



**HAL**  
open science

# Étude des sources de la réionisation dans la simulation SPHINX

Mathieu Chuniaud

► **To cite this version:**

Mathieu Chuniaud. Étude des sources de la réionisation dans la simulation SPHINX. Astrophysique [astro-ph]. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LYSE1157 . tel-03496560

**HAL Id: tel-03496560**

**<https://theses.hal.science/tel-03496560>**

Submitted on 20 Dec 2021

**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 NNT : 2021LYSE1157

## **THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON**

opérée au sein de  
**l'Université Claude Bernard Lyon 1**

**Ecole Doctorale ED 52**  
**Physique et Astrophysique de Lyon**

**Spécialité de doctorat : Astrophysique**  
**Discipline : Physique**

Soutenue publiquement le 13/09/1993, par :  
**Mathieu Chuniaud**

---

# **Étude des sources de la réionisation dans la simulation SPHINX**

---

Devant le jury composé de :

AUBERT Dominique, Maître de conférence, Observatoire de Strasbourg      Rapporteur  
NESVADBA Nicole, Chargée de recherche, Institut d'Astrophysique spatiale      Rapporteure

ATEK, Hakim, Astronome, Institut d'Astrophysique de Paris      Examineur  
RICHARD, Johan, Astronome adjoint, Observatoire de Lyon      Examineur  
TRESSE, Laurence, Astronome, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille      Examinatrice  
VERHAMME, Anne, Professeure associée, Université de Genève      Examinatrice

BLAIZOT, Jérémy, Astronome adjoint, Observatoire de Lyon      Directeur de thèse



Le silence éternel de ces espaces  
infinis m'effraie.

---

Blaise Pascal

Je dirais que nous sommes les  
enfants du silence de ces espaces  
infinis. Tiens Blaise c'est pour toi!

---

Alexandre Astier



## ETUDE DES SOURCES DE LA RÉIONISATION DANS LA SIMULATION SPHINX

## Résumé

L'époque de la réionisation est la période où l'ensemble de l'hydrogène neutre qui constitue l'Univers se voit réionisé. Cette époque commence avec l'apparition des premières galaxies, dont les étoiles apportent l'énergie nécessaire à la réionisation de l'hydrogène, et s'étend durant le premier milliard d'années de l'histoire de l'Univers.

Le redshift lointain de la réionisation fait qu'il est actuellement très difficile d'observer les galaxies de cette époque, qui sont pourtant les sources de ce changement d'état de l'Univers. L'un des moyens de pallier cette difficulté et de compléter le travail des observations est d'étudier les sources de la réionisation à l'aide de simulations numériques. C'est ce que propose ici cette thèse. À l'aide de SPHINX, une simulation hydrodynamique qui résout le couplage entre la matière et le rayonnement et simule des milliers de halos galactiques à l'époque de la réionisation, je me suis focalisé sur la fraction d'échappement de photons ionisants depuis les halos vers le milieu intergalactique.

Je me suis d'abord intéressé au rôle et aux caractéristiques des halos durant la réionisation d'un point de vue statistique, en étudiant l'ensemble de la population à différents redshifts. Cela a notamment permis de mettre en avant l'importance des halos peu massifs ( $< 10^9 M_\odot$ ), plus nombreux, concernant la réionisation. Puis dans un second temps je me suis concentré sur l'étude du halo le plus massif de la simulation afin de comprendre les mécanismes physiques responsables de l'échappement des photons ionisants. Cette étude a révélé l'aspect cyclique de la fraction d'échappement au sein des halos, en lien avec la formation stellaire, et le rôle crucial des supernovae concernant l'échappement des photons ionisants. Enfin, je me suis aussi intéressé à l'observabilité de la fraction d'échappement en étudiant l'anisotropie de l'échappement des photons ionisants et le lien entre magnitude absolue et fraction d'échappement. Le résultat principal de cette étude est que la sélection de galaxies ou de lignes de visée avec une magnitude brillante amène une surestimation de la fraction d'échappement.

**Mots clés :** astrophysique - cosmologie - réionisation - galaxies : haut redshift - simulations numériques - transfert radiatif - sphinx

---

**Centre de Recherche Astrophysique de Lyon - CRAL**

Maison de la Recherche Blaise Pascal – 50, rue Ferdinand Buisson – CS 80699  
– 62228 Calais Cedex – France

### Abstract

The epoch of reionisation is the transition from a neutral hydrogen Universe to a fully reionised one. It starts with the formation of the first galaxies, whose stars produce the energy responsible for the reionisation of the hydrogen, and last until one billion years after the beginning of the Universe.

The high-redshift of the reionisation era makes that it is very challenging to observe galaxies from this epoch, which are, however, the sources of reionisation. In order to solve this issue and complete the observational results, numerical simulations are often used to study the sources of reionisation. This is the work I propose to carry out in this thesis. Using the SPHINX radiative hydrodynamical simulation, which simulates thousands of galactic haloes at the epoch of reionisation, I focused on the escape fraction of the ionising photons from haloes into the inter-galactic medium.

I first focused on the entire halo population at different redshifts in order to statistically study the role and the characteristics of haloes during the reionisation. This allowed us to put forward the major role of the numerous small haloes ( $< 10^9 M_\odot$ ) during reionisation. Then I studied the most massive halo of our simulation in order to understand the physical mechanisms behind the escape of ionising photons. More specifically, I focused on the duty cycle of the escape fraction, related to the stellar formation, and the critical role of supernovae concerning the escape of ionising photons. Finally, I worked on the observability of the escape fraction by studying the anisotropy of the escape of ionising photons and the relation between the UV magnitude and the escape fraction. The principal result is that when a UV selection is made on galaxies or on lines-of-sight, it leads to an overestimation of the escape fraction.

**Keywords:** astrophysics - cosmology - reionisation - galaxies : high-redshift - numerical simulation - radiative transfer - sphinx

---

# Remerciements

Je tiens ici à faire quelques brefs remerciements. Brefs, non pas parce que la thèse est un exercice qui se fait seul et sans soutien, mais plutôt parce que la pudeur invite ici à la modération.

En tout premier lieu si ces trois années de thèse ont pu si bien se dérouler je le dois en grande partie à Jérémy Blaizot, mon maître de thèse. Merci de m'avoir pris comme thésard, merci pour ton expertise scientifique et merci pour notre entente. Merci pour tout ce qui a fait qu'à aucun moment la thèse n'est devenue une épreuve.

Je tiens aussi à chaleureusement remercier Joakim Rosdahl, pour son expertise de SPHINX, et Léo Michel-Dansac, sans qui je n'aurais sûrement toujours pas de compte sur un serveur. Tout deux, ainsi que toute l'équipe GALPAC, ont aussi su rendre l'environnement dans lequel je travaillais agréable.

Bien entendu, je ne fus pas le seul doctorant du laboratoire durant ces trois années et j'ai donc également une petite pensée pour Adélaïde, Arnaud, Kieran, Marion et Maxime.

La recherche a cet avantage d'être internationale donc je profite de ces quelques lignes pour saluer nos collaborateurs de l'observatoire de Genève, que l'on retrouve à chaque fois avec plaisir lors des divers rassemblements (et d'autant plus quand c'est au bord du lac Léman).

Enfin, je tiens à remercier tous ceux qui ne font pas partie de ma vie professionnelle mais simplement de ma vie. Merci à mes amis, lyonnais ou lointains. Merci à ma famille d'avoir été là pendant ces trois ans, et merci à Clara d'avoir supporté mes défauts, particulièrement présents lors de la rédaction.





# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Remerciements</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 L'Univers a son histoire . . . . .	1
1.2 L'époque de la réionisation . . . . .	4
1.2.1 Période de la réionisation et contraintes observationnelles .	5
1.2.2 Les sources de la réionisation . . . . .	8
1.3 L'importance des simulations numériques . . . . .	14
1.3.1 Les simulations ZOOM . . . . .	14
1.3.2 Les simulations à grandes échelles . . . . .	15
1.3.3 Concilier les deux approches avec SPHINX . . . . .	16
1.4 Structure de la thèse . . . . .	17
<b>I Méthode numérique</b>	<b>19</b>
	<b>21</b>
<b>2 La simulation SPHINX</b>	<b>23</b>
2.1 RAMSES : Méthodes numériques . . . . .	23
2.1.1 Traiter l'hydrodynamique . . . . .	24
2.1.2 RAMSES-RT : l'enjeu du transfert radiatif . . . . .	28
2.2 SPHINX . . . . .	36
2.2.1 Conditions initiales et propriétés générales . . . . .	36
2.2.2 Catalogue de Halo . . . . .	39
2.2.3 Modèle sous-grille . . . . .	43
2.2.4 Distribution spectrale d'énergie . . . . .	46

<b>3</b>	<b>Estimer la fraction d'échappement</b>	<b>49</b>
3.1	Définition de la fraction d'échappement . . . . .	49
3.2	Mesurer la fraction d'échappement . . . . .	51
3.2.1	Discrétisation et approximations numériques . . . . .	51
3.2.2	$F_{esc,1D}$ le long des lignes de visée . . . . .	52
3.2.3	Utilisation de RASCAS . . . . .	54
3.2.4	Calcul de la magnitude . . . . .	55
3.3	Limites de la mesure de $F_{esc,1D}$ dans SPHINX . . . . .	57
3.3.1	Estimation de l'imprécision due à l'utilisation de bin . . .	57
3.3.2	Quelle résolution pour mesurer la fraction d'échappement?	63
<b>II</b>	<b>Les sources de la réionisation dans SPHINX</b>	<b>65</b>
		<b>67</b>
<b>4</b>	<b>Caractéristiques des sources de la réionisation dans SPHINX</b>	<b>69</b>
4.1	Évolution de la fraction d'échappement . . . . .	69
4.1.1	Évolution vis à vis de la masse du halo . . . . .	69
4.1.2	Évolution vis à vis du SFR . . . . .	74
4.1.3	Évolution vis-à-vis du redshift . . . . .	76
4.2	Quels halos participent à la réionisation? . . . . .	82
4.2.1	Gamme d'étude . . . . .	82
4.2.2	Propriétés des halos relâchant le plus de photons . . . . .	83
4.2.3	Population de halo participant le plus à la réionisation . .	87
4.3	Conclusion et résumé de ce chapitre . . . . .	91
<b>5</b>	<b>Comprendre la physique derrière la fraction d'échappement</b>	<b>93</b>
5.1	Présence d'un <i>duty cycle</i> . . . . .	93
5.1.1	Distribution générale de $F_{esc}$ et du halo le plus massif . . .	94
5.1.2	Le cycle de SFR : une explication incomplète . . . . .	95
5.1.3	Mécanisme du <i>duty cycle</i> . . . . .	96
5.2	Vers une généralisation? . . . . .	103
5.3	Mécanisme de la fraction d'échappement . . . . .	105
5.3.1	Rayonnement stellaire ou SN? . . . . .	105
5.3.2	Ionisation de H ou expulsion de gaz? . . . . .	110
5.4	Conclusion et résumé de ce chapitre . . . . .	117
<b>6</b>	<b>L'anisotropie de l'échappement des photons ionisants</b>	<b>119</b>
6.1	L'anisotropie de l'échappement des photons ionisants : le papier	120
6.1.1	La variation de l'escape fraction selon la ligne de visée . . .	134

---

6.1.2 Influence de la poussière . . . . .	134
6.1.3 Conséquences d'une sélection U.V. . . . .	134
6.1.4 Conséquences de l'utilisation des lignes de visée les plus brillantes . . . . .	134
6.1.5 Conséquences d'un faible nombre d'observations . . . . .	134
6.1.6 À quel point les sources de la réionisation sont anisotropiques?	134
6.2 Discussion des résultats . . . . .	134
6.2.1 Approfondissement de l'effet de la poussière . . . . .	134
6.2.2 Le résultat est-il applicable aux observations actuelles? . .	136
<b>Conclusion générale</b>	<b>139</b>
Conclusion des travaux réalisés . . . . .	139
Perspectives . . . . .	141
<b>Bibliographie</b>	<b>145</b>
<b>Sommaire</b>	<b>161</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>163</b>
<b>Table des figures</b>	<b>165</b>



# Introduction

## 1.1 L'Univers a son histoire

Lorsque l'on contemple le ciel la nuit, on peut être submergé par une impression d'éternité. Les étoiles, si nombreuses et si lointaines, communes à chaque être humain depuis que l'humanité est apparue sur Terre, semblent toujours avoir été là. Pourtant, comme nous tous, l'Univers a son histoire, dont la compréhension a fortement évolué lors du dernier siècle. Il y a plus de 100 ans la connaissance de galaxies autres que la voie lactée n'était même pas actée. Puis, au début du 20<sup>ème</sup> siècle, une série de découvertes va permettre de fonder les bases de la cosmologie moderne.

Cela débute en 1915 avec la découverte par Albert Einstein de la relativité générale, où la gravitation devient la manifestation d'une courbure de l'espace-temps engendrée par la présence de masse et d'énergie. Einstein va lui-même se servir de sa théorie pour essayer de décrire l'Univers dans son ensemble. Pour cela, il introduit le *principe cosmologique*, selon lequel l'Univers est homogène et isotrope. Conduit entre autres par l'idée philosophique que l'homme n'a pas de place particulière au sein de l'Univers, ce principe signifie que les propriétés de l'Univers sont identiques quel que soit le lieu où l'on se trouve et la direction dans laquelle on regarde, ce qui facilite grandement la résolution des équations de la relativité générale<sup>1</sup>. À cette époque Einstein cherche à décrire un univers

---

1. Ce principe est aujourd'hui vérifié par les observations, notamment grâce à l'isotropie du

statique et ajoute pour cela une constante cosmologique à ses équations.

Dès 1922 Alexandre Friedmann propose une solution aux équations de la relativité générale qui décrit cette fois un univers en expansion. Il sera ensuite suivi par Lemaitre (1927), Robertson (1929) et Walker (1933). Cette idée d'un univers en expansion est bientôt confirmée par les observations d'Edwin Hubble. Dans les années 1920 il observe pour la première fois des galaxies autres que la voie lactée et découvre qu'elles s'éloignent les unes des autres à une vitesse proportionnelle à leur distance. Cette découverte est publiée en 1929 et permet de déduire le taux d'expansion de l'Univers, connu sous le nom de la constante de Hubble, et qui n'est autre que la relation de proportionnalité entre la vitesse et la distance des galaxies. Actuellement, on estime sa valeur à :

$$H_0 = 70 \pm 7 \text{ Km/s/Mpc},$$

ce qui signifie que deux galaxies à 1 Mpc l'une de l'autre s'éloignent de 70 Km par seconde.

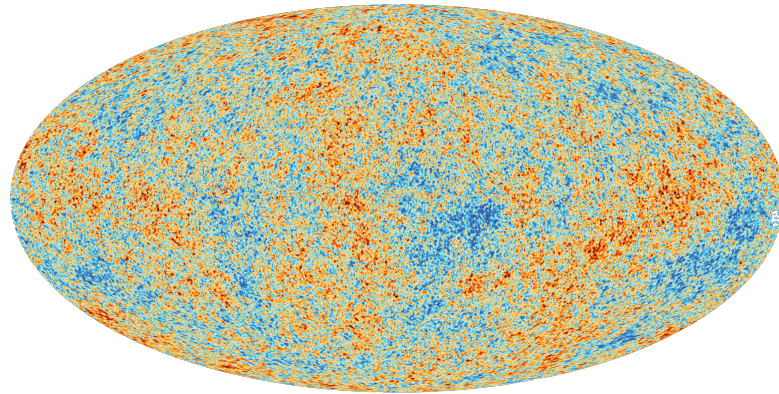


FIGURE 1.1 – Variation spatiale de la température du fond diffus cosmologique issu des données de Planck, satellite de l' *European Space Agency* (ESA) en collaboration avec la NASA.

---

fond diffus cosmologique

De ce changement de paradigme (i.e. le passage d'un Univers statique à un Univers en expansion) naît le modèle du *Big Bang*, dans lequel l'Univers a un âge fini et la matière se conserve, ce qui signifie que l'Univers était plus dense par le passé. Ce modèle sera confirmé lorsque le fond diffus cosmologique, prédit par George Gamow en 1946, est observée par Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson en 1965. À cause de l'expansion de l'Univers ce rayonnement fossile datant d'environ 380 000 ans après le *Big Bang* correspond actuellement au rayonnement d'un corps noir de 2.7 K. Il s'agit là d'un rayonnement très uniforme dont les variations spatiales de température (illustrée figure 1.1) sont de l'ordre d'un pour  $10^5$ .

Le modèle actuel décrivant l'évolution de l'Univers, le modèle standard, appelé aussi  $\Lambda$  – CDM ( $\Lambda$ -Cold Dark matter), est une paramétrisation du modèle du *Big Bang* prenant en compte la matière noire et l'énergie sombre ( $\Lambda$ ). De fait, la vitesse de rotation observée dans les galaxies spirales ne correspond pas à la vitesse prédite à partir de la masse visible de ces galaxies. Pour expliquer les vitesses observées (sans modifier le modèle de gravitation) la présence de masse non-visible -la matière noire- est nécessaire. De plus, l'observation de supernovae type Ia a révélé que l'expansion de l'Univers accélérât (RIESS et al. 1998; PERLMUTTER et al. 1999). Cette accélération doit aussi être prise en compte et est modélisée par l'ajout d'une constante  $\Lambda$ , l'énergie sombre, dans les équations de l'expansion de l'Univers. D'après les dernières estimations issues du satellite Planck (COLLABORATION 2018) les paramètres de densités de  $\Lambda$ , de la matière noire et des baryons sont respectivement :

$$\Omega_{\Lambda} = 0.683, \quad \Omega_{DM} = 0.268, \quad \Omega_b = 0.049.$$

Compte tenu de ce modèle l'histoire de l'Univers, que nous montrons figure 1.2, peut être résumée. Il y a 13.7 milliards d'années l'espace et le temps naissent au travers du *Big Bang* (le pourquoi du *Big Bang* sera ici laissé libre d'interprétations). Il s'en suit une inflation extrêmement rapide (les distances sont multipliées par  $10^{30}$  en  $10^{-35}$  seconde), et au bout de quelques secondes l'Univers est devenu un plasma de photons, de protons et d'électrons et est alors dans un état ionisé. Puis l'expansion continue de refroidir l'Univers et de diminuer sa densité permettant



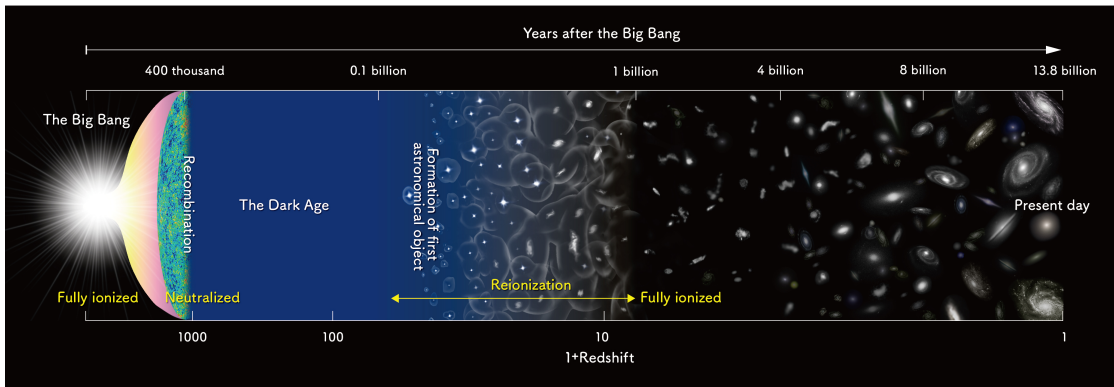


FIGURE 1.2 – Histoire de l’Univers selon le modèle du *Big Bang*. Image issue de *The National Astronomical Observatory of Japan*.

la formation de l’hydrogène neutre à  $z \sim 1100$  ( $\approx 380\,000$  années après le *Big Bang*). C’est ce que l’on appelle la recombinaison, période dans laquelle l’Univers passe d’un état ionisé à un état neutre. À noter que les photons émis durant la recombinaison, découplés de la matière, sont ceux que l’on observe sous la forme du fond diffus cosmologique.

Après la formation des premiers atomes neutres vient la période dite de l’âge sombre, durant laquelle les seules radiations sont celles du fond diffus cosmologique, lentement dilué par l’expansion de l’Univers. Il faut attendre la formation des premières étoiles puis des premières galaxies, vers  $z \sim 15 - 20$ , pour voir l’Univers s’éclairer de nouveau. Les étoiles émettent alors des photons UV ionisants pour l’hydrogène, ce qui va progressivement amener l’Univers à passer de nouveau dans un état ionisé au fur et à mesure que les galaxies apparaissent et grossissent : c’est la réionisation. Après cette époque, les galaxies continuent de grossir via l’accrétion de matière et la fusion, et ce, jusqu’à notre époque. Dans cette thèse, nous allons nous focaliser sur la réionisation, période où l’Univers change d’état et où les premières galaxies se forment.

## 1.2 L’époque de la réionization

Le redshift lointain de l’époque de la réionisation, couplé au fait que les galaxies étaient moins nombreuses à cette époque, fait que l’on a peu d’informa-

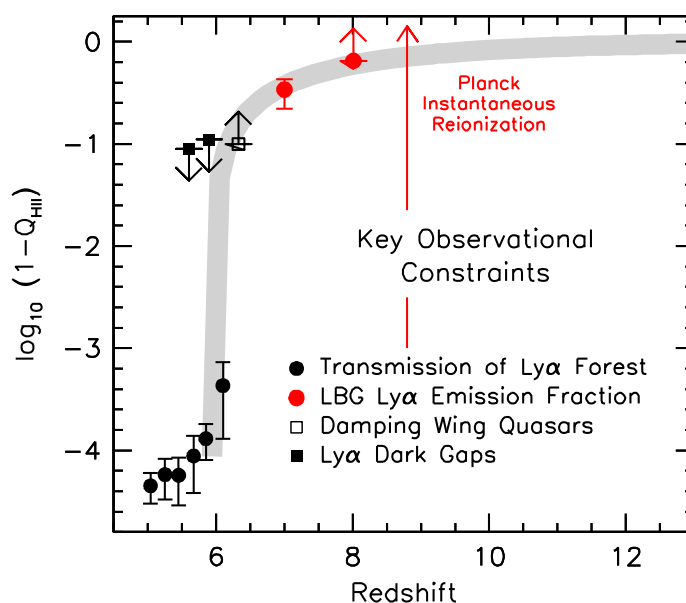


FIGURE 1.3 – Ensemble de contraintes observationnelles sur la réionisation. Les différents types d’observations sont codés par symboles et couleurs (voir légende) et seront pour la plupart développés dans le texte. Image issue de BOUWENS et al. 2015a

tions sur cette période. Cependant, le progrès des télescopes et l’utilisation de la physique numérique ont tout de même permis de dresser un tableau (non figé) de la réionisation. Nous allons ici en présenter les grandes lignes.

### 1.2.1 Période de la réionisation et contraintes observationnelles

Les observations et les modèles semblent actuellement indiquer que la réionisation a eu lieu entre la formation des premières galaxies à  $z \sim 15 - 20$  et  $z \sim 6$ . Cela est notamment illustré figure 1.3 où sont représentées diverses contraintes observationnelles concernant l’époque de la réionisation, réunies sur un même graph. Historiquement, c’est l’étude des spectres de Quasars lointains (e.g. FAN et al. 2001 ; FAN et al. 2006) qui a permis les premières contraintes concernant la fin de la réionisation avec l’observation de fossés de Gunn-Perterson (GUNN et PETERSON 1965). Cet effet est illustré sur la figure 1.4. À cause de la présence d’hydrogène neutre les émissions aux longueurs d’onde  $(1 + z_{\text{reio}})1216 \text{ \AA} < \lambda < 1216 \text{ \AA}$  (longueur d’onde de la raie lyman- $\alpha$ ) sont absorbées pour les sources à

$z > z_{reio}$ , avec  $z_{reio}$  le redshift de la fin de l'époque de la réionisation. L'exemple des spectres issus de FAN et al. 2006 figure 1.4 montre que des fossés de Gunn-Peterson sont présents pour les spectres à  $z = 5.93$ ,  $6.01$  et  $z \geq 6.13$ , indiquant une fin de l'époque de la réionisation à  $z \approx 6$ . Sur la figure 1.3 cette méthode représente les contraintes aux plus bas redshifts ("*Transmission of Ly $\alpha$  Forest*"). En se focalisant sur l'allure de la raie lyman- $\alpha$  des spectres des Quasars il est aussi possible de contraindre l'époque de la réionisation. En effet la présence de l'hydrogène neutre à  $z \geq 6$  fait qu'une partie importante de la radiation émise juste en dessous de la longueur d'onde de la raie lyman- $\alpha$  est absorbée, lui donnant une allure particulière (c'est l'effet *Damping Wings*). SCHROEDER et al. 2013 analyse l'effet *Damping Wings* de trois spectres de quasars à  $z \sim 6 - 7$  et en déduit une limite inférieure de la fraction volumique d'hydrogène neutre  $x_{H_I} \geq 0.1$  à  $z \sim 6$ . Le résultat de cette étude est aussi illustré figure 1.3 ("*Damping Wing Quasar*") ajoutant une contrainte à un redshift légèrement plus haut que l'étude des fossés de Gunn-Peterson.

Une autre méthode pour contraindre l'époque de la réionisation consiste à étudier les émetteurs Lyman- $\alpha$ . De fait la présence d'hydrogène neutre durant l'époque de la réionisation fait que leur visibilité diminue. À partir des relevés d'émetteurs Lyman- $\alpha$  issus de campagnes d'observations à haut redshift il est alors possible de contraindre la fraction volumique d'hydrogène neutre  $x_{H_I}$  à  $z > 6$  (dont la valeur exacte dépend du modèle de réionisation adopté). De nombreuses études se sont notamment servies des données issues de l'*Hyper Suprime-Cam* du télescope Subaru. On peut citer en exemple SOBACCHI et MESINGER 2015 qui trouve que  $x_{H_I} \leq 0.5$  (à  $1 \sigma$ ) à  $z \approx 7$  ou plus récemment INOUE et al. 2018 et OUCHI et al. 2018 qui trouvent respectivement des fractions volumique d'hydrogène neutre de  $x_{H_I} = 0.5^{+0.1}_{-0.3}$  à  $z = 7.3$  et  $x_{H_I} = 0.15 \pm 0.15$  à  $6.6$ . Toujours en utilisant les relevés d'émetteurs Lyman- $\alpha$  il est possible de contraindre l'époque de la réionisation en utilisant la fraction d'émetteurs Lyman- $\alpha$  ( $\chi_{LAE}$ ) parmi les galaxies dont le spectre est absorbé pour les longueurs d'ondes plus petites que  $912 \text{ \AA}$  (la limite de Lyman) par le gaz neutre les entourant (ces galaxies sont plus connus sous le nom de *Lyman Break Galaxies*). Entre  $z \sim 6$  et  $z \sim 8$   $\chi_{LAE}$  décroît fortement, comme illustré figure 1.5, à cause de la présence d'hydrogène neutre pendant l'époque de la réionisation. En utilisant cette méthode SCHENKER et al.

