R. S. Ellis, N. P. Konidaris et al. (2014). « Line-emitting Galaxies beyond a Redshift of 7 : An Improved Method for Estimating the Evolving Neutrality of the Intergalactic Medium ». In : *ApJ* 795, 20, p. 20. doi : 10.1088/0004-637X/795/1/20. arXiv : 1404.4632 (cf. p. 10).

Schenker, M. A., B. E. Robertson, R. S. Ellis et al. (2013). « The UV Luminosity Function of Star-forming Galaxies via Dropout Selection at Redshifts $z \sim 7$ and 8 from the 2012 Ultra Deep Field Campaign ». In : *ApJ* 768, 196, p. 196. doi : 10.1088/0004-637X/768/2/196. arXiv : 1212.4819 (cf. p. 15).

Schenker, M. A., D. P. Stark, R. S. Ellis et al. (2012). « Keck Spectroscopy of Faint $3 < z < 8$ Lyman Break Galaxies : Evidence for a Declining Fraction of Emission Line Sources in the Redshift Range $6 < z < 8$ ». In : *ApJ* 744, 179, p. 179. doi : 10.1088/0004-637X/744/2/179. arXiv : 1107.1261 (cf. p. 10).

Schmidt, K. B., T. Treu, M. Trenti et al. (2014). « The Luminosity Function at $z \sim 8$ from 97 Y-band Dropouts : Inferences about Reionization ». In : *ApJ* 786, 57, p. 57. doi : 10.1088/0004-637X/786/1/57. arXiv : 1402.4129 (cf. p. 15).

Schmidt, M. (1959). « The Rate of Star Formation. » In : *ApJ* 129, p. 243. doi : 10.1086/146614 (cf. p. 43).

— (1965). « Large Redshifts of Five Quasi-Stellar Sources. » In : *ApJ* 141, p. 1295. doi : 10.1086/148217 (cf. p. 3, 13, 89).

Scholz, T. T., H. R. J. Walters, P. J. Burke et al. (1990). « Effective collision strengths for 1s-2s and 1s-2p electron-hydrogen atom scattering ». In : *MNRAS* 242, p. 692–697. doi : 10.1093/mnras/242.4.692 (cf. p. 83–84).

Sedov, L. I. (1946). « Propagation of Strong Waves from Explosions ». In : *Prikladnaya matematika i mekhanika* 10, p. 241–250 (cf. p. 46).

Semelin, B., F. Combes et S. Baek (2007). « Lyman-alpha radiative transfer during the epoch of reionization : contribution to 21-cm signal fluctuations ». In : *A&A* 474, p. 365–374. doi : 10.1051/0004-6361:20077965. arXiv : 0707.2483 (cf. p. 91).

Shapiro, P. R. et M. L. Giroux (1987). « Cosmological H II regions and the photoionization of the intergalactic medium ». In : *ApJ* 321, p. L107–L112. doi : 10.1086/185015 (cf. p. 5).

Shapiro, P. R., I. T. Iliev, M. A. Alvarez et al. (2006). « Relativistic Ionization Fronts ». In : *ApJ* 648, p. 922–935. doi : 10.1086/506242. eprint : astro-ph/0507677 (cf. p. 58).

Shapley, A. E., C. C. Steidel, M. Pettini et al. (2006). « The Direct Detection of Lyman Continuum Emission from Star-forming Galaxies at $z \sim 3$ ». In : *ApJ* 651, p. 688–703. doi : 10.1086/507511. eprint : astro-ph/0606635 (cf. p. 17, 154).

Sharma, M., T. Theuns, C. Frenk et al. (2016). « The brighter galaxies reionized the Universe ». In : *MNRAS* 458, p. L94–L98. doi : 10.1093/mnrasl/slw021. arXiv : 1512.04537 (cf. p. 154).

Shen, S., P. Madau, C. Conroy et al. (2014). « The Baryon Cycle of Dwarf Galaxies : Dark, Bursty, Gas-rich Polluters ». In : *ApJ* 792, 99, p. 99. doi : 10.1088/0004-637X/792/2/99. arXiv : 1308.4131 (cf. p. 112, 139).

Shibuya, T., N. Kashikawa, K. Ota et al. (2012). « The First Systematic Survey for Lyα Emitters at $z = 7.3$ with Red-sensitive Subaru/Suprime-Cam ». In : *ApJ* 752, 114, p. 114. doi : 10.1088/0004-637X/752/2/114. arXiv : 1112.3997 (cf. p. 88).

Siana, B., A. E. Shapley, K. R. Kulas et al. (2015). « A Deep Hubble Space Telescope and Keck Search for Definitive Identification of Lyman Continuum Emitters at $z \sim 3.1$ ». In : *ApJ* 804, 17, p. 17. doi : 10.1088/0004-637X/804/1/17. arXiv : 1502.06978 (cf. p. 18).

Siana, B., H. I. Teplitz, J. Colbert et al. (2007). « New Constraints on the Lyman Continuum Escape Fraction at $z \sim 1.3$ ». In : *ApJ* 668, p. 62–73. doi : 10.1086/521185. arXiv : 0706.4093 (cf. p. 17, 154).

Siana, B., H. I. Teplitz, H. C. Ferguson et al. (2010). « A Deep Hubble Space Telescope Search for Escaping Lyman Continuum Flux at $z \sim 1.3$: Evidence for an Evolving Ionizing Emissivity ». In : *ApJ* 723, p. 241–250. doi : 10.1088/0004-637X/723/1/241. arXiv : 1001.3412 (cf. p. 17).

Slipher, V. M. (1917). « Nebulae ». In : *Proceedings of the American Philosophical Society* 56, p. 403–409 (cf. p. 2).

Slyz, A. D., J. E. G. Devriendt, G. Bryan et al. (2005). « Towards simulating star formation in the interstellar medium ». In : *MNRAS* 356, p. 737–752. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08494.x. eprint : astro-ph/0411383 (cf. p. 46).

Smith, B. M., R. A. Windhorst, R. A. Jansen et al. (2016). « Hubble Space Telescope Wide Field Camera 3 Observations of Escaping Lyman Continuum Radiation from Galaxies and Weak AGN at Redshifts $z \sim 2.3 - 5$ ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1602.01555 (cf. p. 17).

Song, M., S. L. Finkelstein, M. L. N. Ashby et al. (2015). « The Evolution of the Galaxy Stellar Mass Function at $z = 4 - 8$: A Steepening Low-mass-end Slope with Increasing Redshift ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1507.05636 (cf. p. 151).

Songaila, A. (2004). « The Evolution of the Intergalactic Medium Transmission to Redshift 6 ». In : *AJ* 127, p. 2598–2603. doi : 10.1086/383561. eprint : astro-ph/0402347 (cf. p. 7).

Songaila, A. et L. L. Cowie (2010). « The Evolution of Lyman Limit Absorption Systems to Redshift Six ». In : *ApJ* 721, p. 1448–1466. doi : 10.1088/0004-637X/721/2/1448. arXiv : 1007.3262 (cf. p. 14).

Sparre, M., C. C. Hayward, R. Feldmann et al. (2015). « (Star)bursts of FIRE : observational signatures of bursty star formation in galaxies ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1510.03869 (cf. p. 139).

Spergel, D. N., L. Verde, H. V. Peiris et al. (2003). « First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters ». In : *ApJS* 148, p. 175–194. doi : 10.1086/377226. eprint : astro-ph/0302209 (cf. p. 11).

Spitzer, L. (1978). *Physical processes in the interstellar medium*. New York : Wiley-Interscience. 333 p. doi : 10.1002/9783527617722 (cf. p. 58).