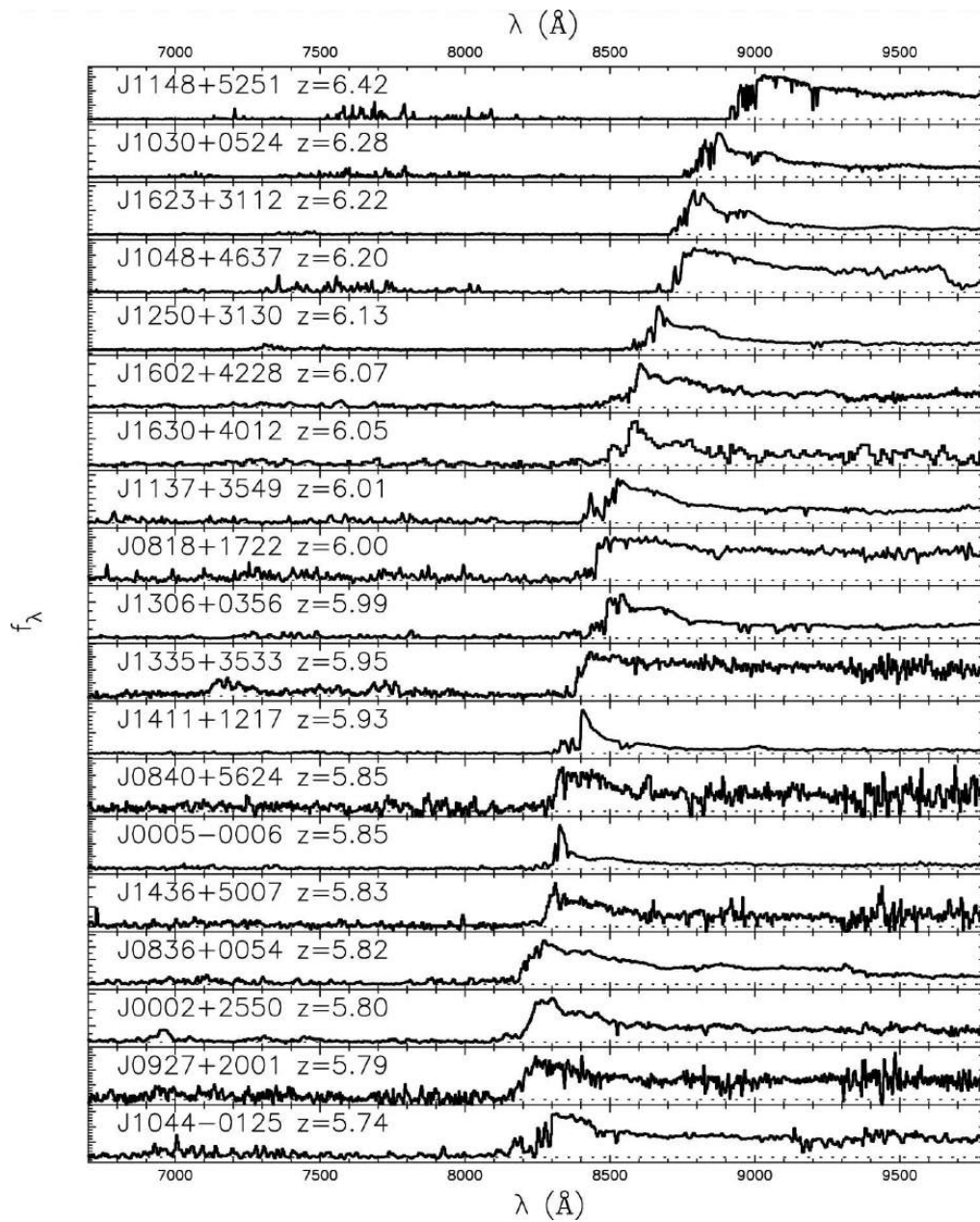


FIGURE 1.4 – Mise en évidence des fossés de Gunn-Peterson dans des spectres de Quasars lointain. Les spectres à  $z = 5.93$ ,  $6.01$  and  $z \geq 6.13$  possèdent des fossés de Gunn-Peterson. Image issue de FAN et al. 2006

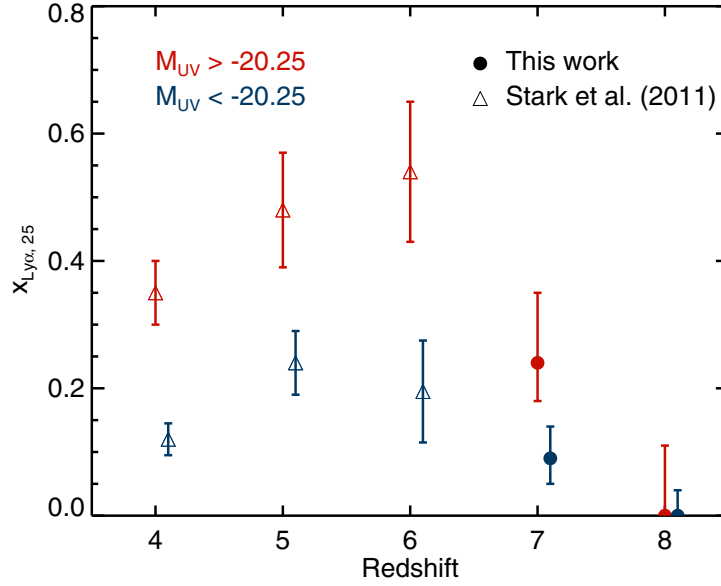


FIGURE 1.5 – Evolution de la fraction d’émetteurs Lyman- $\alpha$  parmi les *Lyman Break Galaxies* en fonction du redshift. Image issue de SCHENKER et al. 2014.

2014 trouve que  $x_{H_I} = 0.49 \pm 0.07$  à  $z \approx 7$  et  $x_{H_I} > 0.68$  à  $z \approx 8$ . Leurs résultats sont présents sur la figure 1.3 ("*LBG Ly $\alpha$  Emission Fraction*") et permettent donc des contraintes à plus haut redshift que les méthodes étudiant le spectre des Quasars.

Enfin, le fond diffus cosmologique peut aussi être utilisé comme contrainte observationnelle de l’époque de la réionisation. Les photons qui en sont issus interagissent lors de leur propagation dans le milieu intergalactique avec les électrons libres par diffusion Thomson. La profondeur optique de ces photons est donc une indication du nombre d’électrons libres présents dans l’Univers et donc de son état d’ionisation. Les derniers résultats de la mission Planck (COLLABORATION 2018) révèlent une profondeur optique de  $\tau_{es} = 0.0561 \pm 0.0071$  correspondant à un Univers à moitié réionisé à  $z_{re} = 7.82 \pm 0.71$ .

## 1.2.2 Les sources de la réionisation

Outre la période sur laquelle s’étend la réionisation, si l’on veut modéliser et comprendre correctement cette époque, il est nécessaire de savoir quelles ont été

les sources d'énergies qui ont permis à l'Univers de se réioniser. C'est ce à quoi nous allons nous intéresser dans cette section en présentant tout d'abord le rôle des galaxies dans la réionisation puis l'importance de la fraction d'échappement comme grandeur caractéristique des sources de la réionisation.

### Les galaxies comme principal candidat

La réionisation se faisant conjointement à la formation des premières galaxies deux candidats aux sources de la réionisation apparaissent naturellement : les noyaux actifs des galaxies (ou AGN pour *Active Galactic Nuclei*) et les étoiles brillantes des galaxies (par abus de langage on parlera alors simplement des galaxies comme sources de la réionisation).

Compte tenu de la recombinaison de l'hydrogène le nombre de photons ionisants par unité de volume et de temps doit dépasser un seuil critique  $\dot{N}_{ion}$  afin de maintenir l'Univers ionisé à un redshift  $z$ . Ce seuil est donné par la formule suivante (MADAU et al. 1999) :

$$\dot{N}_{ion} = 10^{51.2} s^{-1} Mpc^{-3} \left( \frac{1+z}{6} \right)^3 \left( \frac{h^2 \Omega_b}{0.02} \right) \left( \frac{C}{30} \right), \quad (1.1)$$

où  $C = \langle n_H^2 \rangle / \langle n_H \rangle^2$  est le *clumping factor* prenant en compte l'inhomogénéité de l'Univers.

La détermination par les observations de la fonction de luminosité des AGN aux alentours de  $z \approx 6$  révèle qu'ils n'étaient pas assez nombreux à haut redshift pour avoir une contribution significative à la réionisation (voir par exemple les travaux récents de ONOUE et al. 2017; PARSIA et al. 2018; KULKARNI et al. 2019). À titre d'exemple, nous mettons figure 1.6 la fonction de luminosité des quasars à  $z \sim 6$  issue de ONOUE et al. 2017. L'étude de cette fonction de luminosité par ONOUE et al. 2017 révèle que, même en supposant une fraction d'échappement des photons ionisants de 100 % (et un *clumping factor* de 3), les quasars ne produisent que de 1 ~ 12 % des photons ionisants nécessaires à la réionisation totale de l'Univers à  $z \approx 6$ .

Les simulations numériques confirment aussi que les AGN sont trop rares à l'époque de la réionisation pour avoir un rôle important (voir par exemple

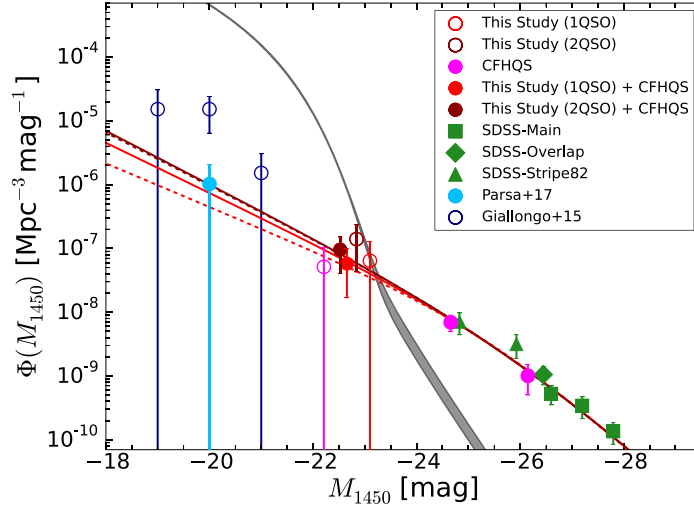


FIGURE 1.6 – Fonction de luminosité des Quasars à  $z \approx 6$ , issue de ONOUE et al. 2017. De nombreuses observations sont rassemblées sur la figure (voire légende). Les lignes rouges pleines représentent les fits prenant en compte les résultats de toutes les études marquées par des symboles pleins tandis que dans le cas des lignes pointillées les résultats de PARSa et al. 2018 (Parsa+17) sont exclus pour les fits (en gardant les autres études marquées par des symboles pleins pour les fits). La courbe grise représente la fonction de luminosité UV de galaxies *i-dropout* issue de ONO et al. 2018.

les travaux de DAYAL et al. 2020; TREBITSCH et al. 2020). TREBITSCH et al. 2020 mesurent directement la contribution des AGN dans leur simulation, comme nous le montrons figure 1.7. Sur cette figure, on constate qu’entre  $12 \leq z \leq 6$ , soit durant la période de la réionisation, les AGN ne contribuent jamais à plus de 0.4 % de la réionisation.

Simulations et observations s’accordent donc sur le très faible rôle des AGN durant l’époque de la réionisation. Il est donc généralement accepté que les galaxies sont les sources principales de la réionisation. C’est d’ailleurs ce que mesure TREBITSCH et al. 2020 dans la figure 1.7. Ainsi de nombreux modèles de la réionisation utilisent les galaxies comme sources de la réionisation (e.g. FAUCHER-GIGUÈRE et al. 2009; HAARDT et MADAU 2012; KUHLEN et FAUCHER-GIGUÈRE 2012; ROBERTSON et al. 2013; FAUCHER-GIGUÈRE 2020). Outre la faible participation des AGN à la réionisation l’étude des galaxies comme sources de

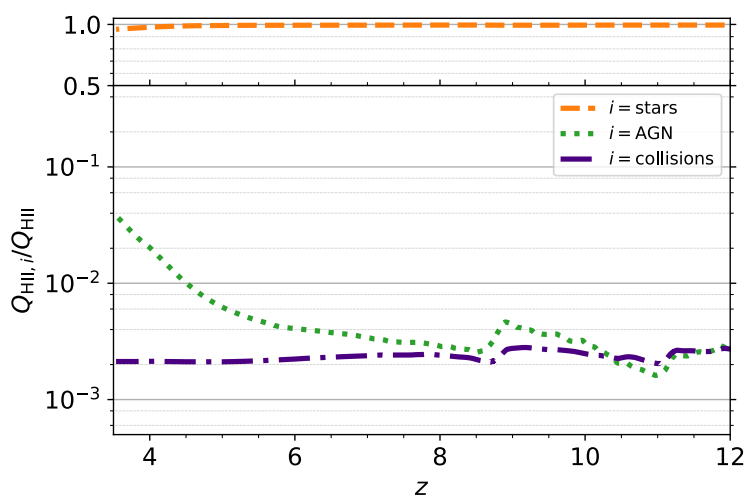


FIGURE 1.7 – Contributions à la réionisation (en pourcentage) des AGN, ainsi que des étoiles et des collisions. Image issue de TREBITSCH et al. 2020.

la réionisation est aussi motivée par le progrès constant des observations qui permettent de contraindre la fonction de luminosité UV des galaxies à  $z \geq 6$  (ELLIS et al. 2013; BOUWENS et al. 2015b; BOUWENS et al. 2017; LIVERMORE et al. 2017; ISHIGAKI et al. 2018; ATEK et al. 2018; BOUWENS et al. 2021), notamment grâce aux relevés du *Hubble Space Telescope* (HST). Actuellement l'utilisation de lentilles gravitationnelles permet de contraindre la luminosité UV des galaxies à  $z \sim 6$  jusqu'à une magnitude de  $\sim -14$ . À titre d'illustration la figure 1.8 représente la fonction de luminosité UV issue des données du HST pour des redshifts allant de  $z = 10$  à  $z = 2$ .

C'est à partir de la fonction de luminosité UV issue des observations que peut être modélisée la participation des galaxies à la réionisation. Cependant l'estimation du nombre de photons ionisants libérés par les galaxies durant l'époque de la réionisation à partir de la fonction de luminosité UV n'est pas directe et nécessite de prendre en compte la distribution spectrale d'énergie des étoiles et la fraction d'échappement des photons ionisants des galaxies dans le milieu inter-galactique. La fraction d'échappement, qui est le rapport entre le nombre de photons ionisants s'échappant d'une source et le nombre de photons ionisants qu'elle produit, est au coeur de cette thèse et sera le sujet de la prochaine section. Elle permet de quantifier en partie le rôle des galaxies à la



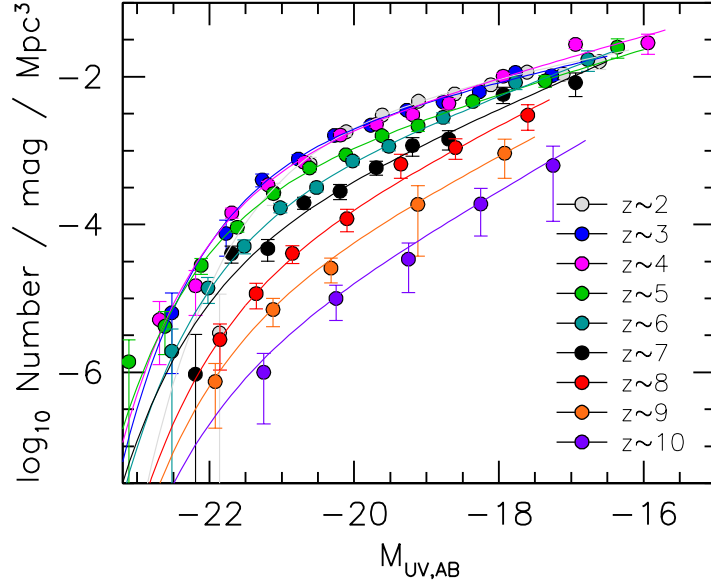


FIGURE 1.8 – Fonction de luminosité UV des galaxies pour différents redshift allant de  $z = 10$  à  $z = 2$  à partir des observations du HST. Les lignes représentent les fits des résultats à partir de la fonction de luminosité de Schechter (SCHECHTER 1976). Image issue de BOUWENS et al. 2021.

réionisation.

Pendant longtemps le nombre de photons ionisants provenant des galaxies observées n'était pas suffisant pour produire une réionisation complète à  $z \sim 6$  et simultanément prendre en compte les différentes contraintes observationnelles. Les modèles de la réionisation suggéraient que la fonction de luminosité UV devait être étendue jusqu'à une magnitude de  $M_{UV} = -13$  (e.g. KUHLEN et FAUCHER-GIGUÈRE 2012; ROBERTSON et al. 2013; ROBERTSON et al. 2015). Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents les dernières observations à haut redshift commencent à s'approcher de ces limites en magnitude. Les résultats de LIVERMORE et al. 2017, par exemple, semblent indiquer que l'extension de la fonction de luminosité UV à  $M_{UV} = -13$  à  $z > 6$  correspond au nombre de galaxies nécessaires pour réioniser l'Univers. Dans les années à venir les propriétés des galaxies à l'époque de la réionisation devraient continuer à être observées et contraintes, notamment grâce aux observations du *James Webb Space Telescope*, permettant de mieux comprendre le rôle des petites galaxies, avec une

magnitude peu brillante, concernant la réionisation.

Les travaux théoriques, à l'aide des simulations numériques, confirment eux aussi l'importance des petites galaxies (avec une masse  $< 10^9 M_\odot$ ) dans la réionisation de l'Univers (e.g. KIMM et CEN 2014; PAARDEKOOPEL et al. 2015; LEWIS et al. 2020). Le chapitre 4 de cette thèse se penchera plus particulièrement sur cette question.

### L'importance de l'escape fraction

Comme nous venons de le voir dans la section précédente la fraction d'échappement  $F_{esc}$  est un des paramètres qui permet de calibrer la participation des galaxies à la réionisation lorsque l'on modélise cette époque. De fait, le rôle d'une galaxie dépend principalement du nombre de photons ionisants qu'elle produit, donc des propriétés de ses étoiles, mais aussi de la capacité de ces photons à s'échapper de la galaxie vers le milieu intergalactique.

Lorsque l'on étudie les sources de la réionisation la fraction d'échappement est donc une question centrale. Cependant, la mesure directe de photons ionisants est très complexe (STEIDEL et al. 2018). En particulier, à cause de l'hydrogène neutre, elle est même impossible à  $z > 5$  (INOUE et al. 2014). D'un point de vue observationnel, il est donc impossible de directement estimer la fraction d'échappement des galaxies à l'époque de la réionisation. Les contraintes observationnelles proviennent donc de mesures à des redshifts plus bas, généralement vers  $z \approx 3$ . La plupart d'entre elles, pour palier la difficulté de la mesure de photons ionisants, utilisent la méthode du *stacking*, c'est-à-dire l'addition de l'image de plusieurs galaxies. La valeur des résultats couvre une large gamme de fraction d'échappement. De nombreuses observations trouvent une fraction d'échappement de  $\approx 10\%$  pour des galaxies à  $z \sim 3-4$  (SHAPLEY et al. 2006; IWATA et al. 2009; NESTOR et al. 2013; MOSTARDI et al. 2013; MARCHI et al. 2017). Pour des galaxies à des redshifts similaires MARCHI et al. 2018 trouvent une fraction d'échappement légèrement supérieure, entre 10 % et 20 %. D'autres études trouvent des valeurs plus extrêmes. SIANA et al. 2015 trouvent par exemple une fraction d'échappement en dessous de 1 % tandis que l'étude d'une seule galaxie par VANZELLA et al. 2018 débouche sur une fraction d'échappement de plus de

50 %. Ainsi, malgré son importance, la fraction d'échappement des galaxies à haut redshift reste encore très mal contrainte par les observations.

Pour palier les difficultés des observations concernant la fraction d'échappement, interpréter leurs résultats ou même servir de support pour les futures missions d'observations les simulations numériques sont souvent utilisées (on peut citer par exemple les travaux de KIMM et CEN 2014; KIMM et al. 2017; XU et al. 2016; NORMAN et al. 2018; LEWIS et al. 2020; WISE et CEN 2009; WISE et al. 2014; TREBITSCH et al. 2017; PAARDEKOOPEL et al. 2015). L'étude de la fraction d'échappement des sources de la réionisation par une simulation numérique est l'objet principal de cette thèse et sera abordée dans les chapitres 3, 4, 5 et 6.

### 1.3 L'importance des simulations numériques

Comme nous venons de le voir dans les sections précédentes l'étude des sources de la réionisation nécessite d'analyser les galaxies de faibles masses, non observées, et de prendre en compte la fraction d'échappement des photons ionisants. Les simulations numériques apparaissent alors comme un outil de choix, car elles permettent d'étudier les galaxies à l'époque de la réionisation à différents redshifts et sur de larges gammes de masses et de propriétés physiques.

Cependant les enjeux physiques au coeur de la réionisation font intervenir des échelles de grandeurs si différentes qu'il est impossible pour les simulations de simultanément toutes les décrire. De fait la réionisation est un phénomène cosmologique, faisant intervenir de nombreuses galaxies, mais dont la cause est le rayonnement des étoiles. Idéalement il faudrait donc que les simulations numériques aient une résolution allant de l'échelle stellaire à l'échelle intergalactique, ce qui est impossible. Pour palier ce manque de résolution deux grandes approches, que nous allons maintenant présenter, existent.

#### 1.3.1 Les simulations ZOOM

Une première approche consiste à se focaliser sur une ou très peu de galaxies afin d'obtenir la meilleure résolution possible. Le plus souvent, cette approche se fait en deux étapes. La première consiste à générer à basse résolution une parcelle

d'univers suffisamment grande (généralement de l'ordre de grandeur de 100 cMpc) pour contenir des milliers de halos galactiques. Puis un faible nombre de halos sont sélectionnés au sein de la simulation pour être étudiés. Ces halos sont alors "raffinés", c'est-à-dire qu'on refait la simulation en augmentant la résolution au voisinage des halos choisis, afin de pouvoir résoudre le milieu interstellaire. Cette méthode, appelée "zoom", a l'avantage de pouvoir résoudre le transfert radiatif entre les photons et le gaz du milieu interstellaire. De nombreuses études ont fait le choix de cette méthode afin de caractériser la production et l'échappement de photons au sein des halos de l'époque de la réionisation (KIMM et CEN 2014; KIMM et al. 2017; XU et al. 2016; NORMAN et al. 2018; WISE et CEN 2009; WISE et al. 2014; TREBITSCH et al. 2017; MA et al. 2015; MA et al. 2020).

Bien que cette technique permette de simuler un halo dans son contexte cosmologique, elle ne permet pas d'offrir une vision globale de l'époque de la réionisation et notamment d'étudier le comportement des galaxies d'un point de vue statistique.

### 1.3.2 Les simulations à grandes échelles

L'autre approche consiste à se focaliser sur les processus à grandes échelles à l'aide de simulations non-zoomées dont la taille varie entre 10 et 600 cMpc. Ces simulations permettent d'étudier un grand nombre de galaxies (plusieurs milliers) et de couvrir une gamme de masse de plusieurs ordres de grandeurs concernant les halos (généralement  $\sim 10^8 M_\odot - 10^{12} M_\odot$  pour la masse du viriel). L'intérêt de ces simulations est qu'elles décrivent la réionisation du milieu inter-galactique à grande échelle, c'est-à-dire dans un volume représentatif de l'Univers. De nombreuses études ont là aussi fait le choix de cette approche (e.g. ILIEV et al. 2014; GNEDIN et al. 2008; GNEDIN et KAUROV 2014; OCVIRK et al. 2016; OCVIRK et al. 2020).

L'inconvénient principal de cette approche est que la résolution des simulations est insuffisante pour étudier le transfert radiatif au sein du milieu interstellaire. La fraction d'échappement devient alors partiellement ou entièrement paramétrée, ce qui déporte le domaine de prédiction.

À titre d'illustration, nous mettons figure 1.9 l'image d'un halo issue d'une

simulation zoom (de KIMM et al. 2017) et de la distribution en température de l'ensemble d'une simulation à grande échelle (de OCVIRK et al. 2016). Sur cette figure on peut constater l'avantage de chaque méthode avec la haute résolution du halo dans le cas de l'étude de KIMM et al. 2017 et le grand volume cosmologique représenté dans le cas de la simulation de OCVIRK et al. 2016.

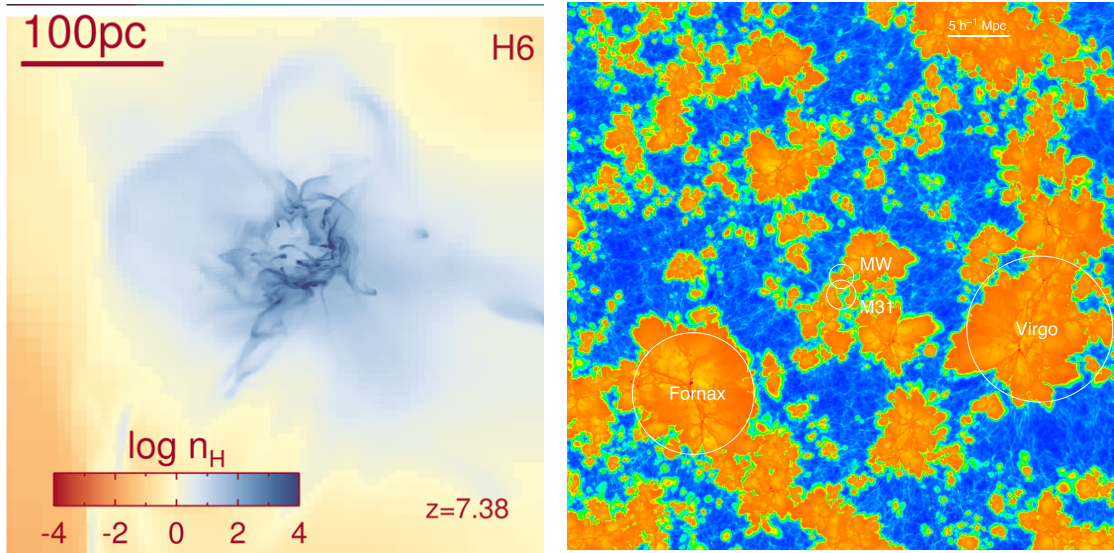


FIGURE 1.9 – *Gauche* : Illustration d'une simulation zoom, issue de KIMM et al. 2017, dont on peut voir la haute résolution grâce à l'échelle. L'image représente la densité d'hydrogène d'un des mini-halos étudiés à l'aide de la simulation zoom. *Droite* : Illustration de la simulation CODA, issue de OCVIRK et al. 2016, où l'on peut voir la distribution de température de l'ensemble de la simulation à  $z = 6.12$  ( $45h^{-1} \text{Mpc} \times 45h^{-1} \text{Mpc}$ ). Les cercles blancs représentent la position et la taille des progéniteurs de Virgo, Fornax, la voie lactée (MW) et M31, toutes modélisées par la simulation.

### 1.3.3 Concilier les deux approches avec SPHINX

La simulation SPHINX (ROSDAHL et al. 2018), qui est étudiée dans cette thèse et qui sera présentée en détail dans le chapitre suivant, a pour enjeu principal de réconcilier les deux approches que nous venons de voir. Certains travaux ont déjà été faits dans cette optique, notamment ceux de PAARDEKOOPER et al. 2015 qui ont utilisé le post-traitement pour le transfert radiatif afin de réduire le

temps de calcul numérique et de pouvoir étudier de nombreux halos sans que la fraction d'échappement ne devienne un paramètre libre. Cependant, l'utilisation du post-traitement ne permet pas de décrire correctement le transfert radiatif des photons ionisants dans le milieu interstellaire puisqu'il ne prend pas en compte l'action du rayonnement sur le milieu interstellaire (notamment par pression radiative et chauffage). De plus la réionisation est dans ce cas dû à l'ajout d'un fond UV et non aux rayonnements stellaires et donc n'est pas plus correctement décrite. La nouveauté de SPHINX est donc de pouvoir simultanément résoudre le milieu stellaire et intergalactique sans pour autant faire de compromis sur le transfert radiatif, ce qui en fait un outil idéal pour étudier les sources de la réionisation.

## 1.4 Structure de la thèse

L'objectif de cette thèse est de caractériser les sources de la réionisation à l'aide de la simulation SPHINX, en ne prenant en compte que le rayonnement des étoiles (les AGN ne sont pas modélisés dans SPHINX). Dans cette optique, la fraction d'échappement des photons ionisants depuis les halos vers le milieu intergalactique sera la principale grandeur que nous chercherons à étudier.

Nous commencerons dans le chapitre 2 par une présentation plus détaillée de la simulation SPHINX, et notamment du code RAMSES-RT qui a été utilisé, ainsi que du catalogue de halos à notre disposition pour cette étude. Puis le chapitre 3 se concentrera sur les méthodes numériques mises en place durant la thèse pour mesurer la fraction d'échappement dans SPHINX.

Les chapitres suivants se concentreront sur les résultats obtenus dans cette thèse. Nous commencerons par étudier dans le chapitre 4 les variations de la fraction d'échappement sur l'ensemble de la population de halos présente dans SPHINX. L'objectif est de voir si la valeur  $F_{esc}$  varie en fonction des propriétés physiques que l'on regarde (la masse du halo, le taux de formation stellaire des galaxies au sein des halos, le redshift...). De plus, nous caractériserons dans ce chapitre la population de halo qui participe le plus à la réionisation. Dans le chapitre 5, nous recentrerons l'étude sur le cas du halo le plus massif afin d'étudier plus précisément les processus physiques en jeu, et notamment le rôle

des supernovae (SN), qui permettent aux photons ionisants de s'échapper des halos. Enfin, dans le chapitre 6, nous nous intéresserons à l'anisotropie de la fraction d'échappement et à son observabilité.

**Première partie**

**Méthode numérique**





Dans cette première partie nous allons nous pencher sur les méthodes numériques qui ont été à la base du travail ici présenté. Pour cela nous allons nous attaquer à deux aspects fondamentaux de la thèse : la simulation numérique sur laquelle j'ai travaillé et les outils numériques qui ont permis son analyse.



## La simulation SPHINX

Dans ce chapitre nous présentons la simulation numérique SPHINX, analysée au cours de la thèse. L'idée n'est pas ici d'en faire une description détaillée mais seulement d'en comprendre le fonctionnement général. De fait l'essentiel des travaux présentés ici sont liés à l'analyse des résultats produits par SPHINX et non à son développement. La présentation complète et détaillée de la simulation se trouve dans ROSDAHL et al. 2018. Nous présentons succinctement les différents problèmes rencontrés par les simulations numériques en astrophysique et comment SPHINX y répond. Cela permettra donc de faire à la fois un bref état de l'art des simulations numériques tout en présentant SPHINX. Dans un premier temps nous présenterons RAMSES-RT : le code utilisé pour les simulations SPHINX.