Springel, V. (2005). « The cosmological simulation code GADGET-2 ». In : *MNRAS* 364, p. 1105–1134. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x. eprint : astro-ph/0505010 (cf. p. 27).

— (2010). « E pur si muove : Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh ». In : *MNRAS* 401, p. 791–851. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15715.x. arXiv : 0901.4107 (cf. p. 27).

Springel, V. et L. Hernquist (2003). « Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations : a hybrid multiphase model for star formation ». In : *MNRAS* 339, p. 289–311. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x. eprint : astro-ph/0206393 (cf. p. 43).

Stanway, E. R., J. J. Eldridge et G. D. Becker (2016). « Stellar population effects on the inferred photon density at reionization ». In : *MNRAS* 456, p. 485–499. doi : 10.1093/mnras/stv2661. arXiv : 1511.03268 (cf. p. 136).

Stark, D. P., R. S. Ellis, K. Chiu et al. (2010). « 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 ». In : *MNRAS* 408, p. 1628–1648. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17227.x. arXiv : 1003.5244 (cf. p. 9).

Stark, D. P., R. S. Ellis et M. Ouchi (2011). « Keck Spectroscopy of Faint $3 < z < 7$ Lyman Break Galaxies : A High Fraction of Line Emitters at Redshift Six ». In : *ApJ* 728, L2, p. L2. doi : 10.1088/2041-8205/728/1/L2. arXiv : 1009.5471 (cf. p. 9).

Steidel, C. C., K. L. Adelberger, A. E. Shapley et al. (2000). « Lyα Imaging of a Proto-Cluster Region at $\langle z \rangle = 3.09$ ». In : *ApJ* 532, p. 170–182. doi : 10.1086/308568. eprint : astro-ph/9910144 (cf. p. 90, 165).

Steinacker, J., M. Baes et K. D. Gordon (2013). « Three-Dimensional Dust Radiative Transfer* ». In : *ARA&A* 51, p. 63–104. doi : 10.1146/annurev-astro-082812-141042. arXiv : 1303.4998 (cf. p. 50).

Stenflo, J. O. (1980). « Resonance-line polarization. V - Quantum-mechanical interference between states of different total angular momentum ». In : *A&A* 84, p. 68–74 (cf. p. 72–73).

Stiavelli, M., J. Mather, M. Clampin et al. (2009). « First light and reionization : open questions in the post-JWST era ». In : *astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*. T. 2010. Astronomy (cf. p. 139).

Stokes, G. G. (1851). « On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources ». In : *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 9, p. 399 (cf. p. 79).

Strömgren, B. (1939). « The Physical State of Interstellar Hydrogen. » In : *ApJ* 89, p. 526. doi : 10.1086/144074 (cf. p. 58, 126).

Sutherland, R., M. Dopita, L. Binette et al. (2013). *MAPPINGS III : Modelling And Prediction in PhotoIonized Nebulae and Gasdynamical Shocks*. Astrophysics Source Code Library. ascl : 1306.008 (cf. p. 40).

Tasitsiomi, A. (2006). « Lyα Radiative Transfer in Cosmological Simulations and Application to $z \simeq 8$ Lyα Emitter ». In : *ApJ* 645, p. 792–813. doi : 10.1086/504460. eprint : astro-ph/0510347 (cf. p. 91).

Taylor, G. (1950). « The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion ». In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 201, p. 159–174. doi : 10.1098/rspa.1950.0049 (cf. p. 46).

Teyssier, R. (2002). « Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES ». In : *A&A* 385, p. 337–364. doi : 10.1051/0004-6361:20011817. eprint : astro-ph/0111367 (cf. p. 25, 27, 29).

— (2015). « Grid-Based Hydrodynamics in Astrophysical Fluid Flows ». In : *ARA&A* 53, p. 325–364. doi : 10.1146/annurev-astro-082214-122309 (cf. p. 33).