### 2.1 RAMSES : Méthodes numériques

Le code RAMSES, initialement développé par TEYSSIER 2002 pour étudier la formation des galaxies, permet de résoudre l'évolution couplée du gaz et de la matière noire. L'extension RAMSES-RT (ROSDAHL et al. 2013), utilisée pour les simulations SPHINX, permet quant à elle d'étudier le transfert radiatif en ajoutant le couplage du gaz au rayonnement. RAMSES-RT permet donc d'étudier simultanément la formation et l'évolution d'une galaxie et son rayonnement.

RAMSES possède aussi de nombreux modèles sous-grilles qui permettent de modéliser divers processus physiques présents dans les galaxies tels que la

formation d'étoiles (RASERA et TEYSSIER 2006) ou le feedback de supernovae (DUBOIS et TEYSSIER 2008; KIMM et al. 2015).

Dans la section 2.1.1 nous présentons les méthodes utilisées dans RAMSES pour étudier l'hydrodynamique et le couplage du gaz et de la matière noire. Puis la section 2.1.2 présente l'extension RAMSES-RT et la façon dont le couplage entre le gaz et le rayonnement est résolu. Les caractéristiques de SPHINX ainsi que la physique sous-grille employée dans la simulation seront présentés dans la section 2.2.

### 2.1.1 Traiter l'hydrodynamique

#### *Les équations de l'hydrodynamique*

L'un des enjeux principaux des simulations numériques en astrophysique est de modéliser l'aspect hydrodynamique. En effet l'hydrodynamique se retrouve au coeur des problématiques aussi bien à l'échelle stellaire que galactique. D'un point de vue théorique la mécanique des fluides peut se décrire à travers trois équations de conservations (conservation de la masse, du moment et de l'énergie). Ces équations, appelées les équations d'Euler, possèdent la forme suivante pour un gaz parfait (dont on ne prend pas en compte les effets de viscosité ni de conduction thermique) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla(\mathbf{u} \rho \mathbf{u}) = -\rho \nabla \Phi - \nabla P \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla((E + P)\mathbf{u}) = -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi + \rho^2 \Lambda(\rho, e).$$

Ici  $\rho(x, t)$  est la densité,  $\mathbf{u}(x, t)$  le vecteur vitesse,  $\Phi(x, t)$  le potentiel gravitationnel auquel est soumis le fluide,  $P(x, t)$  la pression du gaz,  $E = \rho(e + \frac{1}{2}\mathbf{u} \cdot \mathbf{u})$  l'énergie total du fluide avec  $e$  la densité volumique spécifique et enfin  $\Lambda(\rho, e)$  la fonction de refroidissement (refroidissement que nous mentionnerons dans la section 2.1.2). Dans le cas d'un fluide auto gravitant, c'est-à-dire sans champ ex-

térieur au fluide (ce qui est le cas dans notre simulation) le champ gravitationnel est donné par l'équation de Poisson :

$$\Delta\Phi = 4\Pi G\rho, \quad (2.2)$$

où  $G$  est la constante gravitationnelle. Ce système d'équations (Euler et Poisson) ne peut être résolu en l'état puisqu'il s'agit d'un système à 4 équations pour 5 inconnues. L'une des façons les plus répandues de clore ce système est d'ajouter une équation d'état permettant de relier la pression à l'énergie et à la densité du gaz :

$$P = (\gamma - 1)\rho e. \quad (2.3)$$

Dans la simulation SPHINX le système est clos avec un indice adiabatique  $\gamma = \frac{5}{3}$ , ce qui correspond à l'indice d'un gaz monoatomique parfait. Cette description est bien adaptée dans le cas de SPHINX car on étudie des halos constitués de gaz à basse pression et contenant majoritairement de l'hydrogène et de l'hélium.

#### *Discrétiser les équations numériquement*

Une fois ce système d'équations défini et clos il reste à le résoudre numériquement. Les équations décrivant des quantités continues, la résolution nécessite de les discrétiser. Afin de réaliser cette discrétisation, et de modéliser l'hydrodynamique, il existe deux grandes approches. La première est une approche dite Lagrangienne, c'est-à-dire qu'elle consiste à modéliser le fluide par une somme discrète de particules dont on suit l'évolution temporelle. Afin de recouvrer l'aspect continu du fluide on associe à chaque particule une fonction de lissage  $W$ . Cette méthode de modélisation, que l'on appelle Smoothed particle hydrodynamic (SPH), a été créée par LUCY 1977 et GINGOLD et MONAGHAN 1977 (voir SPRINGEL 2010 pour une revue sur les codes SPH). Cette méthode est aussi bien utilisée pour des études stellaires avec notamment le code Phantom (PRICE et al. 2018) que pour modéliser des galaxies avec notamment les codes Gasoline (WADSLEY et al. 2004) et Gadget (SPRINGEL 2005). Puisqu'il ne s'agit pas de l'approche utilisée par RAMSES nous développerons pas plus ici les méthodes

SPH.

L'autre grande méthode est une approche Eulérienne, c'est-à-dire qu'elle consiste à décrire les propriétés du fluide en tout point à chaque pas de temps. D'un point de vue numérique cela se fait en subdivisant le fluide en de nombreuses cellules qui forment elles même une grille. La résolution de la simulation dépend donc de la taille des cellules. Pour augmenter la résolution il faut donc diminuer la taille des cellules, ce qui augmente leur nombre et donc le temps de calcul de la simulation. Afin de palier en partie ce problème des grilles adaptatives, ou AMR (Adaptative mesh refinement), ont vu le jour. Cette méthode, introduite par BERGER et OLIGER 1984 puis BERGER et COLELLA 1989, consiste à augmenter la résolution uniquement dans les régions de fortes densités. Ainsi le nombre de cellules augmente uniquement localement et quand cela est nécessaire, ce qui permet de garder un temps de calcul raisonnable. À chaque fois que le niveau de résolution (que l'on nomme niveau de raffinement) augmente dans une région la taille caractéristique d'une cellule  $\Delta x$  est alors divisée par 2. En 3d, lorsqu'on passe du niveau de raffinement  $l$  à  $l + 1$  (on note  $l$  le niveau de raffinement), les cellules sont donc divisées en 8. Pour une simulation de côté  $L_{Box}$  la taille d'une cellule au niveau de raffinement  $l$  est  $\Delta x_l = 0.5^l L_{Box}$ . La Figure 2.1 montre les différents niveaux de raffinement pour le halo le plus massif à  $z = 6$  dans SPHINX. On peut remarquer les zones de fortes densités du halo, notamment au centre, où le niveau de raffinement est maximal ( $l_{max} = 17$ ). De nombreux codes AMR sont utilisés en astrophysique et notamment pour les simulations de galaxies, avec par exemple ENZO (BRYAN et al. 2014, utilisé notamment dans les simulations de WISE et al. 2014; XU et al. 2016) ou bien sûr RAMSES.

### *Un bref détour par le problème de Riemann*

L'utilisation d'une grille et de cellules pour traiter l'hydrodynamique et résoudre les équations d'Euler peut faire apparaître de nombreuses discontinuités. En effet, afin de calculer l'évolution d'une grandeur physique  $K$  au sein d'une cellule, il est important de connaître les flux aux bords de la cellule ainsi que la valeur de  $K$  dans les cellules voisines. Il arrive cependant qu'entre deux cellules

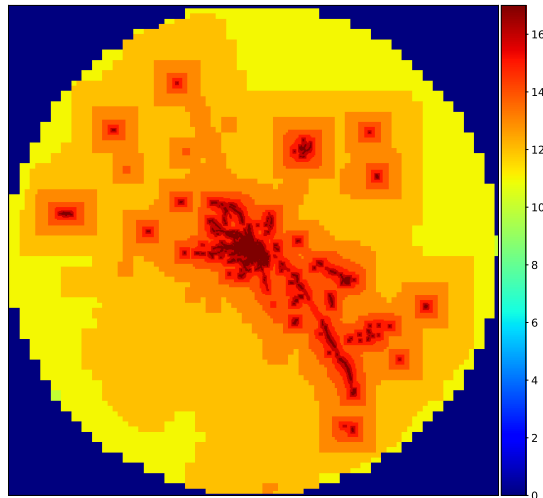


FIGURE 2.1 – Illustration des différents niveaux de raffinement pour le halo le plus massif à  $z = 6$  dans SPHINX.

voisines la grandeur  $K$  soit discontinue. On se retrouve alors avec un problème de Riemann : un système de lois de conservations (les équations d'Euler) aux conditions initiales connues et faisant apparaître une discontinuité à la frontière de deux cellules. D'un point de vue numérique plusieurs solveurs de Riemann existent et sont disponibles dans RAMSES. Celui qui est utilisé pour la simulation SPHINX est le HLLC (Harten, Lax, van Leer - Contact, Toro et al. 1994).

#### *Couplage entre le gaz et la matière noire*

Dans RAMSES, la matière noire et les étoiles sont modélisées par des particules non collisionnelles, c'est-à-dire que seule la gravité agit sur elles. La taille et la masse minimale d'une particule varient selon la résolution de la simulation (une particule stellaire peut donc représenter de nombreuses étoiles). Dans la section 2.2 nous verrons plus spécifiquement les caractéristiques de SPHINX et donc sa résolution concernant les particules.

La dynamique de ces particules est obtenue grâce au principe fondamental de la dynamique. Sa résolution, comme celle de l'équation de Poisson (2.2), nécessite la connaissance en tout point de la densité totale. L'objectif est donc de



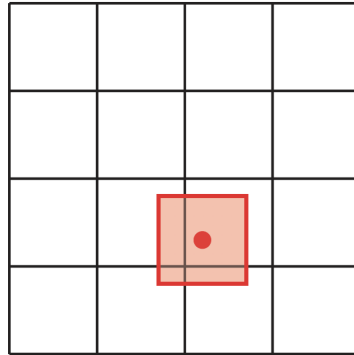


FIGURE 2.2 – Exemple, sur une grille en 2D, de la méthode CIC. Image extraite de la thèse de Maxime Trebitsch.

déterminer la densité de gaz, de matière noire et éventuellement d'étoiles au sein de chaque cellule de la grille. La densité  $\rho$  de gaz est une grandeur connue pour chaque cellule dans la simulation. Concernant la densité stellaire et de matière noire RAMSES utilise une méthode appelée Cloud in Cell interpolation (CIC, HOCKNEY et EASTWOOD 1981). Le principe est de représenter chaque particule comme un nuage (d'où le nom) de la taille d'une cellule centré sur la position de la particule. Chaque cellule partiellement recouverte par ce nuage se voit alors attribuer une fraction de la masse de la particule proportionnelle à la surface du nuage présent dans la cellule (si la moitié d'un nuage d'une particule se retrouve dans une cellule  $i$  alors la moitié de la masse de la particule en question est attribuée à la cellule  $i$ ). La figure 2.2 illustre le principe de la méthode CIC sur une grille en 2D.

### 2.1.2 RAMSES-RT : l'enjeu du transfert radiatif

L'étude des sources de la réionisation nécessite de prendre en compte le rayonnement des galaxies. Comme nous l'avons mentionné le couplage entre le rayonnement et le gaz dans SPHINX est résolue à l'aide de RAMSES-RT (ROSDAHL et al. 2013). Les simulations hydrodynamiques qui résolvent aussi le couplage entre la matière et le rayonnement sont ce que l'on appelle des simulations *RHD* (pour *Radiative Hydrodynamics*).

Nous présentons dans cette section les principales caractéristiques de RAMSES-

RT. Nous commençons par les équations permettant de décrire le transfert radiatif dans le cadre de l'astrophysique puis nous décrirons les méthodes utilisées par RAMSES-RT pour les résoudre.

### *Les équations du transfert radiatif*

D'un point de vue théorique le transfert radiatif est décrit par l'équation suivante (D. MIHALAS et B. W. MIHALAS 1984) :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot \nabla (I_\nu) = -\kappa_\nu I_\nu + \eta_\nu. \quad (2.4)$$

Dans cette équation  $I_\nu$  représente l'intensité spécifique, c'est-à-dire l'intensité telle que  $I_\nu d\nu d\Omega dA dt$  représente l'énergie des photons de fréquences  $[\nu, \nu+d\nu]$  traversant la surface  $dA$  pendant  $dt$  suivant la direction  $\mathbf{n}$  et l'angle solide  $d\Omega$ .  $\kappa_\nu$  représente le coefficient d'absorption tandis que  $\eta_\nu$  est le terme source. La vitesse de la lumière est elle représentée par son habituelle notation  $c$ . Afin de modéliser le transfert radiatif les simulations doivent donc résoudre cette équation. Deux grandes méthodes existent pour cela.

La première, la méthode dite des "Lancers de rayons", consiste à tirer des rayons depuis chaque source (en générale les particules stellaires) vers chaque cellule. La profondeur optique est ensuite calculée le long de chaque rayon. Cette méthode peut vite être très coûteuse à cause du grand nombre de rayons qu'elle nécessite d'intégrer.

La deuxième, dite la méthode des moments, est la méthode utilisée dans RAMSES-RT et que nous allons ici développer.

### *La méthode des moments*

La méthode des moments repose sur un principe simple : supprimer la dépendance angulaire de  $\mathbf{n}$  en prenant les moments angulaires de l'équation 2.4. Initialement développé par GNEDIN et ABEL 2001 cette méthode a été implémentée dans RAMSES par ROSDAHL et al. 2013 en se fondant sur les travaux de AUBERT et TEYSSIER 2008.

En prenant les moments d'ordre zéro et un de l'équation 2.4 on obtient les

équations suivantes :

$$\frac{\partial N_\nu}{\partial t} + \nabla \mathbf{F}_\nu = -\kappa_\nu c N_\nu + \dot{N}_\nu \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}_\nu}{\partial t} + c^2 \nabla \mathbf{P}_\nu = -\kappa_\nu c \mathbf{F}_\nu,$$

où  $\dot{N}_\nu$  est un terme source (son expression, ainsi que celle de  $\kappa_\nu$ , sera développée par la suite). Notons que ces équations sont écrites à l'aide de la densité numérique de photon  $N_\nu = \frac{E_\nu}{h\nu}$ . Dans ce formalisme on a aussi  $\mathbf{F}_\nu = \frac{\mathbf{f}_\nu}{h\nu}$  et  $\mathbf{P}_\nu = \frac{\mathbf{p}_\nu}{h\nu}$  avec  $E_\nu$ ,  $\mathbf{f}_\nu$  et  $\mathbf{p}_\nu$  les moments de l'intensité spécifique définis par les expressions suivantes :

$$E_\nu = \frac{1}{c} \oint I_\nu d\Omega, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{f}_\nu = \oint \mathbf{n} I_\nu d\Omega, \quad (2.7)$$

$$\mathbf{p}_\nu = \frac{1}{c} \oint \mathbf{n} \otimes \mathbf{n} I_\nu d\Omega. \quad (2.8)$$

Ce système d'équations (de 2.5 à 2.8) est, comme dans le cas de l'hydrodynamique, non clos. Pour clore ce système RAMSES-RT introduit une relation entre  $\mathbf{P}_\nu$  et  $N_\nu$  (similaire à l'équation d'état de l'hydrodynamique) :

$$\mathbf{P}_\nu = \mathbf{D}_\nu N_\nu, \quad (2.9)$$

où  $\mathbf{D}_\nu$  est un tenseur d'Eddington. Une fois cette relation établie il reste à déterminer la forme du tenseur d'Eddington. Au sein des simulations RT deux clôtures sont couramment utilisées.

La première, notamment utilisée par GNEDIN et ABEL 2001 et PETKOVA et SPRINGEL 2009, est la méthode OTVET (Optically Thin Variable Eddington Tensor). Dans cette méthode  $\mathbf{D}_\nu$  est calculé en tout point à partir de toutes les sources radiatives, même les plus distantes, ce qui nécessite de faire l'approximation que le milieu est optiquement fin afin d'éviter un coût numérique trop important.

La deuxième méthode, qui est celle utilisée dans RAMSES-RT, est la clôture

M1 (LEVERMORE). L'avantage de cette méthode est qu'elle repose sur un calcul local et qu'elle n'a donc pas besoin de passer par l'hypothèse d'un milieu optiquement fin. La forme du tenseur d'Eddington avec la clôture M1 est alors donnée par :

$$\mathbf{D}_\nu = \frac{1-\chi}{2}\mathbf{I} + \frac{3\chi-1}{2}\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}, \quad (2.10)$$

où  $\mathbf{I}$  est le tenseur identité et  $\chi = \frac{3+4f_\nu^2}{5+2\sqrt{4-3f_\nu^2}}$  est une fonction du flux réduit  $f_\nu = \frac{|F_\nu|}{N_\nu}$ .

### *Discrétisation de la fréquence*

Les équations présentées dans le paragraphe précédent sont continues en fréquence et ne peuvent donc être traitées d'un point de vue numérique sans être discrétisées.

L'abondance de l'hydrogène et de l'hélium et la valeur de leur section efficace dans le régime UV (que l'on peut retrouver notamment dans ROSDAHL et al. 2013) font que l'on peut considérer que seuls  $H_I$ ,  $He_I$  et  $He_{II}$  sont responsables de l'absorption des photons ionisants. De cela découlent deux conséquences. La première est que le terme d'absorption va pouvoir s'écrire comme :

$$\kappa_\nu = \sum_j n_j \sigma_{\nu j}, \quad (2.11)$$

où  $n_j$  est la densité numérique de l'élément  $j$  ( $H_I$ ,  $He_I$  ou  $He_{II}$ ) et  $\sigma_{\nu j}$  la section efficace de l'élément  $j$  lorsqu'il interagit avec un photon de fréquence  $\nu$ .

La deuxième conséquence est que l'on peut désormais diviser le spectre de fréquence en trois intervalles :

- $h\nu \in [13.60; 24.59]$  eV
- $h\nu \in [24.59; 54.42]$  eV
- $h\nu > 54.42$  eV,

où  $h$  est la constante de Planck.

Ces intervalles correspondent respectivement à l'énergie minimale d'ionisation de  $H_I$ ,  $He_I$  et  $He_{II}$ . Pour chaque intervalle  $i$  on remplace alors  $N_\nu$ ,  $F_\nu$  et  $P_\nu$

par leur valeur au sein de l'intervalle  $i$  avec :

$$N_i = \int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} N_\nu d\nu \quad F_i = \int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} F_\nu d\nu, \quad (2.12)$$

où  $\nu_{i,0}$  et  $\nu_{i,1}$  correspondent aux fréquences limites de l'intervalle  $i$ . Concernant la section efficace on utilise sa valeur moyenne (pondérée par la densité numérique de photon  $N_\nu$ ) sur l'intervalle  $i$  donnée par :

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{\int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} \sigma_{\nu j} N_\nu d\nu}{\int_{\nu_{i,0}}^{\nu_{i,1}} N_\nu d\nu}. \quad (2.13)$$

Cette approximation peut se faire dans la mesure où l'on considère que les variations de la forme spectrale au sein d'un intervalle sont négligeables. Cette même approximation sera utilisée afin d'estimer la fraction d'échappement de photons ionisants (chapitre 3). La fraction d'échappement étant au cœur de cette thèse nous développerons alors plus en détail le calcul de la section efficace et nous vérifierons alors la validité des approximations faites. Ainsi la réécriture des équations 2.5 en utilisant les intervalles de fréquence  $i$  amène un nouveau système d'équations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla F_i &= - \sum_j n_j \bar{\sigma}_{ij} c N_i + \dot{N}_i \\ \frac{\partial F_i}{\partial t} + c^2 \nabla P_i &= - \sum_j n_j \bar{\sigma}_{ij} c F_i. \end{aligned} \quad (2.14)$$

À noter que le terme source  $\dot{N}_i$  peut se réécrire comme  $\dot{N}_i = \dot{N}_i^* + \dot{N}_i^{rec}$ , où  $\dot{N}_i^{rec}$  est le terme source dû à la recombinaison du gaz et  $\dot{N}_i^*$  celui venant des sources stellaires (et éventuellement des AGN s'ils sont modélisés, ce qui n'est pas le cas dans SPHINX).

Enfin, afin de correctement traiter l'interaction entre les photons et le gaz, RAMSES-RT suit au sein de chaque cellule les fractions d'ionisation de l'hydrogène et de l'hélium :

$$x_{H_I} = \frac{n_{H_I}}{n_H} \quad x_{He_I} = \frac{n_{He_I}}{n_{He}} \quad x_{He_{II}} = \frac{n_{He_{II}}}{n_H}$$

Ces grandeurs sont implémentées sous forme de scalaires passifs et n'interviennent que dans le calcul des termes d'absorption et de la fonction de refroidissement.

Une fois ces données prises en compte le découpage du spectre en trois intervalles permet à RAMSES-RT de résoudre les équations 2.14. Pour ce faire la résolution est décomposée en trois étapes :

- **L'injection de photons** : La radiation issue des étoiles est injectée dans les cellules : c'est le terme  $\dot{N}_i^*$ .
- **La propagation des photons** : Cela revient à résoudre les équations 2.14 sans les termes de droite. Afin de calculer le flux de photons entre les cellules deux fonctions sont disponibles dans RAMSES-RT. La fonction HLL (*Harten-Lax-van Leer*, HARTEN et al. 1983) et la fonction GLF (*Global Lax-Friedrichs*), qui est celle utilisée dans SPHINX.
- **La thermochimie** : Enfin on résout l'interaction entre les photons et le gaz. Les équations 2.14 sont alors résolues sans divergence et sans le terme  $\dot{N}_i^*$ . Les fractions d'ionisation et la température du gaz sont mises à jour à cette étape.

#### *Thermochimie du gaz*

Nous développons ici la troisième étape de la résolution des équations 2.14, que nous venons juste de voir. Dans cette étape la thermochimie du gaz est résolue. Pour cela l'état d'ionisation des espèces présentes (H et He) et la température du gaz se doivent d'être connus. Les équations décrivant leur évolution ont pour forme générale :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = H + L$$

$$n_H \frac{\partial x_{HII}}{\partial t} = n_{H_I} (\beta_{H_I}(T) n_e + \sum_i \bar{\sigma}_{iH_I} c N_i) - n_{H_{II}} \alpha_{H_{II}}^A n_e. \quad (2.15)$$

Par soucis de simplicité l'on remarquera que seul le cas de  $H_I$  est écrit. Les équations de  $He_I$  et  $He_{II}$  sont similaires et se trouvent dans ROSDAHL et al. 2013.

La première équation représente l'évolution de l'énergie volumique interne du gaz  $\epsilon$  en fonction du taux de chauffage  $H$  et de refroidissement  $L$  (à noter que dans l'équation 2.1  $\Lambda$  regroupe  $H$  et  $L$ ).

La deuxième symbolise quant à elle l'évolution de la fraction d'ionisation de H. Dans cette équation  $n_e$  représente la densité numérique d'électron,  $\beta_{H_I}$  le taux d'ionisation collisionnelle. Les termes  $n_{H_I} \sum_i \bar{\sigma}_{iH_I} c N_i$  et  $n_{H_{II}} \alpha_{H_{II}}^A n_e$  décrivent respectivement la photoionisation par les photons des intervalles  $i$  et la recombinaison de l'hydrogène.

Le taux de chauffage  $H$  prend en compte le chauffage par rayonnement, c'est-à-dire que dès lors qu'une espèce est ionisée par un photon l'énergie restante du photon est ajouté au terme  $H$  afin de chauffer le gaz. L'effet Compton dû aux photons du fond diffus cosmologique est aussi pris en compte dans le taux de chauffage.

Le terme de refroidissement comprend quant à lui de nombreux processus physiques. Il englobe notamment les excitations et les ionisations collisionnelles, les recombinaisons ainsi que le refroidissement dû à l'effet Compton. Le refroidissement dû au bremsstrahlung, qui est le rayonnement produit par le freinage d'un électron gravitant autour d'un noyau atomique, est aussi pris en compte. Enfin le refroidissement dû aux raies d'émission métalliques est aussi intégré. Si  $T > 10^4$  K alors le taux refroidissement dû aux métaux est calculé à partir des tables issues de CLOUDY (FERLAND et al. 1998). Pour les températures plus faibles SPHINX utilise les taux de refroidissement des structures fines de ROSEN et BREGMAN 1995.

### *L'approximation de la vitesse de la lumière variable*

Le pas de temps  $\Delta t$  est un des aspects les plus importants des simulations RHD. En effet il doit être suffisamment petit pour capturer chaque étape importante des différents processus physiques en jeu mais accroît fortement le temps de calcul dès qu'il est réduit.

Pour assurer la stabilité des solutions des équations de l'hydrodynamique et du transfert radiatif le pas de temps doit respecter ce qu'on appelle la condition de Courant, qui s'exprime comme :

$$\frac{V\Delta t}{\Delta x} \leq C, \quad (2.16)$$

où  $V$  est la vitesse de l'onde la plus rapide au sein de la simulation et  $C$  le nombre de Courant ( $C \in [0, 1]$ ), fixe pour l'entière simulation. Dans le cas d'une grille adaptative, comme pour RAMSES-RT, l'on peut remarquer que la taille variable  $\Delta x$  d'une cellule fait que le pas de temps  $\Delta t$  est aussi variable au sein de la simulation d'après 2.16 (en multipliant par deux la résolution dans une zone on multiplie aussi  $\Delta t$  par 2).

Compte tenu de valeur de la vitesse de la lumière  $c$  les échelles de temps radiatives sont bien plus petites, et donc contraignantes, que celles de l'hydrodynamique. C'est donc  $c$  qui va imposer le pas de temps  $\Delta t$  au sein de RAMSES-RT. Dans le cadre de RAMSES-RT la condition de courant adoptée pour le transfert radiatif est de  $\frac{1}{3}$ , ce qui impose pour le pas de temps :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{3c}. \quad (2.17)$$

La vitesse réelle de la lumière,  $c \approx 3 \times 10^8 m.s^{-1}$ , amène des pas de temps radiatifs qui sont de l'ordre de 300 fois plus petits que ceux de l'hydrodynamique (en considérant une vitesse du son dans le gaz de  $c_s \approx 1000 km.s^{-1}$ ). Le temps de calcul devient alors excessif. Pour le réduire, GNEDIN et ABEL 2001 introduisent l'idée que l'on peut utiliser une vitesse de la lumière réduite, tant que cette dernière reste inférieure à la vitesse du front d'ionisation. C'est l'approximation de la vitesse de lumière réduite (ou RSLA pour *reduced speed of light approximation*).

Si l'on considère une source émettant  $\dot{N}$  photons ionisants par seconde dans un milieu homogène de densité  $n_H$  à la température  $T$  alors le rayon maximal  $r_S$  du front d'ionisation est donné par la formule de Strömgren (STROMGREN 1939) :

$$r_S = \left( \frac{3\dot{N}}{4\pi\alpha^B(T)n_H^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (2.18)$$

où  $\alpha^B(T)$  est le taux de recombinaison dans le cas B. À partir de ce rayon on peut définir  $t_{cross} = r_S/c_r$  ( $c_r$  étant la vitesse de la lumière réduite). ROSDAHL et al. 2013 nous montrent que la RSLA reste valable tant que  $t_{cross}$  reste petit devant n'importe quel autre temps caractéristique de la simulation. Ainsi en définissant



$\tau_{sim}$  comme le plus petit temps caractéristique de la simulation on arrive à la condition suivante sur  $c_r$  :

$$c_r \geq \min(1; 10 \times \frac{t_{cross}}{\tau_{sim}}) \times c. \quad (2.19)$$

En s’inspirant de la RSLA, KATZ et al. 2017 propose une nouvelle approximation concernant la vitesse de la lumière. D’après la formule de  $r_S$  équation 2.18 plus un milieu est dense (plus  $n_H$  est grand) plus  $r_S$  diminue et donc plus  $c_r$  peut être réduite en gardant  $t_{cross}$  constant. L’idée générale de KATZ et al. 2017 est alors de proposer une vitesse de la lumière variable (VSLA pour *variable speed of light approximation*) qui s’adapte à la densité du milieu. Pour ce faire  $c_r$  varie en fonction du niveau de résolution de la grille. Ainsi on économise du temps de calcul en utilisant une vitesse de la lumière particulièrement réduite dans les régions les plus denses. C’est cette dernière méthode qui a été retenue dans SPHINX.

## 2.2 SPHINX

Maintenant que nous avons vu les caractéristiques générales de RAMSES-RT nous allons présenter les spécificités de la simulation SPHINX. Nous commençons section 2.2.1 par présenter les propriétés générales de SPHINX et les conditions initiales utilisées. Dans la section 2.2.2 nous présentons la méthode utilisée pour détecter les halos ainsi que le catalogue de halo à différents redshifts. Puis nous décrivons section 2.2.3 les modèles sous-grilles utilisés pour la physique stellaire. Enfin nous finissons section 2.2.4 par présenter la distribution spectrale d’énergie utilisée dans SPHINX et son influence sur le processus de réionisation.