Teyssier, R., D. Chapon et F. Bournaud (2010). « The Driving Mechanism of Starbursts in Galaxy Mergers ». In : *ApJ* 720, p. L149–L154. doi : 10.1088/2041-8205/720/2/L149. arXiv : 1006.4757 (cf. p. 26).

Teyssier, R., A. Pontzen, Y. Dubois et al. (2013). « Cusp-core transformations in dwarf galaxies : observational predictions ». In : *MNRAS* 429, p. 3068–3078. doi : 10.1093/mnras/sts563. arXiv : 1206.4895 (cf. p. 130).

Thornton, K., M. Gaudlitz, H.-T. Janka et al. (1998). « Energy Input and Mass Redistribution by Supernovae in the Interstellar Medium ». In : *ApJ* 500, p. 95–119. doi : 10.1086/305704. eprint : astro-ph/9706175 (cf. p. 46).

Tielens, A. G. G. M. (2005). *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*. Cambridge, UK : Cambridge University Press. isbn : 0521826349 (cf. p. 40).

Tilvi, V., C. Papovich, S. L. Finkelstein et al. (2014). « Rapid Decline of Lyα Emission toward the Reionization Era ». In : *ApJ* 794, 5, p. 5. doi : 10.1088/0004-637X/794/1/5. arXiv : 1405.4869 (cf. p. 10).

Topping, M. W. et J. M. Shull (2015). « The Efficiency of Stellar Reionization : Effects of Rotation, Metallicity, and Initial Mass Function ». In : *ApJ* 800, 97, p. 97. doi : 10.1088/0004-637X/800/2/97. arXiv : 1501.01976 (cf. p. 136).

Toro, E. F. (1999). *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A Practical Introduction*. 2nd. Berlin : Springer (cf. p. 26, 33–34).

Toro, E. F., M. Spruce et W. Speares (1994). « Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver ». In : *Shock Waves* 4, p. 25–34. doi : 10.1007/BF01414629 (cf. p. 34).

Trebitsch, M., A. Verhamme, J. Blaizot et al. (2016). « Lyman-alpha blobs : polarization arising from cold accretion ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1604.02066 (cf. p. 92, 165, 182).

Treu, T., K. B. Schmidt, M. Trenti et al. (2013). « The Changing Lyα Optical Depth in the Range $6 < z < 9$ from the MOSFIRE Spectroscopy of Y-dropouts ». In : *ApJ* 775, L29, p. L29. doi : 10.1088/2041-8205/775/1/L29. arXiv : 1308.5985 (cf. p. 9–10).

Tweed, D., J. Devriendt, J. Blaizot et al. (2009). « Building merger trees from cosmological N-body simulations. Towards improving galaxy formation models using subhaloes ». In : *A&A* 506, p. 647–660. doi : 10.1051/0004-6361/200911787. arXiv : 0902.0679 (cf. p. 106).

Unno, W. (1952). « Note on the Zanstra Redistribution in Planetary Nebulae ». In : *PASJ* 4, p. 100 (cf. p. 74).

— (1955). « Theoretical Line Contour of the Lyman Alpha Radiation of Ionized Helium and the Excitation of Bowen Lines in Planetary Nebulae ». In : *PASJ* 7, p. 81 (cf. p. 76).

Vacca, W. D., C. D. Garmany et J. M. Shull (1996). « The Lyman-Continuum Fluxes and Stellar Parameters of O and Early B-Type Stars ». In : *ApJ* 460, p. 914. doi : 10.1086/177020 (cf. p. 59).

van Ojik, R., H. J. A. Roettgering, G. K. Miley et al. (1997). « The gaseous environments of radio galaxies in the early Universe : kinematics of the Lyman α emission and spatially resolved H I absorption. » In : *A&A* 317, p. 358–384. eprint : astro-ph/9608092 (cf. p. 166).