### 2.2.1 Conditions initiales et propriétés générales

SPHINX est une simulation RHD se concentrant sur l’époque de la réionisation, produisant des résultats entre  $z \approx 15$  et  $z = 6$ . Lors de la première version de SPHINX deux volumes ont été utilisés : un cube de 5 cMpc de largeur et un autre de 10 cMpc. Plus récemment une nouvelle version de SPHINX a été

simulé avec cette fois un volume de 20 cMpc de large. Durant cette thèse ces trois simulations seront nommées SPHINX5, SPHINX10 et SPHINX20. Cette thèse se focalise uniquement sur l'analyse de SPHINX10. Au lancement de ce projet il s'agissait du plus grand volume disponible. Puis, une fois les résultats de SPHINX20 sortis, nous avons fait le choix de finir entièrement l'analyse de SPHINX10 plutôt que de nous tourner vers SPHINX20. À partir d'ici, lorsque nous mentionnerons SPHINX cela fera référence à SPHINX10. Les notations SPHINX5, SPHINX10 et SPHINX20 seront uniquement utilisées s'il y a besoin de les différencier.

Dans SPHINX les niveaux de raffinement varient entre 9 et 17, ce qui permet d'atteindre une résolution de 10.9 pc à  $z = 6$ . Toujours concernant SPHINX une cellule est raffinée (divisée en 8 cellules filles) si elle passe les critères suivants :

- (i)  $M_{DM,cell} + \frac{\Omega_m}{\Omega_b} M_{baryons,cell} > 8 m_{DM}$ , où  $M_{DM,cell}$  et  $M_{baryons,cell}$  sont les masses totales de matière noire et de baryons au sein de la cellule.  $\Omega_m$  et  $\Omega_b$  symbolisent les densités de matières et de baryons tandis que  $m_{DM}$  représente la masse d'une particule de matière noire au sein de la simulation.
- (ii)  $\Delta x > \frac{1}{4} \lambda_J = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G \rho}}$  où  $\lambda_J$  est la longueur de Jeans. Ainsi cette condition permet de vérifier l'instabilité gravitationnelle de la cellule avant de la raffiner. Ici  $G$  est la constante gravitationnelle,  $\rho$  la densité du gaz dans la cellule et  $c_s$  est la vitesse du son dans le milieu.

Cette résolution permet de résoudre le milieu interstellaire et de ne pas faire de la fraction d'échappement un paramètre libre. Dans le chapitre suivant, sur la fraction d'échappement, nous discuterons plus en détail qu'elle est la résolution minimale nécessaire pour décrire correctement l'escape fraction.

Si SPHINX a pu atteindre un tel niveau de résolution c'est en partie grâce à l'approximation de la vitesse de la lumière variable qui a permis de réduire le temps de calcul de la simulation. Concernant la simulation de 10 cMpc les valeurs de la vitesse de la lumière réduite sont les suivantes :

- $f_c = [0.2, 0.1, 0.05, 0.025, 0.0125]$  pour  $l = [9, 10, 11, 12, 13]$
- $f_c = 0.125$  pour  $l \geq 13$ ,

où l'on rappelle que  $l$  est le niveau de résolution de la grille.

La simulation est peuplée de  $512^3$  particules de matière noire de masse

$m_{DM} = 2.5 \times 10^5 M_\odot$ . La masse minimale d'une particule stellaire est quant à elle fixée à  $10^3 M_\odot$ . On sélectionne ici les halos avec plus 300 particules de matière noire pour l'analyse, ce qui correspond à une masse minimale de  $M_{vir} = 7.5 \times 10^7 M_\odot$ . D'après WISE et al. 2014 cette masse se situe juste au-dessus de la limite de refroidissement atomique (par rayonnement *Lyman- $\alpha$* ) qui est à  $M_{vir} \approx 3 \times 10^7 M_\odot$ . En dessous de cette masse limite il semblerait que les halos participent faiblement à la réionisation à cause de leur formation stellaire qui est inefficace (KIMM et al. 2017). Afin de vérifier cette hypothèse deux versions de SPHINX5 ont été réalisées. Une avec des propriétés identiques à celles de SPHINX10 et une pour laquelle  $m_{DM} = 3.1 \times 10^4 M_\odot$ , ce qui amène une masse minimale de  $M_{vir} \approx \times 10^7 M_\odot$  pour les halos (en sélectionnant de nouveau les halos avec plus de 300 particules, ROSDAHL et al. 2018). Les deux versions de SPHINX5 produisent des résultats similaires concernant l'historique de réionisation, confirmant l'étude de KIMM et al. 2017. Ainsi la masse minimale concernant l'analyse des halos dans SPHINX10 est suffisante pour étudier l'époque de la réionisation.

La résolution des équations radiatives et hydrodynamiques (section 2.1.1. et 2.1.2) permet l'évolution de la simulation. Cependant pour que le modèle soit complet il faut ajouter à ces équations des conditions initiales. Pour SPHINX elles ont été générées à partir de MUSIC (Multi-Scale Initial Conditions, HAHN et ABEL 2011), qui est un code produisant des conditions initiales lisibles par RAMSES. D'un point de vue théorique SPHINX utilise le modèle  $\Lambda - CDM$  (ou  $\Lambda$ -Cold Dark Matter) avec les paramètres cosmologiques suivants (d'après les mesures du satellite Planck, COLLABORATION 2016) :

- la densité de matière  $\Omega_m = 0.3275$
- la densité de baryon  $\Omega_b = 0.049$
- la densité d'énergie sombre  $\Omega_\Lambda = 0.6825$
- la constante de Hubble :  $h \equiv H_0 / (100 km.s^{-1} Mpc^{-1}) = 0.6711$
- la normalisation du spectre de puissance  $\sigma_8 = 0.83$

À partir de ces paramètres et des grandeurs caractéristiques de la simulation (taille, résolution, ...) MUSIC va produire un fichier contenant la vitesse et la position initiales de toutes les particules de matière noire. Concernant le gaz l'hydrogène et l'hélium ont une fraction de masse respective de  $X = 0.76$  et  $Y = 0.24$ , tandis que sa métallicité est initialement fixée à  $Z = 6.4 \times 10^{-6} =$

$3.2 \times 10^{-4} Z_{\odot}$  (où la métallicité solaire est estimée à  $Z_{\odot} = 0.2$ ). Les métaux sont censés être produits par les premières étoiles et donc apparaître au cours de la réionisation. La métallicité initiale devrait donc être nulle. Cependant elle a été artificiellement ajoutée pour compenser l'absence de refroidissement par  $H_2$  dans SPHINX et permettre ainsi aux premières étoiles de se former à  $z \approx 15$  (le refroidissement du aux transitions de  $H_2$  peut être cruciale dans la formation des premières étoiles de l'univers, ABEL et al. 2002).

Bien qu'abritant des milliers des halos SPHINX (5, 10 ou 20) reste possiblement biaisée par l'inhomogénéité de l'univers. D'après ILIEV et al. 2014 des simulations de l'ordre de 100 cMpc sont nécessaires pour échapper à ce problème. Afin de palier ce problème de taille 60 conditions initiales ont été testées et ont été retenues celles qui donnaient les résultats les plus proches de la moyenne concernant la distribution de  $M_{200}^{1.5}$  ( $M_{200}$  est la masse d'un halo lorsqu'il est défini comme une région où la densité moyenne est  $> 200 \rho_c$ , avec  $\rho_c \equiv \frac{3c^2 H^2}{8\pi G}$  la densité critique). Il a été choisi de regarder la distribution de  $M_{200}^{1.5}$  et non  $M_{200}$  car elle est corrélée au taux de formation stellaire au sein des halos, lui-même corrélé à la luminosité ionisante des halos (ROSDAHL et al. 2018).

### 2.2.2 Catalogue de Halo

Au sein des simulations produisant de nombreux halos, comme c'est le cas pour SPHINX, les halos ont besoin d'être identifiés. Pour ce faire la simulation utilise l'outil *ADAPTAHOP* dans le *most massive submaxima (MSM) mode* (AUBERT et al. 2004; TWEED et al. 2009), qui permet de détecter les maxima locaux de densité.

Dans SPHINX un minimum de 20 particules est requis par halo. De plus pour chaque halo détecté  $R_{vir}$  et  $M_{vir}$  sont définis à partir de la plus grande région ellipsoïdale virialisée et centrée sur la particule la plus dense du halo. Comme nous l'avons vu dans la section précédente seuls les halos avec  $M_{vir} > 300 \times m_{DM}$  sont retenus pour l'analyse.

Dans cette thèse, puisque nous nous intéressons aux sources de la réionisation, nous nous focalisons uniquement sur les halos contenant au moins une particule stellaire. De plus nous étudions les halos de SPHINX aux redshifts 12, 10, 8, 7

et 6. L'objectif est de couvrir la plage la plus grande possible de la réionisation. Avant  $z = 12$  le catalogue de halo de SPHINX devient très petit et c'est pourquoi nous stoppons notre étude à  $z = 12$ .

Chacun de ces redshifts correspond à un *output* de SPHINX, qu'il faut donc analyser. Dans le but d'augmenter le nombre de halos disponibles par redshift nous avons adopté la méthode des stacks : pour un redshift donné nous avons utilisé les données de trois *outputs* consécutifs. L'écart entre deux *outputs* dans SPHINX est de  $5 M_{yr}$ , ce qui est un temps court concernant l'évolution d'un halo. Ainsi entre deux *outputs* les populations de halos se ressemblent fortement. Cependant le milieu interstellaire et les étoiles jeunes, qui nous intéressent ici, varient plus rapidement. Entre deux *outputs* la fraction d'échappement d'un halo peut varier fortement. La méthode des stacks nous permet donc d'avoir accès à plusieurs états d'une population de halo. Sur la figure 2.3 nous montrons la fraction de masse des halos à différents  $z$  (12, 10, 8, 7 et 6). Les deux traits verticaux rouges indiquent l'intervalle à l'intérieur duquel 80 % de la population de halos est présente. La valeur numérique de cet intervalle, ainsi que le nombre de halos, la masse maximale et minimale de chaque distribution sont quant à eux donnés dans le Tableau 2.1. Ce tableau nous montre que, grâce à la taille de la simulation et aux stack, nous avons accès à plusieurs milliers de halos pour chaque redshift. On remarque aussi que le nombre de halos augmente quand le redshift diminue. On rappelle que l'époque de la réionisation correspond à la période de formation des premières galaxies. Sachant que nous considérons dans cette thèse uniquement les halos contenant au moins une particule stellaire il est donc logique de voir leur nombre croître au cours de cette période. La figure 2.3 et les valeurs du tableau 2.1 montrent aussi que la population de halos devient de plus en plus massif durant la réionisation car les halos ont pu accréter de la matière ou fusionner au fur et à mesure de leur évolution.

Concernant la forme générale des distributions on peut remarquer que, des plus fortes aux plus faibles masses, le nombre de halos cesse d'augmenter pour des valeurs de  $M_{vir}$  allant de  $10^8$  à  $10^{8.5} M_{\odot}$ . Cela est dû au fait qu'on sélectionne uniquement les halos avec des particules stellaires. En effet, si l'on se focalise par exemple sur la distribution à  $z = 6$  le nombre de halo cesse d'augmenter à  $M_{vir} \approx 10^{8.5} M_{\odot}$  alors qu'il continue de croître jusqu'à  $M_{vir} = 300 \times m_{DM}$  si on

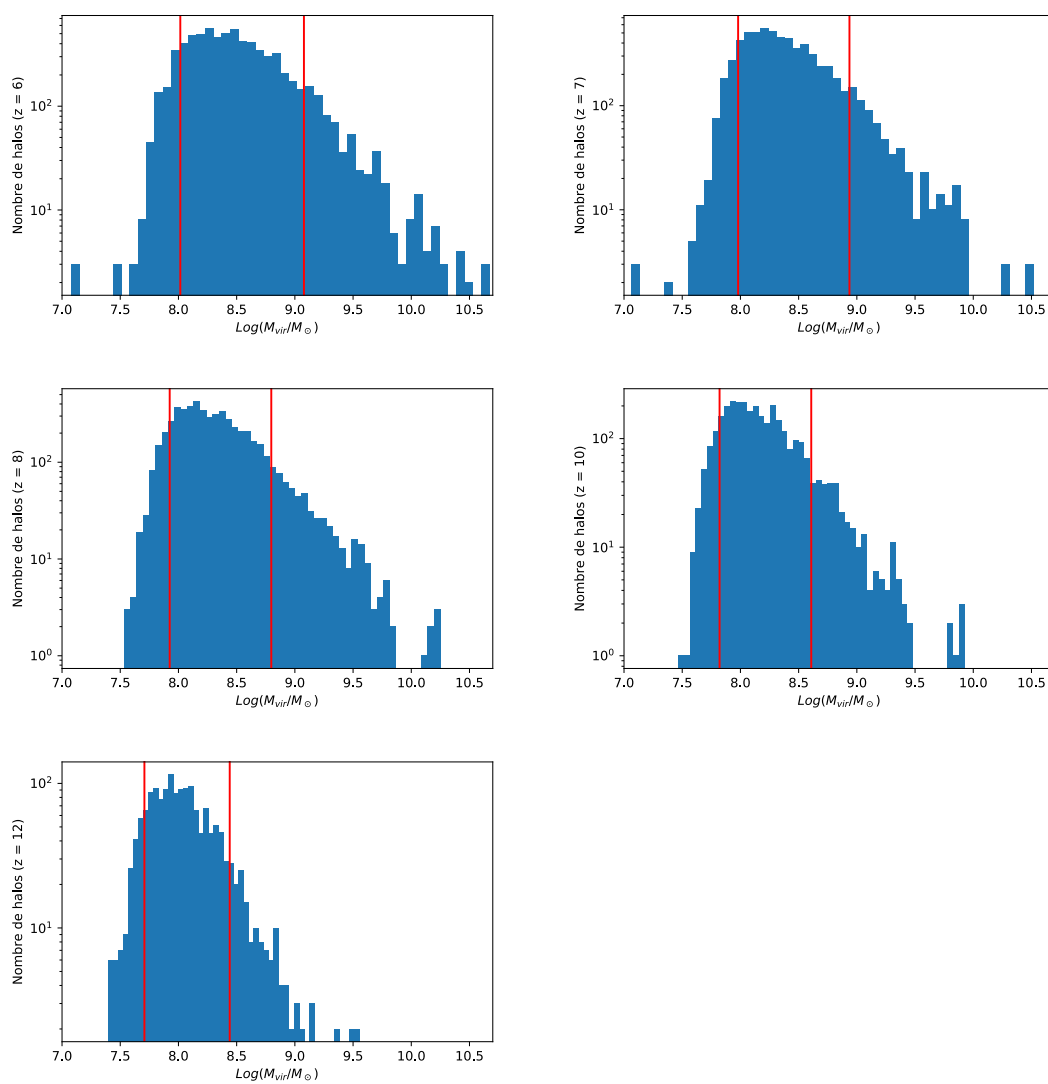


FIGURE 2.3 – Distribution des halos selon leur masse pour les différents redshifts analysés ( $z = 12, 10, 8, 7$  et  $6$ ). En rouge est marqué l'intervalle de masse contenant 80 % de la population.

z	$M_{max}(M_{\odot})$	$M_{min}(M_{\odot})$	$N_{halos}$	$[-]_{80}(M_{\odot})$
6	$4.7 \times 10^{10}$	$1.2 \times 10^7$	7140	$1.0 \times 10^8 < M_{vir} < 1.2 \times 10^9$
7	$3.3 \times 10^{10}$	$1.2 \times 10^7$	6480	$9.6 \times 10^7 < M_{vir} < 8.6 \times 10^8$
8	$1.8 \times 10^{10}$	$3.4 \times 10^7$	5492	$8.4 \times 10^7 < M_{vir} < 6.3 \times 10^8$
10	$8.4 \times 10^9$	$2.9 \times 10^7$	3089	$6.6 \times 10^7 < M_{vir} < 4.1 \times 10^8$
12	$3.6 \times 10^9$	$2.5 \times 10^7$	1556	$5.1 \times 10^7 < M_{vir} < 2.8 \times 10^8$

TABLEAU 2.1 – Tableau répertoriant le redshift, le nombre de halos, la masse maximale et minimale ainsi que l’intervalle où 80 % des halos se trouvent ( $[-]_{80}$ ) pour chaque distribution de la figure 2.3.

sélectionne aussi les halos sans particules stellaires (voir la figure 2 de ROSDAHL et al. 2018). La proportion de halos sans particules stellaires est donc plus grande aux petites masses, où la faible quantité de gaz ne favorise pas la formation stellaire. Il est aussi intéressant de noter que les distributions contiennent des halos avec  $M_{vir} < 300 \times m_{DM}$  ( $300 \times m_{DM} \approx 7.5 \times 10^7 M_{\odot} \approx 10^{7.9} M_{\odot}$ ). Cela vient du fait que lorsque l’on définit  $R_{vir}$  et  $M_{vir}$  certaines particules du halo se retrouvent à l’extérieur de la plus grande région ellipsoïdale virialisée et ne sont pas prises en compte dans  $M_{vir}$ .

Au cours de cette thèse nous étudions les halos en tant que sources de la réionisation. Afin de les décrire nous utilisons certaines propriétés physiques des galaxies qu’ils contiennent : le taux de formation stellaire (ou SFR pour *star formation rate*) et la luminosité. Ainsi au cours de cette thèse nous parlerons du taux de formation stellaire et de la luminosité  $L$  des halos qui ne sont autres que la somme des luminosités et des SFR des galaxies contenus dans les halos. Nous allons maintenant voir comment sont calculés les différentes propriétés physiques que nous utilisons pour décrire les halos.

Les grandeurs n’ayant pas de lien avec les étoiles (i.e.  $M_{vir}$ ,  $R_{vir}$  et la position du halo dans la simulation) sont répertoriées parmi les données de SPHINX et directement accessibles au travers d’un catalogue.

Pour les propriétés stellaires la première étape consiste à déterminer les étoiles (en réalité particules stellaires) présentes au sein d’un halo donné. Dans ce chapitre et les suivants nous avons considéré pour chaque halo étudié les étoiles à l’intérieur de  $R_{vir}$ . Pour cela nous avons simplement calculé la distance

$d$  entre la position d'une particule stellaire et le centre du halo. Si  $d < R_{vir}$  alors la particule stellaire appartient au halo.

Une fois que toutes les étoiles d'un halo sont connues nous pouvons alors calculer le reste des grandeurs physiques nécessaires à notre étude. Pour ce faire nous stockons toutes les grandeurs relatives aux particules stellaires présentes dans le halo (accessibles là encore au travers de catalogues présents dans SPHINX) : leur masse, leur âge, leur position et leur métallicité. Ces grandeurs vont ensuite nous servir pour l'obtention de  $SFR$ ,  $F_{esc}$ ,  $L$  et  $L_{esc}$  (la luminosité sortante du halo).

Pour le taux de formation stellaire nous avons pris en compte la formation des étoiles sur 10Myr. Ainsi on a :

$$SFR = \frac{\sum_s M_*(s)(t_* < 10Myr)}{10 \times 10^6} (M_\odot \cdot yr^{-1}), \quad (2.20)$$

où  $M_*(s)(t_* < 10Myr)$  est la masse d'une particule stellaire  $s$  présente dans le halo et âgée de moins de 10 Myr.

La luminosité de chaque particule stellaire est elle obtenue en interpolant les spectres utilisés SPHINX à partir de l'âge et de la métallicité des particules stellaires. La luminosité totale d'un halo,  $L$ , est simplement obtenue en sommant la luminosité de chaque particule stellaire présente dans le halo.

Le calcul de  $F_{esc}$  sera détaillé lors du chapitre 3. À noter qu'à partir de la valeur moyenne de  $F_{esc}$  pour un halo on obtient directement  $L_{esc}$  par le produit  $L \times F_{esc}$ .

### 2.2.3 Modèle sous-grille

#### *Formation stellaire*

Malgré la haute résolution la formation d'une étoile ne peut être explicitement modélisée dans SPHINX (c'est en fait le cas pour toutes les simulations de galaxies). Pour palier ce manque on adopte un modèle sous-grille dans lequel on forme des particules stellaires modélisant un groupe d'étoiles. L'idée générale est que le gaz dense et froid d'une cellule peut s'effondrer sur lui-même jusqu'à



former une certaine masse d'étoiles.

Dans SPHINX nous utilisons un modèle de formation stellaire turbulent inspiré de celui de FEDERRATH et KLESSEN 2012, notamment décrit dans KIMM et al. 2017; TREBITSCH et al. 2017. Dans ce modèle les conditions suivantes doivent être remplies localement pour qu'une cellule donne naissance à une particule stellaire :

(i) La densité d'hydrogène  $n_H > 10 \text{cm}^{-3}$  et la densité locale de gaz  $\rho$  doit être plus de 200 fois supérieur à la densité cosmologique moyenne (ceci afin d'éviter une formation stellaire omniprésente à très haut redshift).

(ii) La largeur de la cellule doit être plus grande que la longueur de Jeans turbulente (i.e.  $\Delta x > \lambda_{J,Turb}$ , le gaz est alors considéré comme instable), qui est une longueur de Jeans modifiée afin de prendre en compte la turbulence du gaz et qui est donnée par BONAZZOLA et al. 1987; STROMGREN 1939 :

$$\lambda_{J,Turb} = \frac{\pi \sigma_{gas}^2 + \sqrt{36\pi c_s^2 G \Delta x^2 \rho + \pi^2 \sigma_{gas}^4}}{6G\rho\Delta x}, \quad (2.21)$$

où  $\sigma_{gas}$  représente la dispersion de vitesse du gaz vers les cellules voisines.

(iii) Le gaz est localement convergent et correspond à un maximum de densité local (comparé aux 6 cellules voisines)

Une fois que le gaz remplit ces critères il est converti en particules stellaires suivant le taux de formation :

$$\dot{\rho}_\star = \epsilon_\star \rho / t_{ff}. \quad (2.22)$$

Dans cette équation  $t_{ff} = [3\pi/(32G\rho)]^{1/2}$  est le temps de chute libre local d'effondrement du nuage stellaire tandis que  $\epsilon_\star$  représente le paramètre d'efficacité de la formation stellaire. La formation de particules stellaires se fait de manière stochastique. À chaque pas de temps  $\Delta t$  une cellule qui remplit tous les critères précédents formera une particule de masse  $M_\star = N m_\star$  où  $m_\star$  est la masse minimale d'une particule stellaire et N un entier tiré selon une loi de Poisson tel que, en moyenne, la formation stellaire suive le taux de l'équation 2.22.

Le modèle turbulent adopté ici diffère du modèle historique de formation

stellaire de RAMSES (RASERA et TEYSSIER 2006). La différence principale vient de l'efficacité  $\epsilon_\star$  qui est constante dans le modèle classique alors que c'est un paramètre défini localement en fonction des propriétés turbulentes du gaz dans le modèle gravito turbulent. Dans le modèle adopté par SPHINX  $\epsilon_\star$  peut même ponctuellement dépasser 1, amenant une formation stellaire plus rapide que  $t_{ff}$ . Grâce à ces changements la formation stellaire est moins lisse dans le temps et dans l'espace que dans le modèle historique de RAMSES. On se retrouve alors avec des épisodes de formation d'étoiles ponctuelles et plus violents. HARTLEY et RICOTTI 2016 ont montré qu'un tel mode de formation stellaire (appelée "bursty mode") produisait des feedbacks plus importants, ce qui menait à de plus grandes régions  $H_{II}$  durant l'époque de la réionisation. Le modèle de formation stellaire est donc crucial quand on modélise cette époque et participe grandement à la réionisation dans la simulation SPHINX.

### *Supernovae*

Les étoiles de masse  $\geq 8M_\odot$  finissent leur vie par une explosion donnant naissance à une supernova. Cette explosion produit une quantité importante d'énergie et relâche de la matière dans le milieu interstellaire (et notamment des métaux). Comme nous le verrons dans le chapitre 4 et 5 leur rôle est crucial à l'époque de la réionisation. En effet leurs explosions créent des trous de faible densité au sein des galaxies, ce qui permet aux photons ionisants de s'échapper plus facilement et donc de réioniser l'univers. Leur modélisation est donc là aussi un aspect crucial.

Dans SPHINX les SN sont modélisées de telle sorte que chaque particule stellaire connaît des explosions de SN entre 3 et 50 millions d'années de sa vie. Pour réaliser cela on suppose pour chaque particule stellaire une fonction de masse initiale de Kroupa (KROUPA 2001) et on échantillonne le taux d'explosion de SN intégré issu de KIMM et al. 2015 en tirant de manière stochastique une distribution de temps de délai au bout desquels des explosions de SN se produiront. Sur la figure 2 de KIMM et al. 2015 se trouve le taux d'explosion de SN intégré ainsi qu'un exemple d'échantillonnage de ce taux pour une particule stellaire de  $1000M_\odot$ .

D'un point de vue du feedback, c'est-à-dire l'injection de matière, d'énergie et de moment par une supernova dans son environnement, nous avons adopté un feedback dit mécanique, proposé par KIMM et CEN 2014 (et notamment décrit dans KIMM et al. 2015; KIMM et al. 2017; ROSDAHL et al. 2018). Le principe est que la masse et l'énergie libérées par une supernova (ainsi que le gaz de la cellule hôte) se retrouvent réparties entre la cellule hôte de la supernova et ses cellules voisines. L'énergie est injectée sous la forme d'un moment radial (sauf pour la cellule hôte à laquelle on injecte de l'énergie thermique). Initialement DUBOIS et TEYSSIER 2008 ont proposé deux méthodes pour le feedback dans RAMSES. Le premier est un feedback thermique dans lequel l'énergie issue de la supernova est injectée en chauffant le gaz. Le deuxième est un feedback cinétique, similaire au feedback mécanique, où l'énergie est aussi injectée grâce à des moments. La principale différence entre le feedback cinétique et mécanique est que dans ce dernier la quantité de moment injectée dépend de la résolution et des propriétés ( $\rho$ ,  $Z$ ,  $T$ ) de la cellule concernée afin de mieux modéliser les différentes phases de l'explosion.

Dans SPHINX chaque explosion libère une énergie de  $10^{51}$  erg. L'intégration de la fonction de Kroupa jusqu'à  $100 M_{\odot}$  donne normalement naissance à 1 explosion de SN de masse  $m_{SN} = 20M_{\odot}$ . Dans SPHINX le taux d'explosion de SN a été artificiellement boosté d'un facteur 4 en choisissant  $m_{SN} = 5M_{\odot}$ . Cette boost a été fait dans le but de reproduire correctement les distributions de  $M_{\star}$  en fonction  $M_{vir}$ , de SFR fonction  $M_{vir}$  et la fonction de luminosité UV à l'époque de la réionisation (voir les figure 5 à 7 de ROSDAHL et al. 2018).

## 2.2.4 Distribution spectrale d'énergie

Nous avons vu précédemment, à travers la section sur RAMSES-RT, les grandes étapes concernant l'injection et l'évolution des photons au sein de SPHINX, ainsi que leur couplage avec le gaz. Nous rappelons que nous travaillons ici avec trois intervalles de fréquence correspondant à l'ionisation de  $H_I$ ,  $He_I$  et  $He_{II}$ . Dans cette section nous présentons le modèle de distribution spectrale d'énergie (ou SED pour *spectral energy distribution*) adopté dans SPHINX.

Deux modèles ont été testés dans SPHINX. Ces modèles donnent l'évolution

spectro-photométrique des particules stellaires en fonction de leur âge et de leur métallicité (ce qui permet de calculer la luminosité de chaque particule stellaire comme nous l'avons déjà mentionné). Les deux modèles utilisés dans SPHINX sont le *GALAXEV* de BRUZUAL et CHARLOT 2003 et le *BPASS* (pour Binary Population and Spectral Synthesis) développé par ELDRIDGE et al. 2008 puis STANWAY et al. 2016. La grande différence entre ces deux modèles est que le dernier inclut des étoiles binaires. Dans le modèle *BPASS* utilisé par SPHINX5 et 10, 100 % des étoiles sont binaires. SPHINX20 utilise la dernière version du modèle *BPASS*, plus réaliste, dans lequel seulement 70 % des étoiles sont binaires.

D'après STANWAY et al. 2016 et ROSDAHL et al. 2018 l'influence des étoiles binaires sur le rayonnement ionisant des étoiles est double. Premièrement le flux de photon ionisant est plus important chez les étoiles binaires (près du double si l'on considère une métallicité de  $Z = 0.05Z_{\odot}$ , voir ROSDAHL et al. 2018). Deuxièmement le flux de photons ionisants décroît moins vite en fonction de l'âge des étoiles dans le cas d'étoiles binaires. Ce dernier aspect est particulièrement important car il permet aux étoiles de continuer à émettre des photons ionisants de manière importante (comparé au modèle avec des étoiles seules) une fois que les processus de feedback ont dégagé le gaz neutre et dense dans lequel les étoiles sont nées, permettant aux photons ionisants de s'échapper. Ainsi le modèle *BPASS* permet d'avoir plus de photons ionisants s'échappant des halos dans le milieu intergalactique et favorise donc une réionisation plus rapide de l'univers. La figure 2.4 (issue de ROSDAHL et al. 2018) illustre parfaitement cette influence du modèle SED sur la réionisation dans SPHINX en montrant l'évolution en fonction du redshift de la fraction volumique de  $H_I$  dans la simulation pour les deux modèles de SED (pour SPHINX5 et SPHINX10). Quel que soit le volume de la simulation seulement 50% du volume de la simulation est réionisé à  $z = 6$  dans le cas du modèle SED avec des étoiles seules tandis que la simulation se trouve entièrement réionisé à  $z \approx 7$  dans le cas du modèle avec des étoiles binaires. À titre de comparaison sur la figure sont aussi représentés les résultats issus des différentes études observationnelles (indiquées dans la légende). On peut remarquer que le modèle *BPASS* produit une réionisation qui correspond approximativement aux observations.

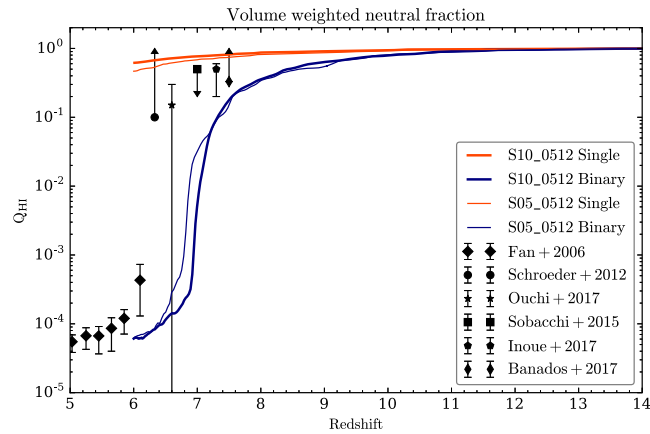


FIGURE 2.4 – Histoires de la réionisation des différentes simulations SPHINX, comparés aux observations. S10 symbolise SPHINX10 et S5 SPHINX5. En noir sur la figure sont représentés les résultats issus de diverses observations (notées dans la légende). La figure est issue de ROSDAHL et al. 2018.

Au cours de cette thèse le travail présenté portera uniquement sur l'analyse de la simulation utilisant le modèle *BPASS*, puisqu'il est le seul à produire une réionisation complète.

## Estimer la fraction d'échappement

Cette thèse a pour objectif de se focaliser sur l'analyse des sources de la réionisation dans SPHINX. Afin de les caractériser et de savoir leur rôle pendant la réionisation il faut mesurer la fraction de photons ionisants qui sort des halos. Comme dans le cadre du transfert radiatif, présenté section 2.1.2, cette mesure met en jeu l'interaction entre la lumière et la matière. Dans cette section nous présentons les méthodes numériques mises en place pour mesurer la fraction d'échappement des halos dans la simulation SPHINX. Nous commençons en section 3.1 par définir la fraction d'échappement puis nous expliquerons dans la section 3.2 comment elle est mesurée dans SPHINX. Enfin, section 3.3, nous reviendrons sur les limites de la mesure de la fraction d'échappement dans SPHINX en se demandant quelle résolution est nécessaire pour estimer la fraction d'échappement et en estimant l'erreur faite sur la mesure de la fraction d'échappement à cause des approximations numériques.

### 3.1 Définition de la fraction d'échappement

La fraction d'échappement  $F_{esc}$  se définit simplement comme le rapport entre le nombre de photons ionisants sortant et le nombre de photons ionisants émis. La valeur de  $F_{esc}$  peut être calculée aussi bien le long d'une ligne de visée que moyennée sur toutes les directions.

Dans le cas de la simulation SPHINX seuls H et He sont considérés dans

l'absorption des photons ionisants concernant le calcul de  $F_{esc}$ . Comme dans le cas du transfert radiatif section 2.1.2 l'abondance de ces espèces et la valeur de leur section efficace dans le régime des photons ionisants font que l'on peut faire cette approximation et négliger la poussière. De plus ROSDAHL et al. 2018 et Yoo et al. 2020 ont tout deux étudié l'effet de la poussière sur la fraction d'échappement à l'époque de la réionisation et ont conclu qu'il était négligeable à cause notamment de la faible abondance de poussière à cette époque.

Si l'on considère une ligne de visée dans la direction  $\theta$  depuis une source  $s$  émettant  $\dot{N}(s)$  photons ionisants par unité de temps alors la fraction d'échappement peut être écrite comme :

$$F_{esc,1D}(\theta, s) = \frac{1}{\dot{N}(s)} \int_{\nu_0}^{+\infty} \frac{J_s(\nu)}{h\nu} e^{-\sum_j \tau_{j\nu}(s, \theta)} d\nu, \quad (3.1)$$

où l'indice  $j$  représente les espèces en jeu ( $H_I$ ,  $He_I$  et  $He_{II}$ ),  $\nu_0$  est la fréquence minimale d'absorption d'un photon ionisant,  $\tau_{j\nu}(s, \theta) = \sigma_j(\nu)N_j(\theta, s)$  est la profondeur optique avec  $N_j(\theta, s)$  la densité de colonne de l'espèce  $j$  le long de la ligne de visée et  $\sigma_j(\nu)$  la section efficace de l'interaction entre l'espèce  $j$  et un photon de fréquence  $\nu$ . Enfin  $J_s(\nu)$  est la distribution énergétique telle que le nombre total de photons émis par unité de temps par la source s'écrit :

$$\dot{N}(s) = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{J_s(\nu)}{h\nu} d\nu. \quad (3.2)$$

À noter que l'effet Doppler n'a pas été pris en compte dans les équations 3.1 et 3.2 car les changements de fréquence induits par l'effet Doppler sont négligeables face à la largeur de l'intervalle de fréquence sur lequel on intègre les photons ionisants.

Dans SPHINX les expressions des sections efficaces sont issues de VERNER et al. 1996, qui propose une formule pour la section efficace en fonction de l'énergie  $\epsilon = h\nu$  d'un photon :

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 [(x-1)^2 + y_w^2] \frac{y^{0.5P-5.5}}{(1 + \sqrt{\frac{y}{y_a}})^P} \quad \text{si } \epsilon > \epsilon_{ion} \quad (3.3)$$

$$= 0 \text{ cm}^2 \text{ autrement,}$$

où  $x = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} - y_0$ ,  $y = \sqrt{x^2 + y_1^2}$  et  $\epsilon_{ion}$  est l'énergie minimale d'ionisation d'un photon (correspondant à  $\nu_0$ ).  $y_0$ ,  $y_w$ ,  $\epsilon_{ion}$ ,  $\epsilon_0$ ,  $P$ ,  $y_a$ ,  $y_1$ ,  $\sigma_0$  sont des paramètres dépendants des espèces en jeu. Pour les espèces utilisées dans SPHINX ( $H_I$ ,  $He_I$  et  $He_{II}$ ) leurs valeurs sont données Table 3.1.

Ion	$\epsilon_0(eV)$	$\sigma_0(cm^2)$	P	$y_a$	$y_w$	$y_0$	$y_1$
$H_I$	0.4298	$5.475 \times 10^{-14}$	2.963	32.88	0	0	0
$He_I$	0.1361	$9.492 \times 10^{-16}$	3.188	1.469	2.039	0.4434	2.136
$He_{II}$	1.720	$1.369 \times 10^{-14}$	2.963	32.88	0	0	0

TABLEAU 3.1 – Tableau des paramètres de Verner (VERNER et al. 1996) pour les espèces présentes dans SPHINX.

## 3.2 Mesurer la fraction d'échappement

Maintenant que nous venons de voir la définition de la fraction d'échappement nous développons dans cette section les méthodes numériques mises en place pour calculer  $F_{esc,1D}$  dans SPHINX. Dans la section 3.2.1 nous introduisons la discrétisation du spectre de fréquence qui a été faite pour calculer  $F_{esc,1D}$ . Dans les sections 3.2.2 et 3.2.3 nous présenterons les différentes étapes nécessaires au calcul de  $F_{esc,1D}$  dans SPHINX. Enfin dans la section 3.2.4 nous discuterons du calcul de la magnitude absolue à 1500 Å dans SPHINX, dont nous avons aussi eu besoin lors de cette thèse.

### 3.2.1 Discrétisation et approximations numériques

L'équation 3.1 doit être discrétisée pour être calculée numériquement. Pour l'analyse de SPHINX nous avons fait le choix de diviser le spectre de fréquence en trois intervalles correspondant à l'ionisation de  $H_I$ ,  $He_I$  et  $He_{II}$ . L'une des raisons de ce choix est qu'il nous permet de travailler avec les mêmes intervalles de fréquence que ceux qui ont été utilisés pour le calcul du transfert radiatif



dans SPHINX (voir la section 2.1.2) et donc de rester cohérent. De plus l'utilisation d'uniquement trois intervalles de fréquence permet de fortement réduire le temps de calcul de  $F_{esc,1D}$ , ce qui est nécessaire dans notre étude puisque, comme nous le verrons dans les sections 3.2.2 et 3.2.3, nous calculons la fraction d'échappement dans 1728 directions pour chaque étoile de chaque halo de SPHINX.

Pour chaque intervalle de fréquence  $i$  et pour chaque espèce  $j$  la section efficace est remplacée par sa valeur moyenne pondérée  $\bar{\sigma}_{ij}$  suivant la formule 2.13. Compte tenu de ces approximations la fraction d'échappement équation 3.1 peut alors être décrite comme :

$$F_{esc,1D}(\theta, s) = \frac{1}{\dot{N}(s)} \sum_i \dot{N}_i(s) e^{-\sum_j (\bar{\sigma}_{ij} N_j(\theta, s))}, \quad (3.4)$$

où  $\dot{N}_i(s)$  est le nombre total de photons ionisants émis par unité de temps dans l'intervalle  $i$  par la source  $s$  et  $\dot{N}(s) = \sum_i \dot{N}_i(s)$ . Le fait de n'utiliser que trois intervalles de fréquence, avec à fortiori une section efficace moyennée dans chaque bin, relève d'une approximation forte. Dans la section 3.3.1 nous reviendrons sur ce choix et discuterons de l'impact d'une telle approximation concernant la précision de la mesure de la fraction d'échappement.

### 3.2.2 $F_{esc,1D}$ le long des lignes de visée

Pour les différentes études menées dans cette thèse nous avons besoin d'obtenir la fraction d'échappement dans de multiples directions pour chaque halo présent dans la simulation afin d'avoir l'information la plus large possible concernant chaque source de la réionisation dans SPHINX. Pour chaque Halo nous avons donc calculé la fraction d'échappement  $F_{esc,1D}(\theta)$  le long de 1728 directions  $\theta$  réparties de manière isotrope (les directions sont identiques pour tous les halos). Les 1728 directions ont été générées à l'aide d' HEALPix (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelation, GÓRSKI et al. 2005), un logiciel qui décompose la sphère en  $N = 12 \times l^2$  pixels (où  $l$  est un entier) et qui par la suite permet de produire des vecteurs de directions vers chacun des pixels. Nous avons fait le choix de  $l = 12$ , c'est-à-dire 1728 directions, car cela permettait de couvrir préci-

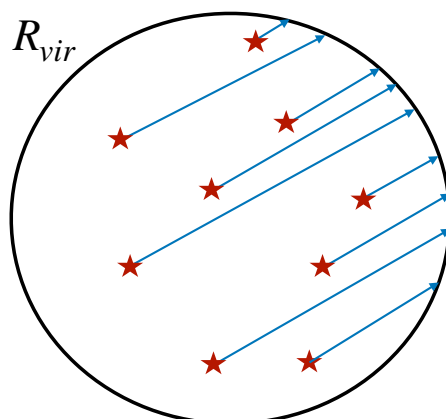


FIGURE 3.1 – Illustration des lignes de visée tirées dans la même direction  $\theta$  depuis la position de chaque particule stellaire au sein d'un même halo. La fraction d'échappement est calculée le long de chaque ligne de visée puis moyennée sur l'ensemble pour donner  $F_{esc,1D}(\theta)$ .

sément les différentes régions de chaque halo tout en ayant un coût numérique acceptable.

Nous montrons figure 3.1 la façon dont  $F_{esc,1D}(\theta)$  est calculée pour une direction  $\theta$ . Le principe est le suivant : depuis la position de chaque particule stellaire au sein d'un halo on tire une ligne de visée dans la direction  $\theta$  puis on calcule la fraction d'échappement moyenne le long de ces lignes de visée.

Dans chaque direction  $\theta$ , la fraction d'échappement est alors donnée par :

$$F_{esc,1D}(\theta) = \frac{1}{\dot{N}_{tot}} \sum_s \dot{N}(s) F_{esc,1D}(\theta, s), \quad (3.5)$$

où  $F_{esc,1D}(\theta, s)$  est donné par la formule 3.4,  $s$  représente les particules stellaires présentes dans le halo et  $\dot{N}_{tot}$  le nombre total de photons émis par unité de temps au sein du halo, donnée par  $\dot{N}_{tot} = \sum_s \dot{N}(s)$ . Dans SPHINX  $\dot{N}_{tot}$  et  $\dot{N}(s)$  sont obtenus à partir de la luminosité des particules stellaires présentes dans le halo (on rappelle que dans SPHINX seules les étoiles sont des sources lumineuses). En faisant la moyenne sur les 1728 directions on obtient aussi  $F_{esc,3D}$ , la valeur moyenne de la fraction d'échappement pour un halo.

Il reste donc à calculer la profondeur optique totale (prenant en compte les trois espèces absorbantes)  $\tau_i(\theta, s) = \sum_j \bar{\sigma}_{ji} N_j(\theta, s)$  dans la direction  $\theta$  pour chaque intervalle  $i$  et chaque particule stellaire  $s$ . Pour ce faire nous avons utilisé le code RASCAS (RADiation SCattering in Astrophysical Simulations, MICHEL-DANSAC et al. 2020). À noter que pour chaque direction et chaque particule stellaire la profondeur optique, et donc la fraction d'échappement, est calculée jusqu'au rayon du viriel du halo, comme illustrée figure 3.1.

### 3.2.3 Utilisation de RASCAS

Le calcul de la profondeur optique le long des rayons issus des particules stellaires et traversant la grille AMR est réalisé à l'aide de RASCAS, un code public de transfert radiatif 3D. Ce transfert radiatif est passif, c'est-à-dire que les radiations n'affectent pas l'état du gaz, contrairement au transfert radiatif calculé avec RAMSES-RT. RASCAS s'inspire directement du code *McLya* (TREBITSCH et al. 2016, VERHAMME et al. 2006; VERHAMME et al. 2012) dont le principe général est de calculer la diffusion Lyman- $\alpha$  à l'aide d'un code Monte-Carlo. L'avantage de RASCAS est qu'il s'agit d'un code très modulable. Il permet d'étudier le transfert radiatif non seulement de Lyman- $\alpha$  mais aussi d'autres raies spectrales ou de spectre continu en fréquence (et donc du spectre de fréquence des particules stellaires dans SPHINX).

L'une des qualités principales de RASCAS est qu'il exploite à la grille AMR de RAMSES, permettant ainsi le calcul de transfert de photons dans chaque cellule. Afin de réduire le coup numérique RASCAS utilise le calcul parallèle et permet de décomposer le domaine d'étude.

#### Création de domaines

La première étape dans l'utilisation de RASCAS consiste à créer des domaines d'études. Le transfert radiatif et les grandeurs physiques nécessaires à son calcul sont donc uniquement calculés dans ces domaines, ce qui permet de réduire fortement l'empreinte mémoire des calculs.

Puisque nous nous intéressons aux sources de la réionisation dans SPHINX, nos domaines d'études sont les halos présents dans la simulation. Ainsi la pre-

mière étape dans le calcul de la fraction d'échappement consiste à répertorier la position et la taille de tous les halos. Pour la taille nous avons pris le rayon du viriel comme taille caractéristique d'un halo. Grâce à ces données RASCAS calcule ensuite le domaine d'études en stockant toutes les cellules de la grille AMR comprises dans ces domaines.

### Calcul de la profondeur optique

Une fois les domaines d'études définis il nous reste à calculer la fraction d'échappement des halos selon nos 1728 directions. RASCAS permet de calculer  $dl$ , le chemin parcouru par chaque rayon dans chaque cellule qu'il traverse. De plus RASCAS permet d'obtenir  $n_j$ , la densité de l'espèce  $j$  dans chaque cellule traversée par un rayon. Ainsi le long de chaque ligne de visée RASCAS calcule la densité de colonne de l'espèce  $j$  à l'aide de la formule :

$$N_j = \sum_{cell} n_j \times dl, \quad (3.6)$$

où  $cell$  sont les cellules traversées par les lignes de visée.

Les différentes densités de colonnes ainsi calculées permettent alors d'obtenir la profondeur optique  $\tau_i(\theta, s) = \sum_j \bar{\sigma}_{ji} N_j(\theta, s)$  et donc  $F_{esc,1D}(\theta)$  (équation 3.5) pour chaque ligne de visée.

Pour passer de la fraction d'échappement au nombre de photons ionisants s'échappant le long d'une ligne de visée il suffit de multiplier  $F_{esc,1D}(\theta)$  par  $\dot{N}_{tot}$  (on rappelle que  $\dot{N}_{tot}$  est obtenu à partir de l'âge et la métallicité des particules stellaires selon la densité spectrale d'énergie). Dans cette situation précise l'utilisation de RASCAS ne nécessite pas de faire se propager des photons et donc l'aspect "Monte-Carlo" du code n'est pas utilisé.

### 3.2.4 Calcul de la magnitude

Dans notre étude nous avons aussi calculé pour chaque halo la magnitude absolue à 1500 Å,  $M_{AB}$ , le long des 1728 lignes de visée utilisées pour le calcul des  $F_{esc,1D}$ , en prenant en compte l'extinction due à la poussière.

Certaines différences existent entre le calcul de la magnitude et de la fraction d'échappement. La première étape reste similaire avec le calcul des domaines d'étude, qui sont là aussi les halos. La seule différence concernant cette étape est que l'on inclut maintenant l'effet de la poussière dans ces domaines car c'est elle qui est responsable de l'absorption du flux à 1500 Å.

La deuxième étape consiste à calculer la luminosité à 1500 Å pour chaque particule stellaire. Cela se fait là encore en interpolant la distribution spectrale d'énergie à partir de l'âge et la luminosité des particules. En sommant la luminosité de chaque particule stellaire on obtient alors la luminosité totale du halo à 1500 Å,  $L_{1500}^{Int}$ .

La principale différence avec le calcul de  $F_{esc,1D}$  réside dans le fait que l'absorption du flux à 1500 Å le long des lignes de visée se fait à partir de la méthode Monte-Carlo. La première étape consiste à émettre  $N_{tot}$  paquets de photons à 1500 Å dans autant de directions isotropes générées aléatoirement. Chaque paquet de photons est émis depuis la position d'une particule stellaire qui lui est attribuée aléatoirement de sorte qu'en moyenne le nombre de paquets de photons émis par une particule stellaire soit proportionnel à sa luminosité. Puis, pour chaque paquet de photons, la diffusion (sur la poussière) et l'absorption sont calculées en suivant le chemin des paquets de photons. Enfin, le flux de photons ionisants dans les 1728 directions est obtenu en intégrant la profondeur optique depuis la position des particules stellaires et des sites de diffusion dans les 1728 directions.

À noter que le nombre de paquets de photons injectés  $N_{tot}$  est un paramètre libre et sert uniquement à calculer le rapport  $R_\theta$  entre le flux total initial à 1500 Å et le flux sortant dans chacune des 1728 directions. Dans notre étude nous avons utilisé  $N_{tot} = 10^4$  en vérifiant que cela assure la convergence des résultats. En multipliant  $L_{1500}^{Int}$  par  $R_\theta$  on obtient alors la luminosité sortante à 1500 Å dans chacune des directions  $\theta$ ,  $L_{1500}(\theta)$ .

La dernière étape consiste juste à passer de la luminosité à la magnitude. Pour cela on utilise la formule de OKE et GUNN 1983. Dans la direction  $\theta$  on a alors la magnitude sortante :

$$M_{AB}(\theta) = -51.595 - 2.5 \log\left(\frac{L_{1500}(\theta)}{\text{erg s}^{-1}\text{Hz}}\right). \quad (3.7)$$

À noter que cette formule permet aussi de calculer la magnitude intrinsèque d'un halo (sans prendre en compte l'effet de la poussière) à partir de  $L_{1500}^{Int}$ .

### 3.3 Limites de la mesure de $F_{esc,1D}$ dans SPHINX

Dans cette section nous abordons les limites de la mesure de  $F_{esc,1D}$  dans SPHINX. Nous commençons section 3.3.1 par estimer l'imprécision dans l'estimation de  $F_{esc,1D}$  due à l'utilisation de seulement trois intervalles de fréquence pour son calcul. Puis dans la section 3.3.2 nous discuterons de la résolution nécessaire pour calculer la fraction d'échappement dans une simulation hydrodynamique.

#### 3.3.1 Estimation de l'imprécision due à l'utilisation de bin

Dans cette section, l'objectif principal est de vérifier les conditions pour lesquelles l'erreur commise dans l'estimation de  $F_{esc,1D}$  à l'aide de trois intervalles de fréquence (comme dans SPHINX) reste acceptable. À partir du résultat nous vérifierons ensuite que l'utilisation de l'approximation dans SPHINX est justifiée.

#### Retour sur l'approximation de la section efficace

Nous commençons d'abord par étudier le régime de densité pour lequel il est acceptable de remplacer la section efficace par sa valeur moyenne pondérée, comme il est fait pour chacun des intervalles de fréquence dans SPHINX.

Afin de simplifier la démonstration mathématique, nous allons nous focaliser uniquement sur l'hydrogène, qui reste la principale source d'absorption des photons ionisants étant donné que la majorité des photons ionisants ne sont pas assez énergétiques pour ioniser  $He_I$  (de plus l'hydrogène est bien plus abondant que l'hélium et possède une plus grande section efficace dans l'UV). Nous utilisons donc un seul intervalle de fréquence  $\nu \in [\nu_0, +\infty[$ , où  $\nu_0$  est la fréquence d'ionisation de H.

Si l'on se trouve dans un régime optiquement fin, c'est-à-dire où  $\sigma(\nu)_H N_H \ll 1$  alors on a :

$$e^{-(\sigma(\nu)_H N_H)} \approx 1 - \sigma(\nu)_H N_H. \quad (3.8)$$

La formule de la fraction d'échappement équation 3.1 devient alors :

$$F_{esc,1D}(\theta, s) = \frac{1}{\dot{N}(s)} \int_{\nu_0}^{+\infty} \frac{J(\nu)}{h\nu} (1 - \sigma(\nu)_H N_H(\theta, s)) d\nu \quad (3.9)$$

Ainsi, à l'aide des formules de la moyenne pondérée de la section efficace (équation 2.13) et de  $\dot{N}$  (équation 3.2) on arrive à :

$$F_{esc,1D}(\theta, s) = (1 - \bar{\sigma}_H N_H(\theta, s)) \approx e^{-\bar{\sigma}_H N_H(\theta, s)}. \quad (3.10)$$

L'approximation concernant la section efficace se retrouve donc valide dans le régime optiquement fin. La figure 3.2 représente la valeur de la section efficace de l'hydrogène, calculée avec la formule de Verner, en fonction de l'énergie  $h\nu$  associée à la fréquence  $\nu$ . À noter que le graphe commence à partir de  $h\nu_0$ . La valeur de la section efficace est décroissante et a pour maximum  $\sigma_H \approx 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$ . Ainsi dès lors que  $N_H \ll 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  on se retrouve dans un régime optiquement fin, où le fait de remplacer la section efficace par sa valeur moyenne pondérée est valable.

### Estimation numérique de l'erreur

L'objectif de cette section est de comparer le calcul de  $F_{esc,1D}$  tel qu'il est fait dans SPHINX à un calcul exact de  $F_{esc,1D}$ , utilisant la méthode des trapèzes pour calculer l'intégrale de l'équation 3.1. On rappelle que dans SPHINX il a été choisi de calculer  $F_{esc,1D}$  à l'aide de trois intervalles de fréquence pour rester cohérent avec le calcul du transfert radiatif dans RAMSES-RT et afin d'économiser du temps calcul. Par soucis de cohérence avec les sections précédentes la fraction d'échappement calculée de manière approximative (comme dans SPHINX) sera notée  $F_{esc,1D}$ . La fraction d'échappement calculée de manière exacte sera elle notée  $F_{esc,exact}$ .

Le principe général de la comparaison est le suivant : on calcule  $F_{esc,1D}$  et

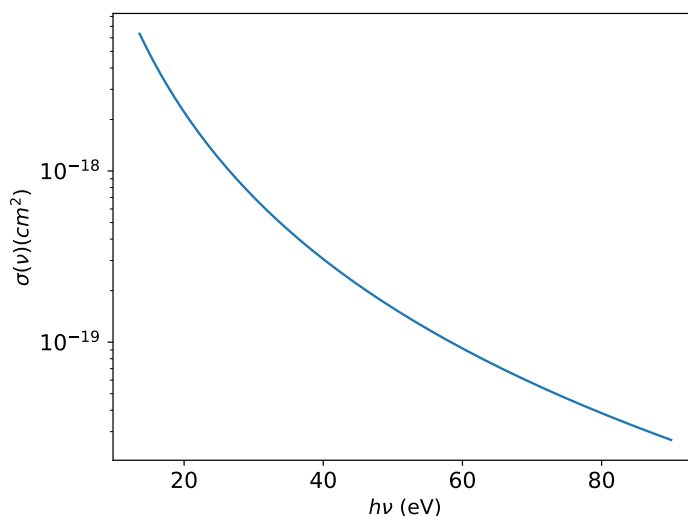


FIGURE 3.2 – Valeur de la section efficace de l’hydrogène à partir de l’énergie minimale de ionisation de H.

$F_{esc,exact}$  pour différentes valeurs de  $N_H$  en prenant en compte l’effet de  $He$  avec un rapport d’abondance primordial. Cette méthode ne nécessite donc pas l’utilisation de SPHINX et a pour seule variable  $N_H$ , ce qui permet un faible coût numérique (il n’est pas question ici de considérer plusieurs sources ou plusieurs directions).

Dans le but de calculer les fractions d’échappement nous avons choisi de modéliser le spectre par  $\frac{J(\nu)}{h\nu} \propto \nu^{-3}$ . L’objectif est de reproduire un spectre similaire à celui utilisé dans SPHINX. Or, pour le spectre utilisé dans SPHINX (c.f. ROSDAHL et al. 2013) on trouve que  $J(\lambda)$  est presque constante (où  $\lambda$  est la longueur d’onde) ce qui correspond à une dépendance en fréquence de  $\frac{J(\nu)}{h\nu} \propto \nu^{-3}$ . Pour les calculs numériques on remplacera donc  $\frac{J(\nu)}{h\nu}$  par  $\nu^{-3}$ , en s’assurant de la normalisation de la fraction d’échappement.

On notera  $\nu_0$ ,  $\nu_1$  et  $\nu_2$  les fréquences limites (basses) des trois intervalles de fréquence utilisés dans le cadre du calcul de  $F_{esc,1D}$ . Nous présentons maintenant brièvement la façon dont  $F_{esc,1D}$  et  $F_{esc,exact}$  ont été calculés.

#### Calcul de $F_{esc,exact}$

$F_{esc,exact}$  est calculée à partir de l’équation 3.1. D’un point de vue numérique



l'intégrale est calculée à l'aide de la méthode des trapèzes avec  $n_{max} = 10^7$  intervalles (nous avons vérifié que cela assure la convergence). Le produit  $\sigma_j(\nu)N_j$  est lui calculé à partir de la formule 3.3. Sa forme dépend de la fréquence selon le schéma suivant :

- si  $\nu_0 < \nu < \nu_1$  alors :  $\sigma_j(\nu)N_j = \sigma(\nu)_H N_H$
- si  $\nu_1 < \nu < \nu_2$  alors :  $\sigma_j(\nu)N_j = \sigma(\nu)_H N_H + \sigma(\nu)_{HeI} N_{HeI}$
- si  $\nu_2 < \nu < \nu_{max}$  alors :  $\sigma_j(\nu)N_j = \sigma(\nu)_H N_H + \sigma(\nu)_{HeI} N_{HeI} + \sigma(\nu)_{HeII} N_{HeII}$

Pour l'hélium nous avons arbitrairement choisi  $N_{HeI} = N_{HeII} = \frac{N_{He}}{2}$ . Pour la limite supérieure de l'intégrale nous avons choisi arbitrairement la fréquence  $\nu_{max}$  correspondant à l'énergie  $\epsilon_{max} = 90$  eV. Grâce à cette limite les différentes fréquences d'ionisation de H et He sont couvertes.