Vanzella, E., S. de Barros, M. Castellano et al. (2015). « Peering through the holes : the far-UV color of star-forming galaxies at $z \sim 3-4$ and the escaping fraction of ionizing radiation ». In : *A&A* 576, A116, A116. doi : 10.1051/0004-6361/201525651. arXiv : 1502.04708 (cf. p. 17).

Vanzella, E., S. de Barros, K. Vasei et al. (2016). « Hubble imaging of the ionizing radiation from a star-forming galaxy at $z = 3.2$ with $f_{esc} > 50\%$ ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1602.00688 (cf. p. 17).

Vanzella, E., M. Giavalisco, A. K. Inoue et al. (2010). « The Great Observatories Origins Deep Survey : Constraints on the Lyman Continuum Escape Fraction Distribution of Lyman-break Galaxies at $3.4 < z < 4.5$ ». In : *ApJ* 725, p. 1011–1031. doi : 10.1088/0004-637X/725/1/1011. arXiv : 1009.1140 (cf. p. 17).

Varenne, Franck (2008). « Epistémologie des modèles et des simulations ». In : *Epistémologie des modèles et des simulations : tour d'horizon et tendances*. 30 pages. Paris, France. url : https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00674144 (cf. p. 19).

Vaytet, N., E. Audit et B. Dubroca (2010). « A Numerical Model for Multigroup Radiation Hydrodynamics ». In : *Numerical Modeling of Space Plasma Flows, Astronum 2009*. Sous la dir. de N. V. Pogorelov, E. Audit et G. P. Zank. T. 429. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 160 (cf. p. 52).

Verhamme, A., Y. Dubois, J. Blaizot et al. (2012). « Lyman-α emission properties of simulated galaxies : interstellar medium structure and inclination effects ». In : *A&A* 546, A111, A111. doi : 10.1051/0004-6361/201218783. arXiv : 1208.4781 (cf. p. 89, 91–92).

Verhamme, A., D. Schaerer et A. Maselli (2006). « 3D Lyα radiation transfer. I. Understanding Lyα line profile morphologies ». In : *A&A* 460, p. 397–413. doi : 10.1051/0004-6361:20065554. eprint : astro-ph/0608075 (cf. p. 89, 91–93).

Wadsley, J. W., J. Stadel et T. Quinn (2004). « Gasoline : a flexible, parallel implementation of TreeSPH ». In : *New Astron.* 9, p. 137–158. doi : 10.1016/j.newast.2003.08.004. eprint : astro-ph/0303521 (cf. p. 27).

Walker, A. G. (1933). « Distance in an expanding universe ». In : *MNRAS* 94, p. 159. doi : 10.1093/mnras/94.2.159 (cf. p. 2).

Watson, D., L. Christensen, K. K. Knudsen et al. (2015). « A dusty, normal galaxy in the epoch of reionization ». In : *Nature* 519, p. 327–330. doi : 10.1038/nature14164. arXiv : 1503.00002 (cf. p. 17).

Weijmans, A.-M., R. G. Bower, J. E. Geach et al. (2010). « Dissecting the Lyman α emission halo of LAB1 ». In : *MNRAS* 402, p. 2245–2252. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.16055.x. arXiv : 0911.3667 (cf. p. 166).

Weisz, D. R., B. D. Johnson et C. Conroy (2014). « The Very Faint End of the UV Luminosity Function over Cosmic Time : Constraints from the Local Group Fossil Record ». In : *ApJ* 794, L3, p. L3. doi : 10.1088/2041-8205/794/1/L3. arXiv : 1409.4772 (cf. p. 16).

Weisz, D. R., B. D. Johnson, L. C. Johnson et al. (2012). « Modeling the Effects of Star Formation Histories on Hα and Ultraviolet Fluxes in nearby Dwarf Galaxies ». In : *ApJ* 744, 44, p. 44. doi : 10.1088/0004-637X/744/1/44. arXiv : 1109.2905 (cf. p. 140).