#### *Calcul de $F_{esc,1D}$*

Pour ce qui est du calcul de  $F_{esc,1D}$  on commence par calculer pour chacun des trois intervalles de fréquence la section efficace moyenne pondérée à partir de la formule 2.13. Puis on calcule  $F_{esc,1D}$  à partir de l'équation 3.1 en remplaçant sur chaque intervalle de fréquence la section efficace par sa valeur moyenne pondérée. Là encore les intégrales sont calculées en utilisant la méthode des trapèzes et  $10^7$  intervalles. Par soucis de cohérence, on choisit de nouveau  $N_{HeI} = N_{HeII} = \frac{N_{He}}{2}$  et  $\nu_{max}$  pour limite supérieure pour les intégrales.

#### *Comparaison entre les deux*

Une fois  $F_{esc,exact}$  et  $F_{esc,1D}$  calculées, pour une valeur de  $N_H$  donnée on peut calculer l'erreur relative due à l'approximation des intervalles :  $\frac{|F_{esc,exact} - F_{esc,1D}|}{F_{esc,exact}}$ . En ce qui concerne la densité de colonne de H nous avons choisi  $N_H \in [10^{12}, 3 \times 10^{22}]$   $cm^{-2}$ . Cela permet de couvrir des valeurs de  $F_{esc,1D}$  allant de 0 à 1 (et de rester cohérent avec les valeurs usuellement trouvées dans la simulation SPHINX). Le résultat de cette étude est montré figure 3.3.

Au regard de la figure 3.3 on s'aperçoit que, comme on avait pu le prédire théoriquement, l'approximation reste acceptable (avec une erreur relative  $< 10\%$ ) pour  $N_H < 10^{18}$   $cm^{-2}$ . À noter aussi que l'on a toujours  $F_{esc,1D} < F_{esc,exact}$  (ce qui n'est pas visible sur la figure). Sur le graphe est aussi présente la valeur de

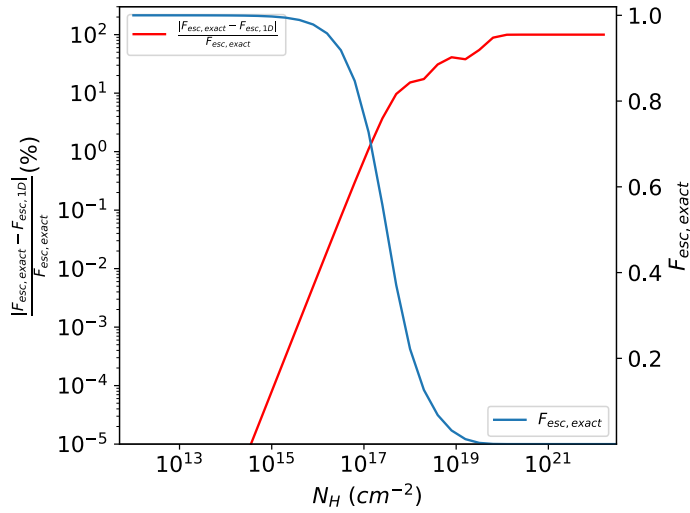


FIGURE 3.3 – Erreur relative due à l’utilisation d’intervalles de fréquence dans SPHINX pour l’estimation de la fraction d’échappement, en fonction de la valeur de la densité de colonne d’H. En bleu est aussi montrée la valeur de  $F_{esc,exact}$  trouvée sans approximation.

$F_{esc,exact}$  trouvée pour chaque  $N_H$ . Ce qu’il est intéressant de constater c’est que l’erreur relative due à l’approximation des intervalles devient conséquente ( $> 50\%$ ) pour des valeurs de  $F_{esc,exact}$  proche de zéro. En regardant de plus près les valeurs numériques obtenues pour  $F_{esc,exact}$  et  $F_{esc}$  on se rend compte que lorsque la fraction d’échappement tend vers 0 l’exactitude des valeurs numériques perd en sens. En effet  $F_{esc,1D}$  et  $F_{esc,exact}$  tendent tout deux vers 0 mais on peut avoir pour un même  $N_H$   $F_{esc,1D} = 1.4 \times 10^{-11}$  et  $F_{esc,exact} = 3.7 \times 10^{-7}$ . D’un point de vue physique cela correspond dans les deux cas à une fraction d’échappement nulle. Cependant, d’un point de vue numérique, on trouve une erreur relative proche de 100%. L’approximation semble donc valide dans la mesure où le régime de  $N_H$  pouvant amener une erreur importante dans le calcul de la fraction d’échappement correspond à une fraction d’échappement proche de zéro et donc l’échappement de très peu de photons. Nous allons d’ailleurs vérifier cette hypothèse d’un point de vue numérique afin d’asseoir ce résultat.

### Conséquence dans le cadre de SPHINX

Nous allons maintenant vérifier que l'approximation des intervalles n'a pas de conséquences majeures dans le compte du nombre de photons ionisants s'échappant dans SPHINX. Pour cela nous allons maximiser l'erreur commise sur le nombre de photons ionisants s'échappant des halos dans SPHINX à  $z = 6$ .

Nous commençons par calculer le rapport  $F_{esc,exact} / F_{esc,1D}$  pour 1000 valeurs de  $N_H$  réparties entre  $10^{18} \text{ cm}^{-2}$  et  $3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  (qui correspondent à des valeurs où  $F_{esc,exact}$  et  $F_{esc,1D}$  ne sont pas toutes les deux nulles et où l'erreur relative est supérieure à 1 %). Compte tenu du fait que  $F_{esc} < F_{esc,exact}$  quelle que soit la valeur de  $N_H$  et que l'erreur relative figure 3.3 augmente avec  $N_H$  le rapport  $F_{esc,exact} / F_{esc,1D}$  croit lorsque  $F_{esc,1D}$  diminue. Puis on multiplie chaque valeur de la fraction d'échappement mesurée à  $z = 6$  dans SPHINX (i.e. dans les 1728 directions pour chaque halo) par le rapport  $F_{esc,exact} / F_{esc,1D}$  correspondant à la valeur de  $F_{esc,1D}$  la plus proche de la fraction d'échappement mesurée à  $z = 6$  (qui est considérée comme une limite supérieure afin de maximiser l'erreur). À partir de ces fractions d'échappement corrigées on compte le nombre de photons sortant à  $z = 6$   $n_{ph,corrected}$  et on le compare au nombre trouvé avant correction  $n_{ph}$ .

Les résultats sont les suivants :

$$n_{ph,corrected} = 1.1 \times 10^{57}$$

$$n_{ph} = 9.6 \times 10^{56}$$

Le fait d'utiliser 3 intervalles de fréquence pour calculer la fraction d'échappement dans SPHINX amène donc une sous-estimation du nombre de photons ionisants de l'ordre de 13 % au maximum.

L'approximation faite dans l'analyse de SPHINX pour calculer la fraction d'échappement ne change pas l'ordre de grandeur des résultats trouvés concernant le nombre de photons ionisants s'échappant des halos. Ainsi dans le cadre de la caractérisation des sources de la réionisation, qui est au coeur de cette thèse, on peut raisonnablement considérer que l'approximation n'altère pas la teneur des discussions.

### 3.3.2 Quelle résolution pour mesurer la fraction d'échappement ?

D'après les travaux de KIMM et CEN 2014 l'absorption des photons ionisants se fait en grande partie dans le milieu interstellaire (le nombre de photons ionisants décroît d'un facteur 7 à 45 dans un rayon de 100 pc autour des particules stellaires). Partant de ce résultat il est nécessaire de résoudre le transfert radiatif au sein du milieu interstellaire et donc d'atteindre une résolution de l'ordre de quelques parsecs si l'on veut prédire la fraction d'échappement de manière précise (voir également XU et al. 2016).

Lorsqu'une telle résolution n'est pas atteinte les simulations étudiant l'échappement des photons ionisants à l'époque de la réionisation choisissent en générale de paramétrer (au moins partiellement) la fraction d'échappement. On pourra citer en exemple le cas de la simulation CODA II (OCVIRK et al. 2020) dans laquelle la fraction d'échappement des photons ionisants du milieu interstellaire est paramétrée à 42 %.

Dans le cadre de SPHINX la résolution de 10.9 pc (à  $z = 6$ ) nous permet de résoudre le milieu interstellaire. Une telle résolution est insuffisante pour décrire les mouvements turbulents du gaz à l'échelle du pc ou en dessous. Pour prendre en compte ces effets de turbulence on aurait pu faire le choix de calibrer la fraction d'échappement pour notamment avoir une réionisation correspondant mieux aux observations (figure 2.4). Cependant un tel choix n'a pas été retenu car l'objectif premier de SPHINX était de comparer deux modèles de SED et de voir notamment comment leurs résultats se comportaient comparés aux observations. Il reste cependant à savoir si une meilleure résolution aurait changé de manière importante les valeurs trouvées pour la fraction d'échappement dans SPHINX.

Pour cela nous nous tournons vers les travaux de KIMM et al. 2017 et WISE et al. 2014 qui, à l'aide de simulations ZOOM, étudient la fraction d'échappement des photons ionisants pendant l'époque de la réionisation avec une résolution de l'ordre du pc. Comme nous le verrons chapitre 4 nous trouvons des résultats similaires aux leurs concernant la fraction d'échappement (autour des 10 %). De plus, il est à noter que XU et al. 2016, à l'aide d'une simulation avec une résolution comobile de 19 pc trouvent des résultats cohérents avec leurs précédentes simulations dont la résolution comobile était supérieure (1 pc, WISE et al. 2014).

Ainsi il semblerait qu'une résolution de l'ordre de quelque pc, comme c'est le cas dans SPHINX, suffise pour produire des résultats convergents concernant la fraction d'échappement.

## **Deuxième partie**

### **Les sources de la réionisation dans SPHINX**



Jusqu'à présent nous avons présenté la simulation SPHINX et quelles méthodes numériques ont été mises en place pour analyser la fraction d'échappement des photons ionisants au sein de la simulation. Dans cette deuxième partie nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus grâce à ces méthodes, en nous focalisant sur les sources de la réionisation dans SPHINX, c'est à dire les halos.





# Caractéristiques des sources de la réionisation dans SPHINX

Dans ce chapitre nous allons étudier la dépendance de la fraction d'échappement en fonction des propriétés caractéristiques des halos. L'objectif principal est de vérifier si ces grandeurs ont une influence sur la façon dont les photons ionisants s'échappent des halos. Dans un second temps l'étude montrera aussi quel type de population de halos participe le plus à la réionisation.

Dans le cadre de ce chapitre et du suivant nous nous intéresserons uniquement à la valeur moyenne de la fraction d'échappement sur les 1728 directions,  $F_{esc,3D}$ , que nous noterons  $F_{esc}$  par simplicité.

## 4.1 Évolution de la fraction d'échappement

### 4.1.1 Évolution vis à vis de la masse du halo

La relation entre la masse d'un halo et la fraction d'échappement des photons ionisants n'est pas intuitive. On sait que le gaz est responsable de l'absorption des photons au sein du halo (d'après la formule de la fraction d'échappement 3.1). Or plus un halo est massif plus la quantité de gaz qu'il contient est importante. On pourrait donc penser que plus un halo est massif plus sa fraction d'échappement moyenne est faible. Cependant la physique de la fraction d'échappement est com-

plexe (c.f. notamment le chapitre 5 de cette thèse) et dépend d'autres paramètres. En effet, d'après KIMM et CEN 2014; WISE et al. 2014, les photons s'échappent grâce à des "trous" (des régions où la densité des espèces absorbantes, en particulier  $H_I$ , est faible) créés par le rayonnement stellaires et les SN qui expulsent le gaz autour d'elles. Ainsi la quantité d'étoiles (en particulier jeunes) est elle aussi primordiale pour l'échappement des photons ionisants. Or la formation stellaire augmente aussi avec la masse du halo (la relation  $M_{vir} - SFR$  dans SPHINX est représentée fig. 6 de ROSDAHL et al. 2018). De ce point vu l'augmentation de la masse du halo favoriserait donc une haute fraction d'échappement. Ainsi la compétition de plusieurs phénomènes au sein du halo rend difficile la prévision de la relation  $F_{esc} - M_{vir}$ .

Cette incertitude concernant la relation  $F_{esc} - M_{vir}$  se retrouve aussi dans les simulations dont les résultats varient d'une étude à l'autre. GNEDIN et al. 2008; WISE et CEN 2009 trouvent par exemple que la valeur de  $F_{esc}$  augmente avec  $M_{vir}$  alors que KIMM et CEN 2014; WISE et al. 2014; PAARDEKOOOPER et al. 2015; KIMM et al. 2017; XU et al. 2016; LEWIS et al. 2020 trouvent eux que la valeur de  $F_{esc}$  décroît avec la masse. On peut aussi citer MA et al. 2015 qui ne trouvent pas de relation spécifique entre la fraction d'échappement et la masse. Enfin MA et al. 2020 trouvent lui que la valeur de  $F_{esc}$  croît avec la masse jusqu'à  $\approx 10^{10} M_{\odot}$  puis décroît à haute masse sous l'effet de la poussière.

À noter que ces résultats concernent la moyenne de la distribution de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$ . KIMM et CEN 2014; XU et al. 2016 montrent aussi le résultat pour la médiane de la distribution, révélant des tendances similaires.

Passons maintenant aux résultats de notre étude concernant la relation entre  $F_{esc}$  et  $M_{vir}$ . Nous présentons figure 4.1 la médiane de la distribution  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  pour chacun des redshifts étudiés. Le catalogue de halos utilisé pour cette thèse est, nous le rappelons, présenté section 2.2.2 et constitué uniquement des halos avec au moins une particule stellaire. L'avantage de la médiane sur la moyenne (que nous présentons aussi figure 4.2) est qu'elle offre une meilleure représentation de la distribution de  $F_{esc}$  au sein de la population de halo. Plusieurs remarques peuvent être faites concernant cette figure. La première est qu'il n'y a pas d'influence forte du redshift sur le résultat. Seul le résultat à  $z = 6$  se différencie en dessous de  $\approx 10^8 M_{\odot}$  mais cela vient avant tout

du manque de halos de faibles masses contenant des étoiles à la fin de l'époque de la réionisation. Ce résultat, que trouvent aussi Xu et al. 2016, signifie que pour une gamme de masse donnée le redshift n'est pas un paramètre déterminant pour caractériser la fraction d'échappement d'une population de halo.

On peut aussi remarquer la présence de deux régimes sur la figure. Le premier pour les halos avec  $M_{vir} > 3 \times 10^8 M_\odot$  pour lequel la fraction d'échappement médiane ne varie plus ou très peu avec la masse du halo. Le deuxième pour les halos avec  $M_{vir} < 3 \times 10^8 M_\odot$  pour lequel la valeur médiane de  $F_{esc}$  chute à zéro. Cela signifie qu'en dessous d'une certaine masse critique ( $\approx 3 \times 10^8 M_\odot$ ) le nombre de halos avec une fraction d'échappement nulle augmente fortement. Comme nous l'avons rappelé précédemment l'activité stellaire joue un rôle important dans l'échappement des photons ionisants (nous verrons d'ailleurs en section 4.2.2. que la valeur médiane de  $F_{esc}$  chute à bas SFR). Ainsi lorsque les halos sont peu massifs leur activité stellaire (que ce soit par le rayonnement stellaire ou les SN) n'est pas suffisante pour produire des canaux avec une faible densité d' $H_I$  (on rappelle que  $H_I$  est l'espèce majoritairement responsable de l'absorption des photons ionisants). Une fois que les halos atteignent une certaine masse critique ( $\approx 3 \times 10^8 M_\odot$ ) leur activité stellaire devient suffisante pour éviter une fraction d'échappement de zéro et la masse du halo cesse d'avoir une influence sur la fraction d'échappement des halos (les halos deviennent suffisamment massifs pour être peu sensibles à un changement d'activité stellaire).

Concernant la tendance générale de la médiane de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  nos résultats vont dans le sens d'une fraction d'échappement croissante avec la masse, contraire à ce que trouvent KIMM et CEN 2014; XU et al. 2016.

Focalisons-nous maintenant sur la moyenne de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$ , que nous montrons figure 4.2. Tout comme pour la médiane aucune dépendance en redshift n'est apparente, ce qui confirme le résultat entrevu précédemment : la connaissance du redshift n'est pas déterminante concernant la fraction d'échappement d'une population de halo dont la masse est connue. Cependant certaines différences apparaissent entre la médiane et la moyenne de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$ . La première est que dans le cas de la moyenne la fraction d'échappement n'augmente pas

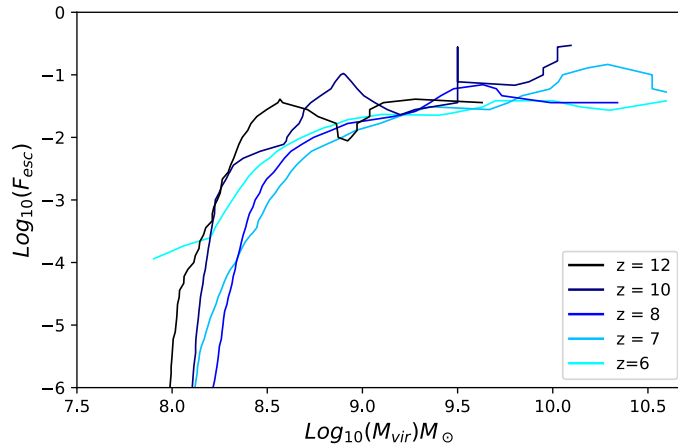


FIGURE 4.1 – Valeur médiane de  $F_{esc}$  en fonction de la masse  $M_{vir}$  des halos pour chacun des redshifts étudiés (codé par couleur).

avec la masse et que sa valeur reste constante, aux alentours de  $F_{esc} \approx 10\%$ . Il y a donc un écart qui se creuse entre la valeur moyenne et médiane de  $F_{esc}$  d'une population de halos au fur et à mesure que l'on tend vers les plus petites masses. Sur la figure 4.3, nous avons justement illustré cet écart en réunissant sur la même figure la moyenne et la médiane de la distribution, ainsi que le 75ème percentile de la distribution. Par soucis de clarté nous avons uniquement représenté le redshift 8 (le résultat qui se dégage reste identique pour les autres  $z$ ). Il est intéressant de constater que la moyenne est proche du 75ème percentile de la distribution. Cela signifie que pour une gamme de masse donnée ce sont les  $\approx 25\%$  de halos avec la fraction d'échappement la plus grande qui dictent la valeur moyenne de la population. Ce résultat est particulièrement intéressant aux faibles masses ( $M_{vir} < 3 \times 10^8 M_{\odot}$ ) où la valeur médiane de  $F_{esc}$  chute et diverge fortement de la valeur moyenne (figure 4.3). Dans ce régime la majorité des halos possède une fraction d'échappement nulle mais pourtant la valeur moyenne reste aux alentours des 10 %, tirée par les quelques halos avec une fraction d'échappement haute. Dans le chapitre suivant nous reviendrons sur la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  et notamment sur les raisons physiques qui peuvent l'expliquer.

Revenons maintenant sur la figure 4.2 où nous avons mis à titre de compa-

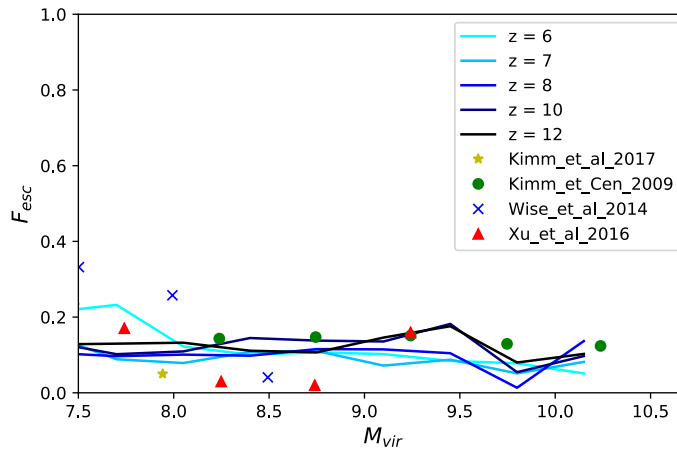


FIGURE 4.2 – Valeur moyenne de  $F_{esc}$  en fonction de la masse des halos  $M_{vir}$  pour chacun des redshifts étudiés (codé par couleur). Les résultats d'autres simulations numériques sont aussi montrés dans ce graphe, comme indiqué par légende.

raison les résultats issus de précédentes études. D'un point de vue générale la comparaison entre les simulations est délicate. En effet les simulations reposent toutes sur des modèles physiques et numériques différents avec notamment des tailles et des résolutions diverses. Cependant, dans le cas de la figure 4.2, on remarque une bonne correspondance entre nos résultats et les valeurs de  $F_{esc}$  des différentes études, autour des 10 %. La correspondance est d'autant meilleure si on prend en compte la dispersion de notre étude. En effet chacun des résultats des études précédentes est compris dans l'écart-type de nos résultats (que nous n'avons pas fait apparaître sur le graphe par soucis de visibilité). Le fait que de nombreuses simulations, pourtant différentes, trouvent une valeur de  $F_{esc}$  basse dans cette gamme de masse, autour des 10 %, apporte de la robustesse à ce résultat. Toutefois il est à noter que dans cette même gamme de masse LEWIS et al. 2020 trouvent un résultat différent, avec une fraction d'échappement proche de 50 % à  $z = 6$ . Contrairement aux simulations présentes sur la figure 4.2 LEWIS et al. 2020 analysent une simulation de grande taille qui ne résout pas le milieu interstellaire (CODA II, OCVIRK et al. 2020), qui joue un rôle crucial dans l'échappement des photons (KIMM et CEN 2014). À l'inverse une fois que le milieu interstellaire est résolu les résultats convergent tous quelle que

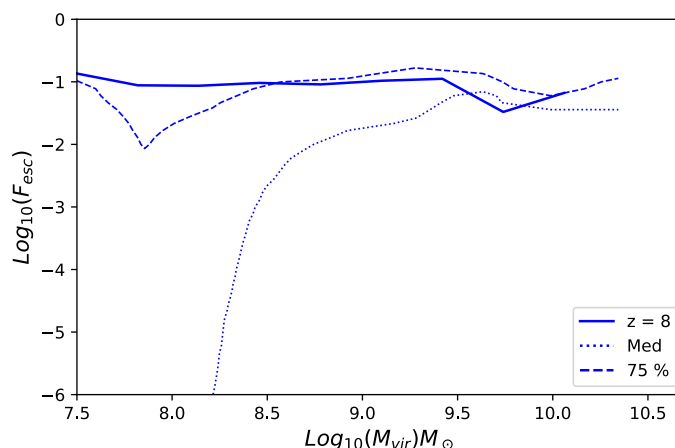


FIGURE 4.3 – Valeur moyenne (ligne pleine) et médiane (ligne pointillée) de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  pour tous les halos à redshift 8. Apparaît aussi sur le graphe les 75ème percentile de la distribution (ligne tirée).

soit la résolution des simulations. La comparaison aux autres résultats semble donc indiquer que le transfert radiatif au sein du milieu interstellaire est l'étape déterminante concernant l'échappement des photons ionisants.

### 4.1.2 Évolution vis à vis du SFR

Nous allons dans cette section nous intéresser à la relation entre la fraction d'échappement et le SFR d'un halo. Comme nous l'avons déjà mentionné l'activité stellaire, que ce soit par son rayonnement ou ses SN, est nécessaire à l'échappement de photons ionisants. Le SFR est un moyen efficace de mesurer cette activité car il indique la quantité d'étoiles jeunes ( $< 10$  Myr), qui sont les plus lumineuses (et qui par la suite donneront des SN). On peut donc légitimement s'attendre à ce que le SFR d'un halo ait une influence sur sa fraction d'échappement.

Nous commençons là encore par montrer la médiane de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de SFR sur la figure 4.4. Comme attendu la tendance générale est que la fraction d'échappement augmente avec le SFR. De plus  $M_{vir}$  et SFR étant fortement corrélés il aurait été surprenant de trouver une tendance différente de celle de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$ .

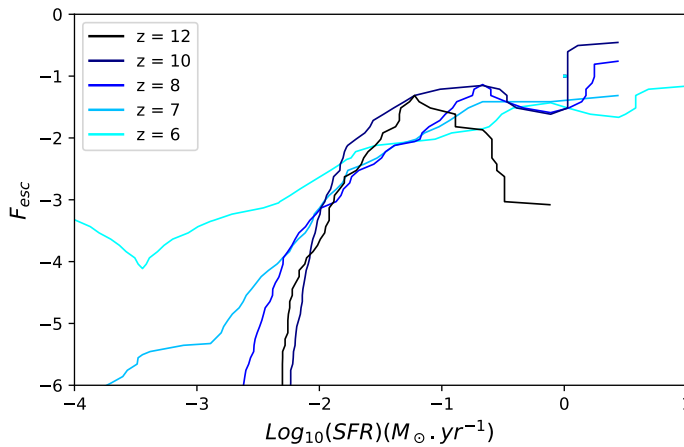


FIGURE 4.4 – Valeur médiane de  $F_{esc}$  en fonction de SFR pour chacun des redshifts étudiés (codé par couleur).

On peut aussi remarquer que, comme dans le cas de la masse, il existe une valeur critique ( $SFR \approx 10^{-1} M_{\odot}.yr^{-1}$ ) au dessus de laquelle la valeur médiane de la fraction d'échappement d'une population de halos n'est plus sensible aux changements d'activités stellaires, quel que soit le redshift. Cependant, contrairement à la figure 4.1 une dépendance en redshift est présente dans le régime des faibles SFR ( $SFR < 10^{-2} M_{\odot}.yr^{-1}$ ). Les raisons de cette influence du redshift seront développées dans la section suivante. Il est tout de même intéressant de constater que si l'on sélectionne une population de halos selon leur SFR alors le redshift devient un paramètre déterminant dans l'estimation de la fraction d'échappement, ce qui n'est pas le cas si l'on sélectionne une population de halo selon leur masse.

Sur la figure 4.5 nous montrons maintenant la fraction d'échappement moyenne selon le SFR du halo. Comme pour la masse, l'influence du SFR sur la moyenne devient maintenant beaucoup plus faible. On peut remarquer que la moyenne croit légèrement avec SFR. Cependant cette croissance est faible : de l'ordre d'un facteur trois entre  $10^{-3.5} M_{\odot}.yr^{-1}$  et  $10^{-0.5} M_{\odot}.yr^{-1}$ . La fraction d'échappement moyenne d'une population de halo est donc robuste aux changements de masse et de SFR.

Afin de comprendre ce résultat nous avons reproduit figure 4.6 le même



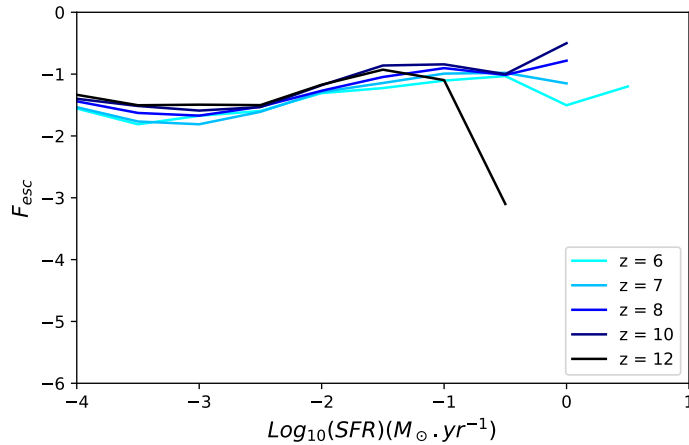


FIGURE 4.5 – Valeur moyenne de  $F_{esc}$  en fonction de SFR pour chacun des redshifts étudiés (codé par couleur).

graphe que figure 4.3, mais pour SFR. Là encore on constate que la valeur moyenne de  $F_{esc}$ , pour une population de halos sélectionnés selon leur SFR, est dictée par la minorité de halos avec la fraction d'échappement la plus haute. C'est encore plus marquant pour les faibles SFR, où la moyenne est au dessus du 75ème percentile. Contrairement à la masse on constate d'ailleurs que le 75ème percentile chute pour les valeurs les plus faibles de SFR. Cela indique que l'influence du SFR sur la fraction d'échappement d'un halo est plus importante que celle de la masse. Ceci est notamment dû au fait que le SFR mesure directement l'activité stellaire, elle-même directement liée à l'échappement des photons.

### 4.1.3 Évolution vis-à-vis du redshift

Dans cette section nous allons nous focaliser sur la dépendance en redshift observée figure 4.4. Cette dépendance n'apparaît que pour  $SFR < 10^{-2} M_{\odot}.yr^{-1}$ . Afin de l'étudier nous avons donc décidé de comparer deux gammes de SFR. La première,  $SFR \in [10^{-3}, 10^{-2}] M_{\odot}.yr^{-1}$ , correspond à un régime où la relation entre la fraction d'échappement et le SFR dépend de  $z$ . La deuxième,  $SFR \in [10^{-1}, 10^0] M_{\odot}.yr^{-1}$ , représente elle une gamme de SFR où la dépendance en  $z$  n'est pas présente.