Whalen, D. et M. L. Norman (2006). « A Multistep Algorithm for the Radiation Hydrodynamical Transport of Cosmological Ionization Fronts and Ionized Flows ». In : *ApJS* 162, p. 281–303. doi : 10.1086/499072. eprint : astro-ph/0508214 (cf. p. 49).

Whalen, D., B. W. O'Shea, J. Smidt et al. (2008). « How the First Stars Regulated Local Star Formation. I. Radiative Feedback ». In : *ApJ* 679, 925-941, p. 925–941. doi : 10.1086/587731. arXiv : 0708.1603 (cf. p. 108).

White, H. E. (1931). « Pictorial Representations of the Dirac Electron Cloud for Hydrogen-Like Atoms ». In : *Physical Review* 38, p. 513–520. doi : 10.1103/PhysRev.38.513 (cf. p. 72).

White, R. L., R. H. Becker, X. Fan et al. (2003). « Probing the Ionization State of the Universe at $z \geqslant 6$ ». In : *AJ* 126, p. 1–14. doi : 10.1086/375547. eprint : astro-ph/0303476 (cf. p. 7).

White, S. D. M. et M. J. Rees (1978). « Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering ». In : *MNRAS* 183, p. 341–358. doi : 10.1093/mnras/183.3.341 (cf. p. 20).

Wiersma, R. P. C., J. Schaye et B. D. Smith (2009). « The effect of photoionization on the cooling rates of enriched, astrophysical plasmas ». In : *MNRAS* 393, p. 99–107. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.14191.x. arXiv : 0807.3748 (cf. p. 41).

Wilkins, S. M., A. J. Bunker, E. Stanway et al. (2011). « The ultraviolet properties of star-forming galaxies - I. HST WFC3 observations of very high redshift galaxies ». In : *MNRAS* 417, p. 717–729. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19315.x. arXiv : 1106.5977 (cf. p. 15).

Willott, C. J., P. Delorme, C. Reylé et al. (2010). « The Canada-France High-z Quasar Survey : Nine New Quasars and the Luminosity Function at Redshift 6 ». In : *AJ* 139, p. 906–918. doi : 10.1088/0004-6256/139/3/906. arXiv : 0912.0281 (cf. p. 13).

Wise, J. H. et T. Abel (2011). « ENZO+MORAY : radiation hydrodynamics adaptive mesh refinement simulations with adaptive ray tracing ». In : *MNRAS* 414, p. 3458–3491. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18646.x. arXiv : 1012.2865 (cf. p. 49).

Wise, J. H. et R. Cen (2009). « Ionizing Photon Escape Fractions From High-Redshift Dwarf Galaxies ». In : *ApJ* 693, p. 984–999. doi : 10.1088/0004-637X/693/1/984. arXiv : 0808.2477 (cf. p. 104–105, 112, 119, 134, 139).

Wise, J. H., V. G. Demchenko, M. T. Halicek et al. (2014). « The birth of a galaxy - III. Propelling reionization with the faintest galaxies ». In : *MNRAS* 442, p. 2560–2579. doi : 10.1093/mnras/stu979. arXiv : 1403.6123 (cf. p. 104–105, 117).

Wisotzki, L., R. Bacon, J. Blaizot et al. (2016). « Extended Lyman α haloes around individual high-redshift galaxies revealed by MUSE ». In : *A&A* 587, A98, A98. doi : 10.1051/0004-6361/201527384. arXiv : 1509.05143 (cf. p. 166).

Witt, A. N. et K. D. Gordon (2000). « Multiple Scattering in Clumpy Media. II. Galactic Environments ». In : *ApJ* 528, p. 799–816. doi : 10.1086/308197. eprint : astro-ph/9907342 (cf. p. 187).

Wood, K. et A. Loeb (2000). « Escape of Ionizing Radiation from High-Redshift Galaxies ». In : *ApJ* 545, p. 86–99. doi : 10.1086/317775. eprint : astro-ph/9911316 (cf. p. 103).

Worseck, G., J. X. Prochaska, J. M. O'Meara et al. (2014). « The Giant Gemini GMOS survey of $z_{\rm em} > 4.4$ quasars - I. Measuring the mean free path across cosmic time ». In : *MNRAS* 445, p. 1745–1760. doi : 10.1093/mnras/stu1827. arXiv : 1402.4154 (cf. p. 14).

Wright, Thomas (1750). *An Original Theory or New Hypothesis of the Universe : Founded upon the Laws of Nature, and Solving by Mathematical Principles the General Phænomena of the Visible Creation ; and Particularly the Via Lactea*. London : H. Chapelle. doi : 10.3931/e-rara-28672 (cf. p. 1).

Wyithe, J. S. B. et A. Loeb (2003). « Reionization of Hydrogen and Helium by Early Stars and Quasars ». In : *ApJ* 586, p. 693–708. doi : 10.1086/367721. eprint : astro-ph/0209056 (cf. p. 6).

Xu, H., J. H. Wise, M. L. Norman et al. (2016). « Galaxy Properties and UV Escape Fractions During Epoch of Reionization : Results from the Renaissance Simulations ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : 1604.07842 (cf. p. 104).

Yajima, H., Y. Li, Q. Zhu et al. (2014). « Escape of Lyα and continuum photons from star-forming galaxies ». In : *MNRAS* 440, p. 776–786. doi : 10.1093/mnras/stu299. arXiv : 1209.5842 (cf. p. 104–105, 154).

Yang, Y., A. Zabludoff, K. Jahnke et al. (2011). « Gas Kinematics in Lyα Nebulae ». In : *ApJ* 735, 87, p. 87. doi : 10.1088/0004-637X/735/2/87. arXiv : 1104.3597 (cf. p. 166).

Yang, Y., A. Zabludoff, K. Jahnke et al. (2014). « The Properties of Lyα Nebulae : Gas Kinematics from Nonresonant Lines ». In : *ApJ* 793, 114, p. 114. doi : 10.1088/0004-637X/793/2/114. arXiv : 1407.6801 (cf. p. 166).

York, D. G., J. Adelman, J. E. Anderson Jr. et al. (2000). « The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary ». In : *AJ* 120, p. 1579–1587. doi : 10.1086/301513. eprint : astro-ph/0006396 (cf. p. 7).

Zahn, O., A. Lidz, M. McQuinn et al. (2007). « Simulations and Analytic Calculations of Bubble Growth during Hydrogen Reionization ». In : *ApJ* 654, p. 12–26. doi : 10.1086/509597. eprint : astro-ph/0604177 (cf. p. 6).

Zahn, O., A. Mesinger, M. McQuinn et al. (2011). « Comparison of reionization models : radiative transfer simulations and approximate, seminumeric models ». In : *MNRAS* 414, p. 727–738. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18439.x. arXiv : 1003.3455 (cf. p. 6).

Zaroubi, S. (2013). « The Epoch of Reionization ». In : *The First Galaxies*. Sous la dir. de T. Wiklind, B. Mobasher et V. Bromm. T. 396. Astrophysics and Space Science Library, p. 45. doi : 10.1007/978-3-642-32362-1_2. arXiv : 1206.0267 (cf. p. 3, 12).

Zheng, Z. et J. Miralda-Escudé (2002). « Monte Carlo Simulation of Lyα Scattering and Application to Damped Lyα Systems ». In : *ApJ* 578, p. 33–42. doi : 10.1086/342400. eprint : astro-ph/0203287 (cf. p. 91).

Zitrin, A., I. Labbé, S. Belli et al. (2015). « Lymanα Emission from a Luminous $z = 8.68$ Galaxy : Implications for Galaxies as Tracers of Cosmic Reionization ». In : *ApJ* 810, L12, p. L12. doi : 10.1088/2041-8205/810/1/L12. arXiv : 1507.02679 (cf. p. 145).