Afin de comprendre cette dépendance en redshift nous allons nous intéresser

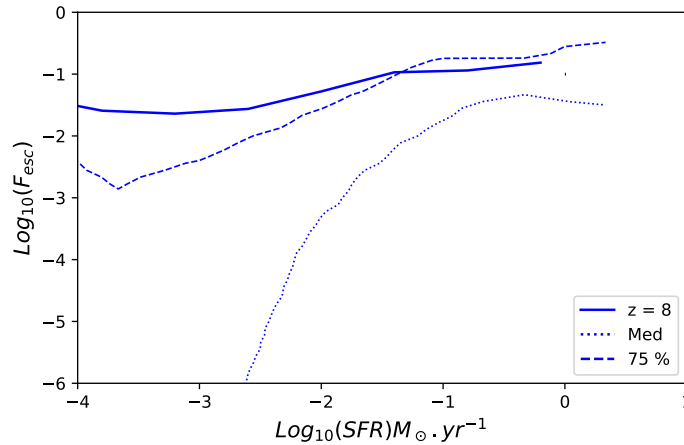


FIGURE 4.6 – Valeur moyenne (ligne pleine) et valeur médiane (ligne pointillée) de la distribution  $F_{esc}$  en fonction de SFR pour tous les halos à le redshift 8. Apparaît aussi sur le graphe le 75ème percentile de la distribution (ligne tirée).

à la population stellaire des halos pour les deux gammes de SFR. Sur la figure 4.7 nous montrons la distribution cumulative des halos, pour tous les redshifts étudiés, en fonction de leur masse stellaire pour chacun des éventails de SFR ( $[10^{-3}, 10^{-2}]M_{\odot}.yr^{-1}$  à gauche et  $\in [10^{-1}, 10^0]M_{\odot}.yr^{-1}$  à droite). Dans les deux cas on trouve un résultat similaire : plus on tend vers un redshift élevé plus la proportion de halos avec une faible masse stellaire augmente. Cela s'explique par le fait qu'au début de la réionisation les halos commencent tout juste à former des étoiles, qui sont donc moins nombreuses.

Cependant ce résultat n'explique en rien la dépendance en  $z$  de la figure 4.4 puisqu'il est présent pour les deux gammes de SFR. Pour approfondir notre étude, la médiane de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{\star}$  est représentée figure 4.8 pour chacun des deux éventails de SFR. Cette fois-ci on constate une différence entre les gammes de SFR étudiées. Pour les halos avec  $SFR \in [10^{-3}, 10^{-2}]M_{\odot}.yr^{-1}$  la fraction d'échappement dépend fortement de la masse stellaire du halo. Quel que soit le redshift  $F_{esc}$  chute lorsque  $M_{\star}$  diminue. À l'inverse la valeur de  $F_{esc}$  reste constante quelle que soit la valeur de  $M_{\star}$  pour les halos avec  $SFR \in [10^{-1}, 10^0]M_{\odot}.yr^{-1}$ . Ainsi une première ébauche de l'explication de la dépendance en  $z$  de la section précédente peut être avancée :

*Pour  $SFR \in [10^{-1}, 10^0]M_{\odot}.yr^{-1}$  : Peut importe la masse stellaire d'une popula-*

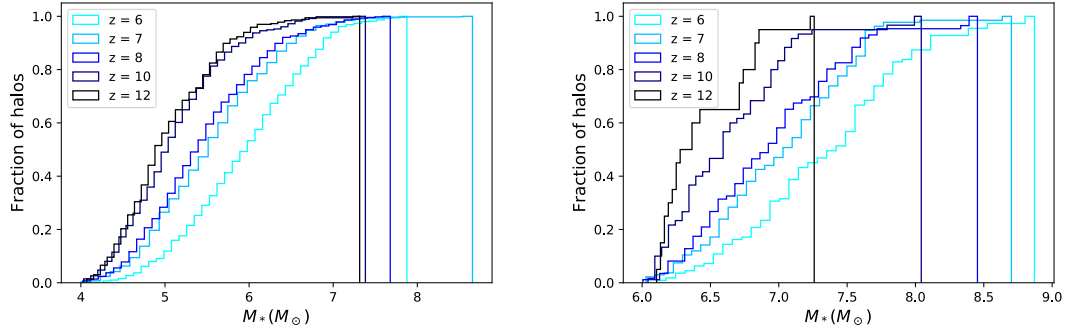


FIGURE 4.7 – *Gauche* : Distribution cumulative des halos avec  $SFR \in [10^{-3}, 10^{-2}]M_{\odot}.yr^{-1}$  en fonction de la masse stellaire du halo. *Droite* : Même chose mais pour  $SFR \in [10^{-1}, 10^0]M_{\odot}.yr^{-1}$ .

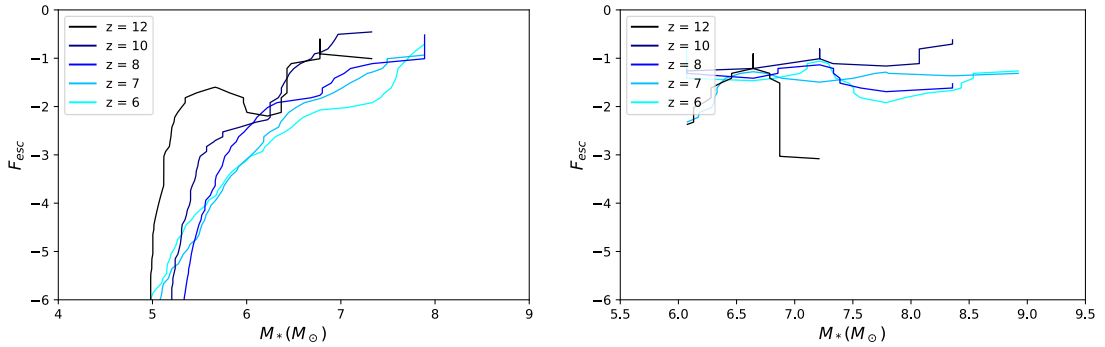


FIGURE 4.8 – *Gauche* : Valeur médiane de  $F_{esc}$  en fonction de la masse stellaire  $M_{\star}$  pour les halos avec  $SFR \in [10^{-3}, 10^{-2}]M_{\odot}.yr^{-1}$ . *Droite* : Même chose mais pour  $SFR \in [10^{-1}, 10^0]M_{\odot}.yr^{-1}$ .

tion de halo la valeur médiane de  $F_{esc}$  reste similaire. Ainsi même si les halos à haut  $z$  ont une masse stellaire plus faible cela n'a pas d'impact sur la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  et donc on ne voit pas apparaître de dépendance en redshift dans ce régime de SFR.

*Pour  $SFR \in [10^{-3}, 10^{-2}]M_{\odot}.yr^{-1}$*  : Les populations avec la plus faible masse stellaire ont aussi une valeur médiane  $F_{esc}$  plus faible. Ainsi les halos à haut  $z$  vont donc cette fois avoir une valeur médiane de  $F_{esc}$  plus faible à cause de leur plus faible masse stellaire. Une dépendance en  $z$  est donc présente.

Il reste maintenant à comprendre pourquoi la valeur de  $F_{esc}$  dépend de la

masse stellaire uniquement aux faibles SFR. Pour cela nous nous concentrons sur l'âge de la population stellaire présente dans les halos et son influence sur l'échappement des photons ionisants. D'après les travaux de TREBITSCH et al. 2017 l'explosion de SN est nécessaire à l'échappement de photons ionisants car elle permet de dégager le gaz neutre et dense entourant les particules stellaires et qui est responsable en grande partie de l'absorption des photons. Comme nous le verrons dans le prochain chapitre ce sont effectivement les SN qui dictent la valeur de la fraction d'échappement dans SPHINX. Puisque notre modèle de SN produit des explosions entre 3 et 50 millions d'années de vie d'une particule stellaire l'âge moyen de la population stellaire d'un halo est un bon indicateur du nombre d'épisodes de SN rencontrés. Nous allons dans cette section nous concentrer sur l'âge moyen, pondéré par la luminosité, des particules stellaires. L'objectif est de nous focaliser sur les particules stellaires les plus brillantes qui dictent la valeur de la fraction d'échappement, d'où la pondération. En figure 4.8 nous avons constaté que la relation  $F_{esc} - M_{\star}$  ne dépendait pas de  $z$  (pour chacune des gammes de SFR). Ainsi, afin d'améliorer la visibilité des figures, les résultats des redshifts 6 à 10 seront combinés pour le reste de cette section.

Sur la figure 4.9 nous montrons l'âge moyen, pondéré par la luminosité, de la population stellaire des halos en fonction de leur masse stellaire pour les deux gammes de SFR étudiées. Le comportement est différent dans chacune des gammes de SFR. Lorsque le SFR est grand les particules stellaires les plus brillantes sont en moyenne très jeunes et l'âge moyen évolue peu avec la masse stellaire du halo : entre  $M_{\star} = 10^6 M_{\odot}$  et  $\sim M_{\star} = 10^{8.8} M_{\odot}$  l'âge moyen pondéré par la luminosité passe de  $\sim 3M_{yr}$  à  $\sim 8M_{yr}$ . Cette tendance s'explique par le fait que la forte formation stellaire de ces halos fait que d'un point de vue de la luminosité la population stellaire est constamment dominée par les dernières particules formées. À noter que l'âge moyen des halos avec  $M_{\star} > 10^{8.8} M_{\odot}$  augmente brusquement mais il s'agit probablement d'un résultat statistique puisque nous n'avons que 3 halos dans cette gamme de masse stellaire. Lorsque le SFR est bas, en revanche, l'âge moyen des particules stellaires évolue et croît fortement avec la masse stellaire du halo. Entre  $M_{\star} = 10^5 M_{\odot}$  et  $M_{\star} = 10^8 M_{\odot}$  l'âge moyen pondéré par la luminosité passe de  $\sim 2M_{yr}$  à plus de  $35M_{yr}$ . Dans ce régime de SFR la luminosité des populations stellaires des halos les plus massifs est dominée par

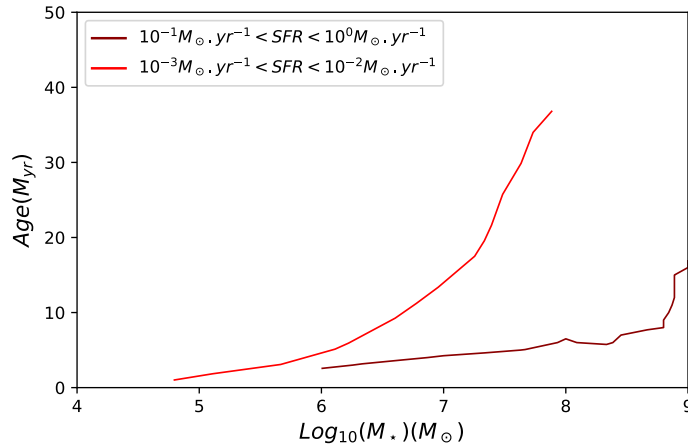


FIGURE 4.9 – Valeur médiane de l’âge moyen, pondéré par la luminosité, de la population stellaire en fonction de la masse stellaire du halo. Le résultat est montré pour le régime de bas SFR (en rouge foncé) et de fort SFR (en rouge).

des populations plus anciennes, qui sont plus nombreuses que les particules stellaires de moins de  $10M_{yr}$  et qui ont donc été formées à une époque où la formation stellaire était plus importante.

Il reste maintenant à savoir si cette évolution de l’âge moyen de la population stellaire en fonction de la masse stellaire peut avoir une influence sur la fraction d’échappement. Pour cela nous montrons figure 4.10 l’évolution de la valeur médiane de la fraction d’échappement en fonction de l’âge moyen, pondéré par la luminosité, de la population stellaire (toujours pour les deux gammes de SFR étudiées). Lorsque le SFR est important on remarque que dès lors que l’âge moyen est supérieur à  $\sim 3M_{yr}$  la fraction d’échappement atteint des valeurs  $> 10^{-2}$ . Cela signifie que, dès lors que la production d’étoiles est importante, le feedback engendré par les premières explosions de SN est suffisant pour permettre aux photons ionisants de s’échapper et produire une fraction d’échappement de plusieurs pourcents. De manière plus précise on a vu figure 4.9 que, excepté les trois halos avec  $M_{\star} > 10^{8.8}M_{\odot}$ , les halos avec un fort SFR ont une population stellaire d’âge moyen entre  $\sim 3M_{yr}$  et  $\sim 8M_{yr}$ , ce qui correspond à  $10^{-2} < F_{esc} < 10^{-1}$  d’après la figure 4.10, et ce qui est bien l’ordre de grandeur trouvé pour la fraction d’échappement sur la figure de droite figure 4.8. En revanche si l’on regarde le résultat concernant le régime de faibles SFR on remarque que

l'on doit attendre un âge moyen plus vieux ( $> 10 M_{yr}$ ) pour atteindre une fraction d'échappement supérieure à  $10^{-2}$ . Dans ce régime de SFR on a vu figure 4.9 qu'entre  $M_{\star} = 10^5 \odot$  et  $M_{\star} = 10^8 \odot$  l'âge moyen de la population stellaire passait de  $\sim 2 M_{yr}$  à plus de  $\sim 35 M_{yr}$ , ce qui correspond d'après la figure 4.10 à une augmentation de la fraction d'échappement d'une valeur nulle ( $< 10^{-6}$ ) à  $10^{-2} < F_{esc} < 10^{-1}$ . Cette augmentation est aussi celle que l'on constate sur la figure de gauche figure 4.8.

Ainsi la croissance de la fraction d'échappement à bas SFR s'explique par le fait que, lorsque la production d'étoiles est faible, il est nécessaire d'attendre que toutes les particules stellaires brillantes aient connus une ou plusieurs explosion de SN (et que donc l'âge moyen de la population stellaire augmente) pour permettre aux photons ionisants de s'échapper et donc à la fraction d'échappement de croître. Dans ce régime de SFR, les halos à grand  $z$ , qui ont une plus faible masse stellaire (ce qui correspond à une population stellaire plus jeune), ont donc une fraction d'échappement plus faible.

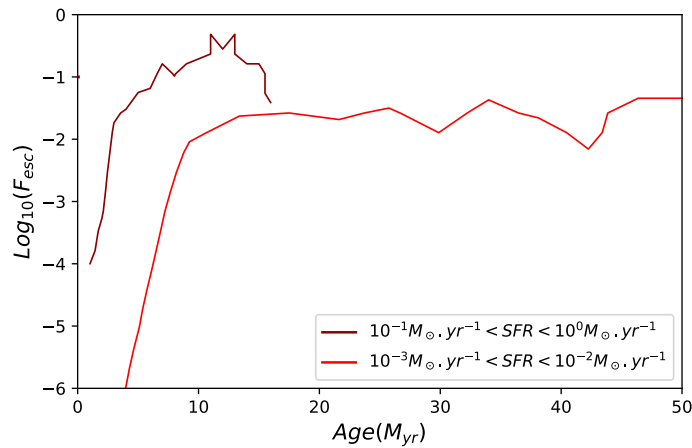


FIGURE 4.10 – Valeur médiane de  $F_{esc}$  en fonction de l'âge, moyen pondéré par la luminosité, des particules stellaires du halo. Le résultat est montré pour le régime de bas SFR (en rouge foncé) et de fort SFR (en rouge).

## 4.2 Quels halos participent à la réionisation ?

La fraction d'échappement est un paramètre important pour caractériser les sources de la réionisation. Cependant il n'est pas suffisant pour savoir si un halo participe de manière importante à la réionisation. En effet un halo peut très bien avoir une très grande fraction d'échappement, proche de 100 %, mais relâcher peu de photons ionisants dans le milieu intergalactique à cause d'une trop faible luminosité intrinsèque. Inversement un halo extrêmement brillant n'aura besoin que d'une faible fraction d'échappement pour avoir une  $L_{esc}$  importante (comparée au reste de la population de halos). Dans cette section nous allons donc étudier les propriétés des halos d'où s'échappent le plus de photons avant de déterminer quelle population de halos participe le plus à la réionisation.

### 4.2.1 Gamme d'étude

Nous commençons tout d'abord par étudier la gamme de luminosité sortante de la population de halos de SPHINX. Cela nous permettra notamment de choisir notre gamme d'étude pour le reste de la section. Pour cela nous montrons sur la figure 4.11 les distributions des populations de halos en fonction de leur luminosité sortante, toujours pour les  $z = 6, 7, 8, 10$  et  $12$ . En rouge est marquée la limite au dessus de laquelle les halos contribuent à 90 % des photons ionisants s'échappant dans le milieu intergalactique. On peut s'apercevoir que cette limite est très haute (au-delà des  $10^{50} s^{-1}$ ) quel que soit le redshift. Ainsi, afin de couvrir une large gamme de halos et l'entièreté des sources participant à la réionisation, nous avons fait le choix d'étudier les halos avec  $L_{esc} > 10^{45} s^{-1}$  dans le reste de cette section. À noter que sur la figure 4.11 les halos avec  $L_{esc} < 10^{40} s^{-1}$  sont comptés dans le bin  $L_{esc} = 10^{40} s^{-1}$ , ce qui explique le pic de population dans ce bin pour tous les redshifts. Cependant le fait qu'une majorité de halos ont une  $L_{esc} \leq 10^{40} s^{-1}$  nous indique que la plupart des halos ne participent pas à la réionisation puisqu'ils ne délivrent aucun photon ionisant (comparé au reste de la population). À titre de comparaison nous montrons aussi sur la figure 4.11 les distributions des populations de halos en fonction de leur luminosité intrinsèque. La principale différence est qu'aucune des distributions concernant

la luminosité intrinsèque ne possède une forme étalée vers les basses luminosités, contrairement aux distributions en fonction de la luminosité sortante. Cela signifie que les halos avec une faible luminosité sortante ont aussi une faible fraction d'échappement. On peut aussi noter que l'écart entre les pics des distributions en fonction de la luminosité sortante et intrinsèque correspond quel que soit le redshift à une fraction d'échappement de l'ordre de 10 %, c'est-à-dire la valeur moyenne de la fraction d'échappement que nous avons trouvé figure 4.2.

### 4.2.2 Propriétés des halos relâchant le plus de photons

Comme nous l'avons mentionné une grande fraction d'échappement n'est pas forcément corrélée avec une grande valeur de  $L_{esc}$ . Nous avons donc cherché à savoir quel était la fraction d'échappement des halos relâchant le plus de photons ionisants dans le milieu intergalactique. Pour cela nous montrons figure 4.12 la médiane (à gauche) et la moyenne (à droite) de la distribution de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de  $L_{esc}$ . Les redshifts étudiés sont toujours les mêmes que dans les sections précédentes. Les résultats de la médiane et de la moyenne sont ici très similaires. De plus on remarque que le résultat ne dépend pas du redshift. On constate aussi sur ces figures la présence de deux régimes distincts. Le premier concerne les halos avec un faible nombre de photons ionisants s'échappant ( $L_{esc} < 10^{48} s^{-1}$ ), pour lesquels  $L_{esc}$  et  $F_{esc}$  sont proportionnels. Ainsi quel que soit le redshift, les halos avec la plus faible luminosité sortante sont aussi ceux avec la valeur de  $F_{esc}$  la plus faible, comme nous l'avons entrevu avec les distributions des halos en fonction des luminosités sortantes et intrinsèque (4.11). Pour les halos avec  $L_{esc} > 10^{48} s^{-1}$  on remarque que la valeur de  $F_{esc}$  est relativement constante : les halos avec la plus grande luminosité sortante ne sont pas spécifiquement ceux avec la plus grande fraction d'échappement. On peut noter que, concernant la valeur de la fraction d'échappement, on retrouve  $F_{esc} \approx 10\%$ , la valeur moyenne de  $F_{esc}$  trouvée pour toutes les gammes de masse.

Bien qu'ils semblent faire écho aux régimes que nous avons vus en section 4.1.1 et 4.1.2, pour lesquels  $F_{esc}$  chutait de manière drastique pour les halos de faibles masses et faibles SFR, ces régimes sont différents puisqu'ils concernent de manière similaire la médiane et la moyenne de la distribution (ce qui n'était



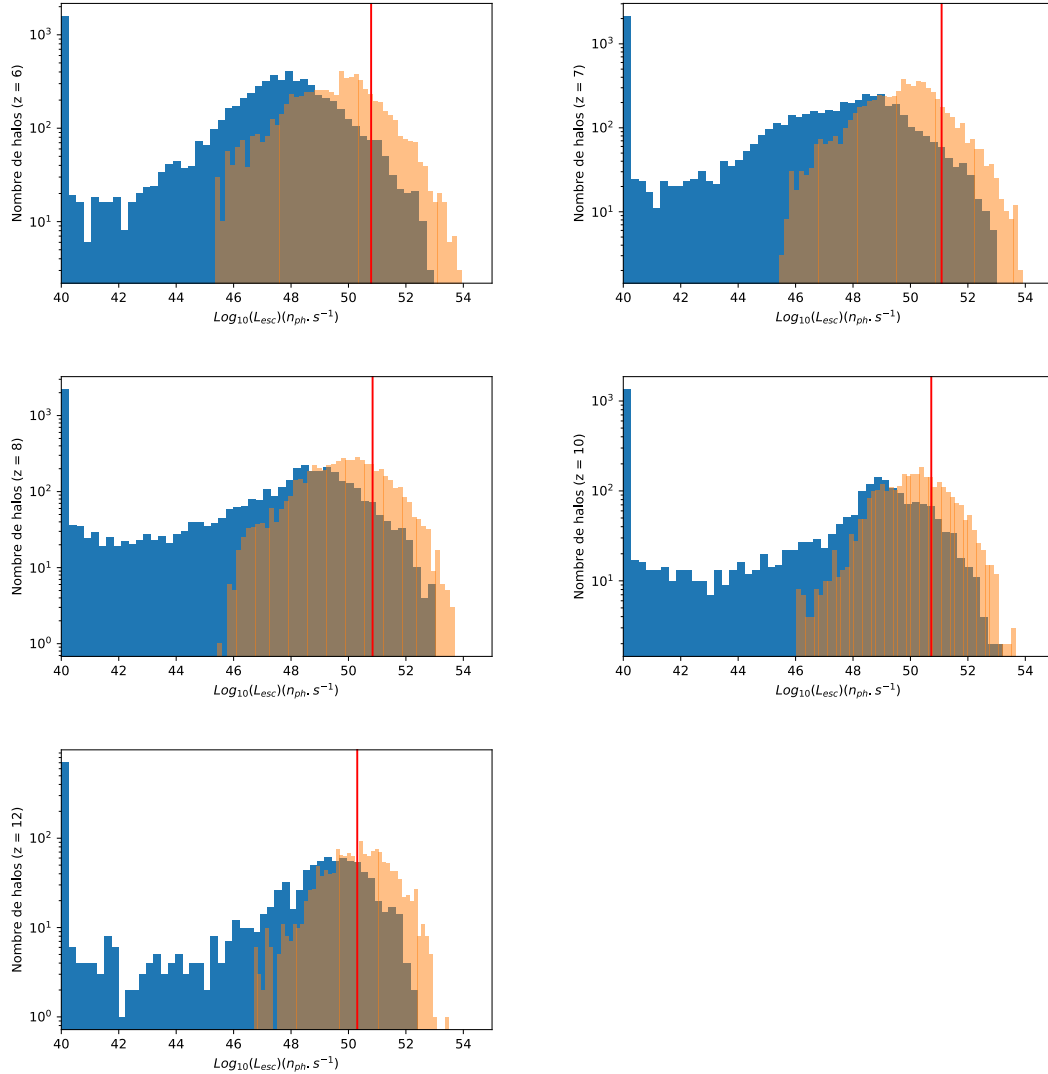


FIGURE 4.11 – Distribution de la population de halos en fonction de leur luminosité sortante. En rouge est marquée la limite au dessus de laquelle les halos contribuent à 90 % des photons ionisants s'échappant. Par soucis de clarté tous les halos avec  $L_{esc} < 10^{40} s^{-1}$  sont comptés dans le bin  $L_{esc} = 10^{40} s^{-1}$ . De haut en bas et de gauche à droite sont représentées les distributions pour les  $z = 6, 7, 8, 10$  et  $12$ . Sur les figures sont aussi représentées les distributions des halos en fonction de leur luminosité intrinsèque (en rouge transparent).

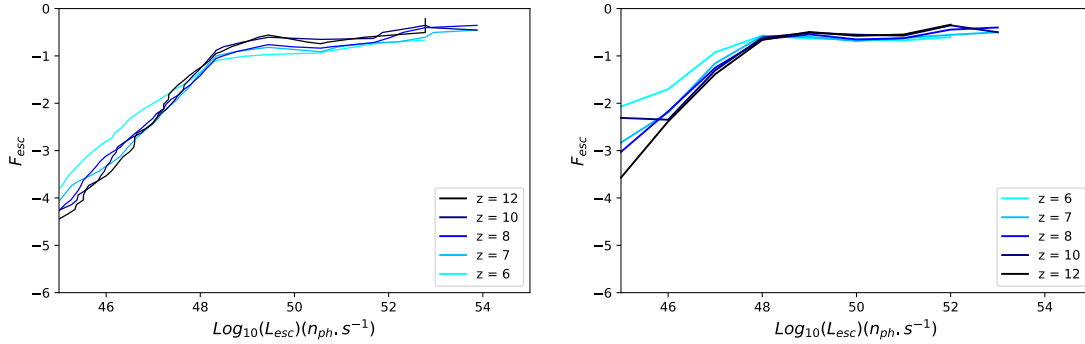


FIGURE 4.12 – *Gauche* : Valeur médiane de  $F_{esc}$  en fonction de la luminosité sortante de halos,  $L_{esc}$ , pour différents redshifts (couleur codée). *Droite* : Même chose mais avec la valeur moyenne de  $F_{esc}$ .

pas le cas section 4.1.1 et 4.1.2).

Comme nous l'avons vu  $L_{esc}$  dépend à la fois de  $F_{esc}$  et de la luminosité intrinsèque. Ainsi pour compléter l'étude nous allons maintenant nous focaliser sur le lien entre  $L_{esc}$  et  $L$ . Pour cela nous montrons figure 4.13 la médiane (à gauche) et la moyenne (à droite) de la distribution de  $L$  en fonction  $L_{esc}$  pour les différents redshifts étudiés. On retrouve les deux régimes présents figure 4.12 (de manière plus distincte sur la médiane). Pour les halos appartenant au premier régime ( $L_{esc} < 10^{48} s^{-1}$ ) la luminosité intrinsèque est constante ( $L \approx 10^{49} s^{-1}$ ) quelle que soit la valeur de  $L_{esc}$ , ce qui explique la proportionnalité entre  $F_{esc}$  et  $L_{esc}$  dans ce régime. Cette valeur constante signifie qu'il y a plus de halos avec  $L \approx 10^{49} s^{-1}$  et  $F_{esc} < 10\%$  que de halos avec  $L < 10^{49} s^{-1}$  et  $F_{esc} \approx 10\%$ . Cela vient de deux raisons. Premièrement, si l'on regarde les distributions figure 4.11, on s'aperçoit que  $L \approx 10^{49} s^{-1}$  est toujours proche du pic de la distribution de halos en fonction de la luminosité intrinsèque. Ainsi il y a toujours plus de halos avec  $L \approx 10^{49} s^{-1}$  qu'avec n'importe quelle valeur  $< 10^{49} s^{-1}$ . Deuxièmement les halos avec  $L < 10^{49} s^{-1}$  ont un très faible taux de formation stellaire ( $< 10^{-5} M_{\odot}.yr^{-1}$  en moyenne) et donc une très faible fraction d'échappement. Ainsi il est très rare de trouver des halos avec  $L < 10^{49} s^{-1}$  et une fraction d'échappement de 10%. À titre d'exemple 6.5% des halos avec  $L > 10^{49} s^{-1}$  ont une fraction d'échappement entre 5% et 15% contre 1.6% pour les halos avec  $L < 10^{49} s^{-1}$ .

Pour les halos du second régime ( $L_{esc} > 10^{48} s^{-1}$ ) on remarque au contraire

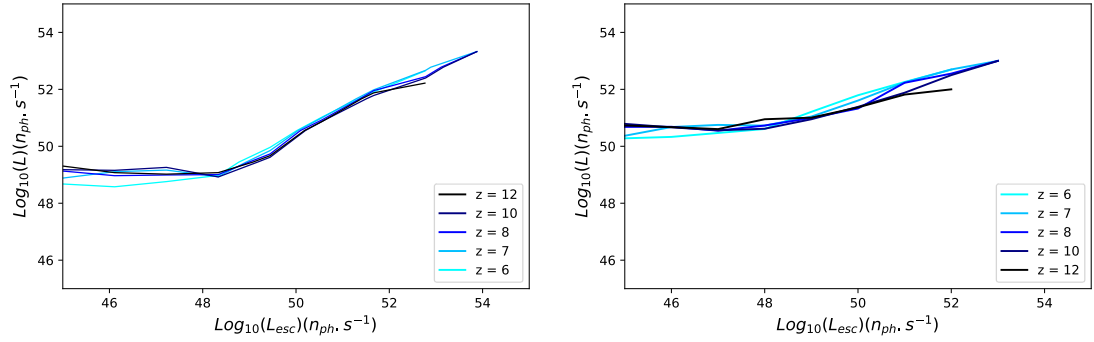


FIGURE 4.13 – *Gauche* : Valeur médiane de la luminosité intrinsèque  $L$  des halos en fonction de leur luminosité sortante  $L_{esc}$  pour différents redshifts (couleur codée). *Droite* : Même chose mais avec la valeur moyenne de  $L$ .

que  $L$  croît avec  $L_{esc}$  avec un rapport de proportionnalité correspondant à une fraction d'échappement de  $\approx 10\%$ . En résumé nous avons donc :

*Pour les halos avec  $L_{esc} < 10^{48} s^{-1}$*  : Ce sont les halos qui participent le moins à la réionisation. Leur luminosité intrinsèque (moyenne ou médiane) est constante quelle que soit  $L_{esc}$  et la plus faible de tous les halos étudiés. Pour une population de halo dans ce régime c'est donc la valeur moyenne ou médiane de  $F_{esc}$  qui est le paramètre qui détermine le nombre de photons s'échappant dans le milieu intergalactique.

*Pour les halos avec  $L_{esc} > 10^{48} s^{-1}$*  : Ce sont les halos qui participent le plus à la réionisation. À l'inverse leur fraction d'échappement (moyenne ou médiane) est constante quelle que soit  $L_{esc}$ . Pour une population de halo dans ce régime c'est donc cette fois la luminosité intrinsèque moyenne ou médiane qui est le paramètre déterminant concernant le nombre de photon s'échappant du halo.

Puisque pour les halos émettant le plus de photons dans le milieu intergalactique le paramètre déterminant est la luminosité intrinsèque il est intéressant de se demander si les halos les plus massifs ont une luminosité sortante plus grande. En effet plus un halo est massif plus son SFR est important et donc plus il a de chance d'avoir une luminosité intrinsèque conséquente. C'est ce que nous vérifions figure 4.14 à l'aide de la médiane (à gauche) et de la moyenne (à droite) de la distribution de  $L_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$ . Comme nous pouvions nous y attendre les halos les plus massifs tendent à avoir une luminosité sortante

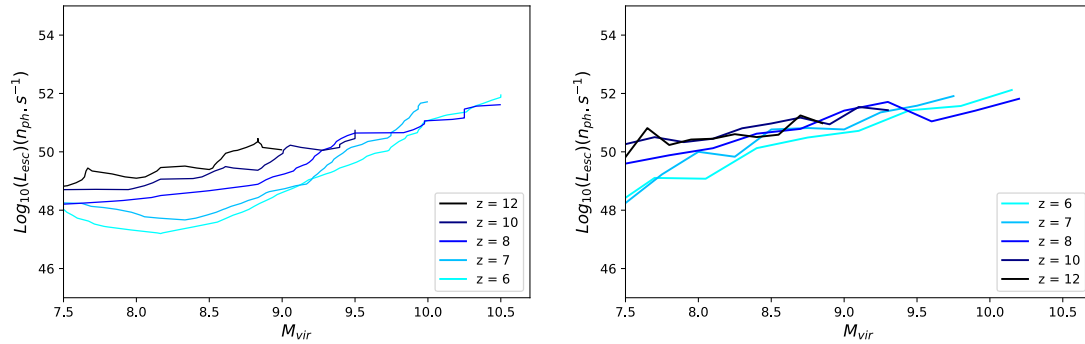


FIGURE 4.14 – *Gauche* : Valeur médiane de la distribution de la luminosité sortante  $L_{esc}$  en fonction de la masse  $M_{vir}$  du halo pour différents redshifts (couleur codée). *Droite* : Même chose mais avec la valeur moyenne de la luminosité intrinsèque.

plus grande (que ce soit par la médiane ou la moyenne de la distribution). On remarque sur la figure que peu importe la masse étudiée on est dans le régime  $L_{esc} > 10^{48} s^{-1}$ . C'est donc bien grâce à leur luminosité intrinsèque plus grande que les halos les plus massifs relâchent un nombre de photons ionisants plus important. Cependant on a vu figure 2.3 que les halos les plus massifs n'étaient pas les plus nombreux. Ainsi, même avec une luminosité sortante importante, à cause de leur faible nombre il n'est pas dit que les halos les plus massifs de notre simulation (typiquement  $M_{vir} > 3 \times 10^9 M_{\odot}$ ) jouent un rôle prépondérant dans le budget total de photons ionisants. C'est ce que nous allons vérifier dans la prochaine section. À noter sur la figure 4.14 une dépendance en  $z$  des résultats : pour une masse donnée les halos à plus haut redshift ont une valeur de  $L_{esc}$  plus importante. Ceci est dû au fait que ces halos ont des populations stellaires plus jeunes et avec une métallicité supérieure, ce qui dans les deux cas correspond à des étoiles plus brillantes (voir ROSDAHL et al. 2018).

### 4.2.3 Population de halo participant le plus à la réionisation

Dans cette section nous allons répondre à la question : quelle gamme de masse participe le plus à la réionisation ?

Afin d'y répondre nous montrons figure 4.15 la distribution cumulative et pondérée par  $L_{esc}$  des halos en fonction de leur masse. De bas en haut et de

gauche à droite sont représentés les redshifts habituels 6, 7, 8, 10 et 12. En bas à droite de la figure est aussi représentée la distribution pour tous les  $z$  confondus. En rouge est marqué l'intervalle de masse contenant la population de halos contribuant à 80 % des photons ionisants s'échappant dans le milieu intergalactique. La valeur exacte de cet intervalle est répertoriée dans le tableau 4.1, ainsi que le pourcentage de halos contribuant à 80 % des photons ionisants. Le premier constat que l'on peut faire est qu'il y a une évolution avec le redshift de l'intervalle. En effet le tableau et la figure nous indiquent tous les deux que l'intervalle se décale vers les grandes masses pour les plus petits redshifts. On notera une exception à  $z = 10$  pour lequel l'intervalle s'étend jusqu'à  $7.8 \times 10^9 M_\odot$ , au-delà de celui de  $z = 7$  et 8. Ceci est dû à la présence d'un petit groupe de halos très massifs et lumineux et relève donc plus de l'anomalie statistique. Le fait que l'intervalle se décale progressivement vers les masses les plus importantes est dû au fait que le nombre de halos massifs devient lui aussi plus important lorsque  $z$  diminue (figure 2.3). De plus, comme nous venons de le voir sur la figure 4.14,  $L_{esc}$  augmente avec la masse du halo. Ainsi les halos les plus massifs ont de plus en plus d'importance dans le nombre total de photons ionisants s'échappant dans le milieu intergalactique car ils délivrent individuellement plus de photons et deviennent de plus en plus nombreux. À noter que, quel que soit le redshift, la limite basse de l'intervalle de masse contenant la population de halos contribuant à 80 % des photons ionisants se situe toujours proche du pic de la distribution de la population de halos (figure 2.3), qui est situé entre  $10^8 M_\odot$  et  $10^{8.5} M_\odot$  selon le redshift. En dessous de cette limite basse les halos sont de moins en moins nombreux et ont pour la plupart une très faible fraction d'échappement (figure 4.1), ce qui explique leur faible participation à la réionisation.

La réionisation s'étale sur une période large (de  $z \approx 15$  à  $z = 6$ ) et il est donc important de connaître les populations de halos qui ont le plus contribué à la réionisation sur l'ensemble de la période. C'est justement ce que représente la distribution en bas à droite de la figure 4.15 (pour laquelle tous les  $z$  sont mélangés). Le résultat est que 80 % des photons ionisants proviennent des halos avec  $2.1 \times 10^8 M_\odot < M_{vir} < 7.8 \times 10^9 M_\odot$ . Les halos les plus massifs ( $M_{vir} > 3 \times 10^9 M_\odot$ ), dont l'importance apparaît tardivement dans l'époque de la réionisation (figure

4.15), ne jouent donc pas un rôle prépondérant sur l'ensemble de la période (sur l'ensemble de la réionisation 75 % des photons ionisants proviennent de halos avec  $M_{vir} < 3 \times 10^9 M_{\odot}$ ). Afin de vérifier si cette affirmation reste valable lorsqu'une simulation inclut des halos de plus grandes masses que SPHINX il est utile de se tourner vers les simulations à plus grand volume. Les travaux de LEWIS et al. 2020 analyse le rôle des halos lors de la réionisation à l'aide de la simulation CODA-II (de largeur  $\approx 100 Mpc$  et possédant des halos jusqu'à  $M_{vir} = 10^{12} M_{\odot}$ , OCVIRK et al. 2016; OCVIRK et al. 2020). À  $z = 7$  80 % de leur budget de photons ionisants provient des halos avec  $6 \times 10^8 M_{\odot} < M_{vir} < 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Si l'on compare à nos résultats au même redshift (tableau 4.1) on remarque que les halos qui participent à la réionisation dans le cas de la simulation CODA sont plus massifs. Cependant l'ordre de grandeur reste le même. Ainsi il semblerait bien que le faible rôle des halos les plus massifs à la réionisation soit un résultat robuste et non dû à leur faible représentation dans SPHINX.

Dans le tableau 4.1 on notera que seul 45% des halos participent à 80 % du nombre total de photons ionisants. Cela est dû au fait que, comme nous l'avions vu figure 4.11, la majorité des halos ont une luminosité sortante très faible, notamment à cause d'une fraction d'échappement proche de zéro. De plus cet effet est accentué par le fait que lorsque les halos massifs prennent de l'importance au cours de la réionisation la fraction de halos participant à 80% des photons ionisants diminue. C'est ce qu'illustre notamment la différence entre le pourcentage de la population contribuant à 80 % du budget de photons ionisants à  $z = 6,7,8$  et à  $z = 10,12$  (tableau 4.1).

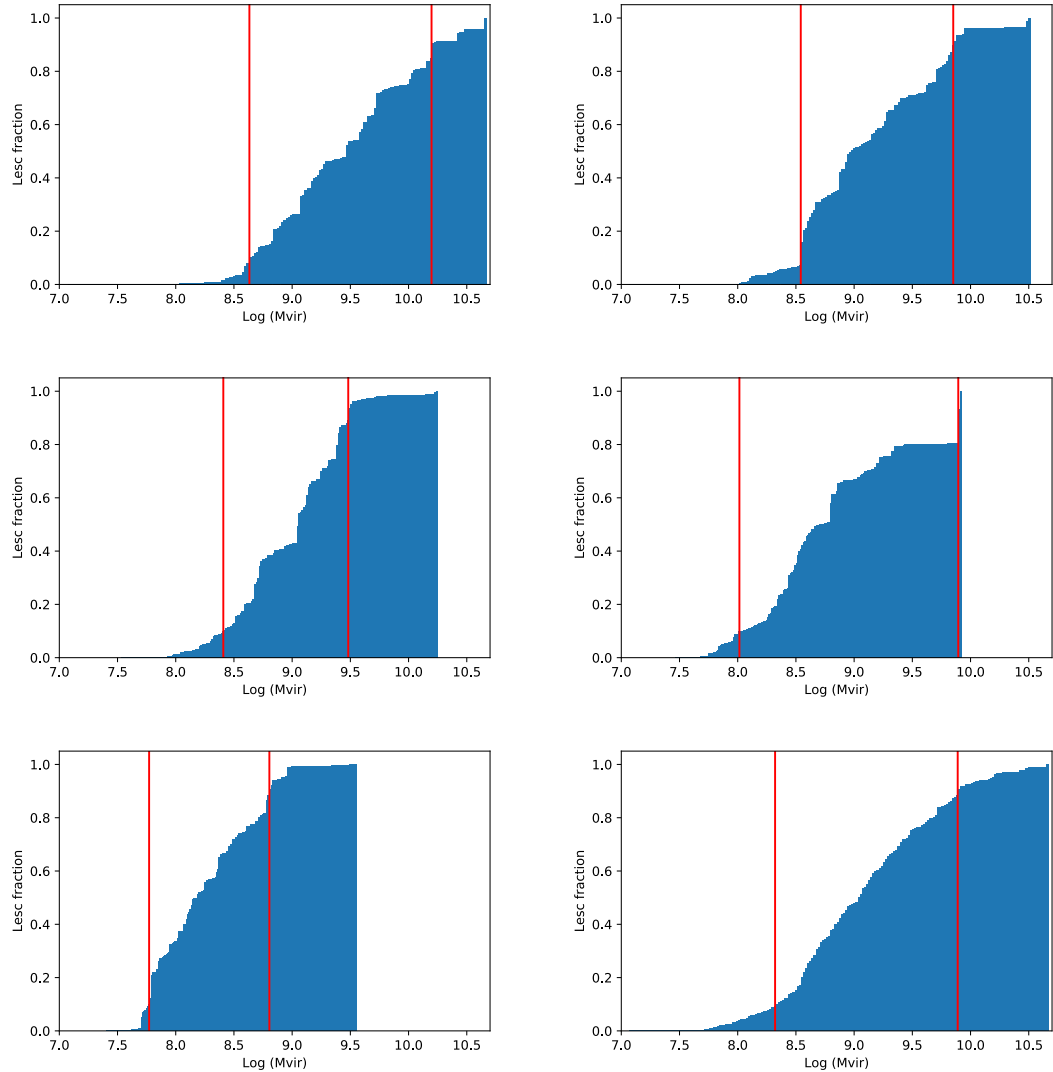


FIGURE 4.15 – Distribution cumulative et pondérée par la luminosité des halos en fonction de leur masse. En rouge est marqué l'intervalle de masse contenant la population de halos contribuant à 80 % des photons ionisants s'échappant dans le milieu intergalactique. De haut en bas et de gauche à droite sont représentées les distributions pour les  $z = 6, 7, 8, 10$  et  $12$  ainsi que pour tous les redshifts combinés (en bas à droite).

$z$	$[-]_{80L_{esc}}(M_{\odot})$	%
all $z$	$2.1 \times 10^8 < M_{vir} < 7.8 \times 10^9$	45 %
6	$4.3 \times 10^8 < M_{vir} < 1.6 \times 10^{10}$	32 %
7	$3.5 \times 10^8 < M_{vir} < 7.1 \times 10^9$	30 %
8	$2.6 \times 10^8 < M_{vir} < 3.0 \times 10^9$	33 %
10	$1.0 \times 10^8 < M_{vir} < 7.8 \times 10^9$	64 %
12	$5.9 \times 10^7 < M_{vir} < 6.4 \times 10^8$	80 %

TABLEAU 4.1 – Tableau répertoriant le redshift, l’intervalle de masse contenant la population de halos contribuant à 80 % des photons ionisants s’échappant dans le milieu intergalactique et le pourcentage de halos contribuant à 80 % des photons ionisants.

### 4.3 Conclusion et résumé de ce chapitre

Nous venons de voir que la fraction d’échappement était un paramètre complexe : il est toujours difficile de prédire son comportement pour un halo singulier car il dépend de plusieurs paramètres (la masse, le SFR, la masse stellaire,  $z$ , ...). D’un point de vue statistique on a vu que son comportement variait selon que l’on étudie la valeur moyenne ou médiane de  $F_{esc}$  d’une population de halos. De plus on a pu constater que même d’un point de vue statistique l’évolution de la fraction d’échappement vis-à-vis de la masse du halo ou de son SFR dépendait du régime dans lequel on se trouvait ou du redshift concernant le SFR. D’un point de vue plus précis quelques résultats sont tout de même à retenir :

- la valeur médiane de  $F_{esc}$  tend à augmenter avec  $M_{vir}$  et SFR.
- en dessous de  $M_{vir} < 3 \times 10^8 M_{\odot}$  le nombre de halos avec  $F_{esc} = 0$  augmente fortement quel que soit le redshift à cause de la faible activité stellaire des halos.
- pour  $SFR < 10^{-2} M_{\odot}.yr^{-1}$  le nombre de halos avec une valeur de  $F_{esc}$  nulle augmente avec  $z$  car, en plus du faible SFR, les populations d’étoiles des halos à haut  $z$  sont plus jeunes et n’ont pas eu le temps de produire assez de SN, dont le feedback permet l’échappement de photons.
- la valeur moyenne de  $F_{esc}$  est contrôlée par les halos les plus brillants. Sa valeur est constante sur toute la gamme de masse étudiée et augmente de manière légère avec SFR.



Dans un deuxième temps nous venons de voir que la fraction d'échappement ne permettait pas à elle seule de déterminer si un halo participait ou non de manière conséquente à la réionisation (i.e. relâchait un grand nombre de photons ionisants dans le milieu intergalactique). Le constat est que les halos avec le plus de photons ionisants s'échappant ont en moyenne la même fraction d'échappement, avec  $F_{esc} \approx 10\%$ .

Enfin, d'un point de vue de la participation au budget de photons ionisants sur l'ensemble de l'époque de la réionisation, les halos peu massifs ont un rôle crucial, avec 80 % des photons ionisants provenant de halos avec  $2.1 \times 10^8 M_\odot < M_{vir} < 7.8 \times 10^9 M_\odot$  (et 75 % de halos avec  $M_{vir} < 3 \times 10^9 M_\odot$ ). Les halos plus massifs, bien qu'ayant une luminosité sortante plus importante, ne sont pas assez nombreux sur l'ensemble de la période pour avoir un rôle prépondérant (même si leur importance augmente en fin de réionisation).

# Comprendre la physique derrière la fraction d'échappement

Dans le chapitre précédent nous avons vu les propriétés générales de la fraction d'échappement ainsi que des halos participant le plus à la réionisation. Dans ce chapitre nous allons tenter de comprendre plus en détail les mécanismes qui régulent la fraction d'échappement au sein d'un halo. Pour ce faire nous allons nous concentrer sur l'étude d'un halo au cours du temps et notamment de l'évolution de sa fraction d'échappement. Nous avons choisi de nous focaliser sur le halo le plus massif, qui possède une masse de  $M_{vir} = 4.7 \times 10^{10} M_{\odot}$  à  $z = 6$ . Nous commençons section 5.1 par présenter et étudier le *duty cycle* (i.e. une évolution cyclique) de la fraction d'échappement à travers l'exemple du halo le plus massif. Puis section 5.2 nous verrons si la diminution de l'amplitude des pics de  $F_{esc}$  avec la masse que nous trouvons dans le cas du halo le plus massif peut se généraliser. Enfin section 5.3 nous présenterons les processus physiques responsables de la fraction d'échappement et notamment le rôle des SN.

## 5.1 Présence d'un *duty cycle*

Dans cette section nous nous intéressons à l'étude du *duty cycle* de la fraction d'échappement présent au sein des halos. Nous commençons section 5.1.1 et 5.1.2 par présenter le *duty cycle* du halo le plus massif ainsi que le lien général

entre la formation stellaire et le *duty cycle*. Puis section 5.1.3 nous étudierons plus en détail les mécanismes physiques du *duty cycle* du halo le plus massif.

### 5.1.1 Distribution générale de $F_{esc}$ et du halo le plus massif

Nous commençons par comparer figure 5.1 l'évolution de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  pour le halo le plus massif à la distribution générale de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  pour tous les halos à tous les redshifts étudiés ( $z = 6, 7, 8, 10$  et  $12$ ). En se focalisant sur l'arrière-plan de la figure on note une distribution bimodale de la fraction d'échappement : les deux populations les plus importantes sont les halos avec  $F_{esc} = 0$  (qui est la population majoritaire) et les halos avec  $F_{esc} = 1$  (qui est la deuxième valeur de  $F_{esc}$  avec le plus de halos). Entre ces deux valeurs extrêmes le reste de la population de halos est réparti de manière uniforme.

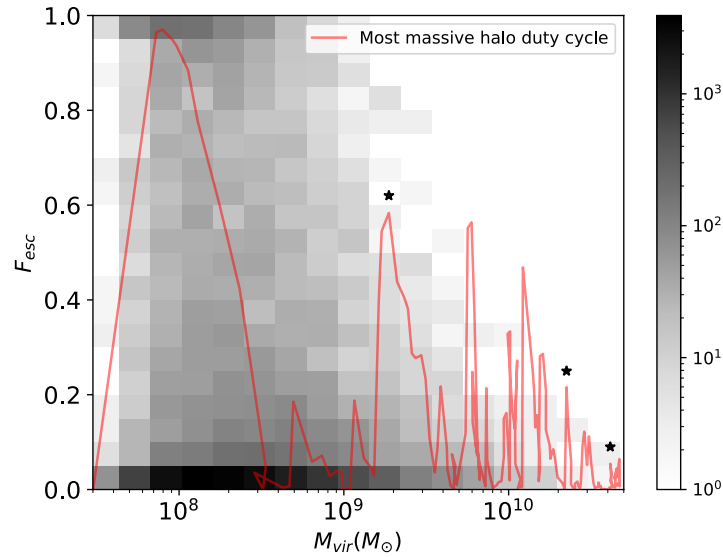


FIGURE 5.1 – Évolution de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  pour le halo le plus massif (en rouge). En arrière-plan est montrée la distribution générale de  $F_{esc}$  en fonction de  $M_{vir}$  pour tous les halos à tous les redshifts étudiés ( $12, 10, 8, 7$  et  $6$ ).

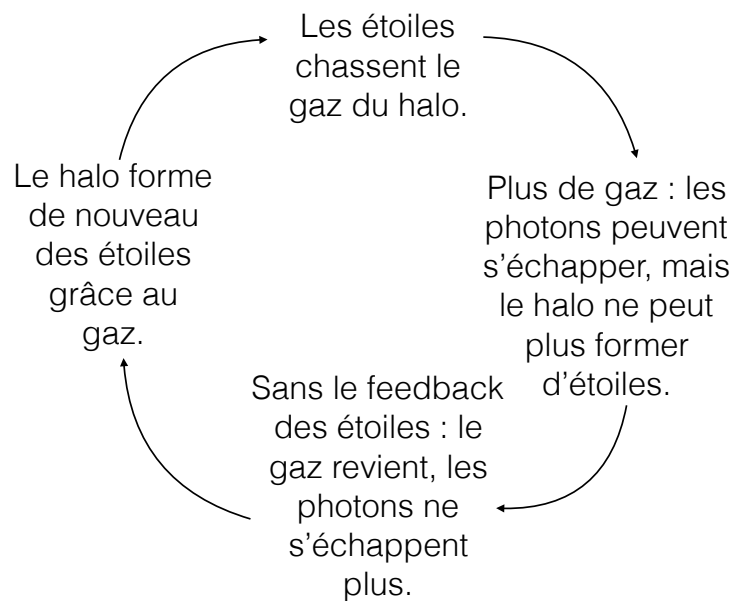
Concernant le halo le plus massif on remarque effectivement la présence d'un *duty cycle* tout au long de son évolution. Il est à noter que l'amplitude des pics de  $F_{esc}$  diminue au fur et à mesure que le halo devient plus massif. Il est intéressant de constater une correspondance entre le cas du halo le plus massif et

la distribution générale. En effet l'oscillation entre des valeurs faibles et hautes du  $F_{esc}$  du halo le plus massif concorde avec l'aspect bimodal de la distribution générale en arrière-plan. De plus pour les plus hautes masses la distribution se concentre autour de plus petites valeurs de  $F_{esc}$ , ce qui concorde aussi avec le comportement du halo le plus massif et la diminution de l'amplitude des pics de fraction d'échappement.

En nous focalisant maintenant exclusivement sur le halo le plus massif ce sont ces deux propriétés, l'aspect cyclique et la diminution de l'amplitude des pics de  $F_{esc}$ , que nous allons étudier et essayer de comprendre.

### 5.1.2 Le cycle de SFR : une explication incomplète

L'explication souvent avancée concernant l'aspect cyclique de la fraction d'échappement est que cela provient du cycle stellaire. Le principe général de ce cycle au sein d'un halo est le suivant :



D'un point de vue pratique l'influence du cycle stellaire sur la fraction d'échappement se fait en comparant les cycles de SFR et de  $F_{esc}$ . On retrouve notamment cette comparaison dans les études de WISE et CEN 2009; WISE et al. 2014; KIM et al. 2013; KIMM et CEN 2014; TREBITSCH et al. 2017, qui se

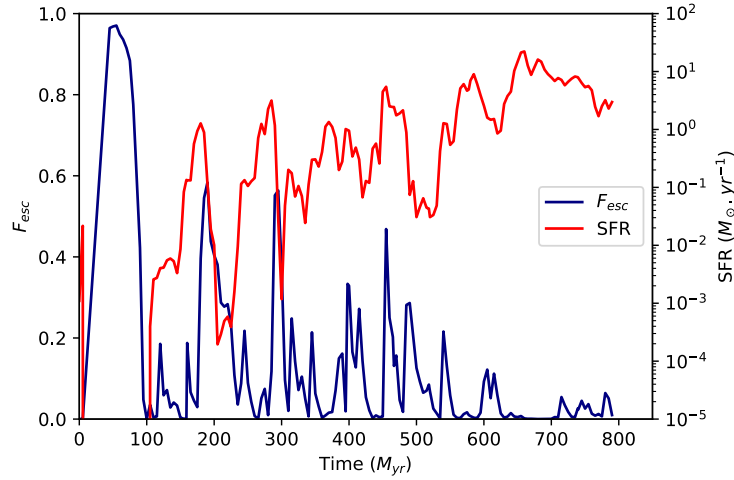


FIGURE 5.2 – Évolution de la valeur de  $F_{esc}$  (en bleu) et de SFR (en rouge) en fonction du temps pour le halo le plus massif.

focalisent toutes sur l'époque de la réionisation. Dans chacune des études une correspondance entre le cycle de SFR et de  $F_{esc}$  est montrée.

Sur la figure 5.2 nous montrons nous aussi la comparaison entre SFR et  $F_{esc}$  dans le cas de notre étude du halo le plus massif. On peut constater une corrélation entre certains pics de SFR et de  $F_{esc}$ . On peut citer à titre d'exemple les deux épisodes de formations d'étoiles à 200 et 300 Myr (amenant deux pics de SFR) qui sont suivis de deux pics de  $F_{esc}$ . Cependant en regardant plus en détail la figure 5.2 la corrélation entre le cycle de SFR et  $F_{esc}$  est loin d'être parfaite : un pic de SFR n'est pas nécessairement suivi d'un pic de  $F_{esc}$ . Ainsi, même si le SFR d'un halo est un paramètre clé qui influence la fraction d'échappement, une étude approfondie est nécessaire pour mieux comprendre l'origine du cycle de la fraction d'échappement.

### 5.1.3 Mécanisme du *duty cycle*

Dans cette section nous allons chercher à comprendre quels sont les mécanismes physiques sous-jacents aux variations de la fraction d'échappement au cours du temps au sein du halo le plus massif.

Pour cela nous allons étudier les trois pics de fraction d'échappement in-

diqués par des étoiles noires sur la figure 5.1. Le but est de comprendre le mécanisme qui amène la fraction d'échappement à augmenter puis descendre et aussi de comprendre pourquoi l'amplitude des pics décroît avec la masse du halo en étudiant trois pics à l'amplitude bien distincte. À noter que nous n'avons pas étudié le plus grand pic (autour de  $M_{vir} = 10^8 M_{\odot}$ ) car la résolution du halo n'était à ce moment-là pas suffisante pour permettre une étude détaillée.

### Étude du premier pic

Pour chaque pic le protocole d'étude est le même. Nous étudions le pic à trois moments distincts : au début, au sommet et à la fin du pic.

Pour chacune de ces étapes du pic nous montrons la densité de  $H_I$  présente au centre du halo (dans un rayon de  $0.2 R_{vir}$ ) ainsi que les particules stellaires responsables de 90 % de la luminosité intrinsèque du halo. On rappelle que par construction (c.f. équation 3.5) le calcul de la fraction d'échappement est pondérée par la luminosité des particules stellaires et que donc ce sont les particules stellaires les plus lumineuses qui dictent la valeur de  $F_{esc}$ . Pour le premier pic le résultat est présenté sur la colonne de gauche de la figure 5.3. Pour les mêmes pas de temps (début, sommet et fin du pic) nous montrons également la distribution de la fraction d'échappement des particules stellaires en fonction de leur âge et de leur luminosité. Pour le premier pic étudié cette distribution est montrée sur la colonne de droite de la figure 5.3.

#### *Début du pic*

Au début du pic (en haut de la figure 5.3) on constate sur la droite de la figure 5.3 la présence d'une population stellaire jeune et brillante avec  $F_{esc} = 0$ . Sur la carte en haut à gauche de la figure 5.3 on peut voir que ces particules stellaires sont apparues dans un milieu où la densité de  $H_I$  est élevée, ce qui n'est pas surprenant étant donné que la formation de particules stellaires nécessite une densité locale de gaz importante. Ainsi leur fraction d'échappement est nulle. Puisqu'il s'agit des particules stellaires les plus lumineuses, qui dictent la valeur de  $F_{esc}$ , le halo se retrouve avec une fraction d'échappement proche de zéro.

#### *Sommet du pic*

Dans un second temps ces jeunes particules stellaires brillantes réussissent à

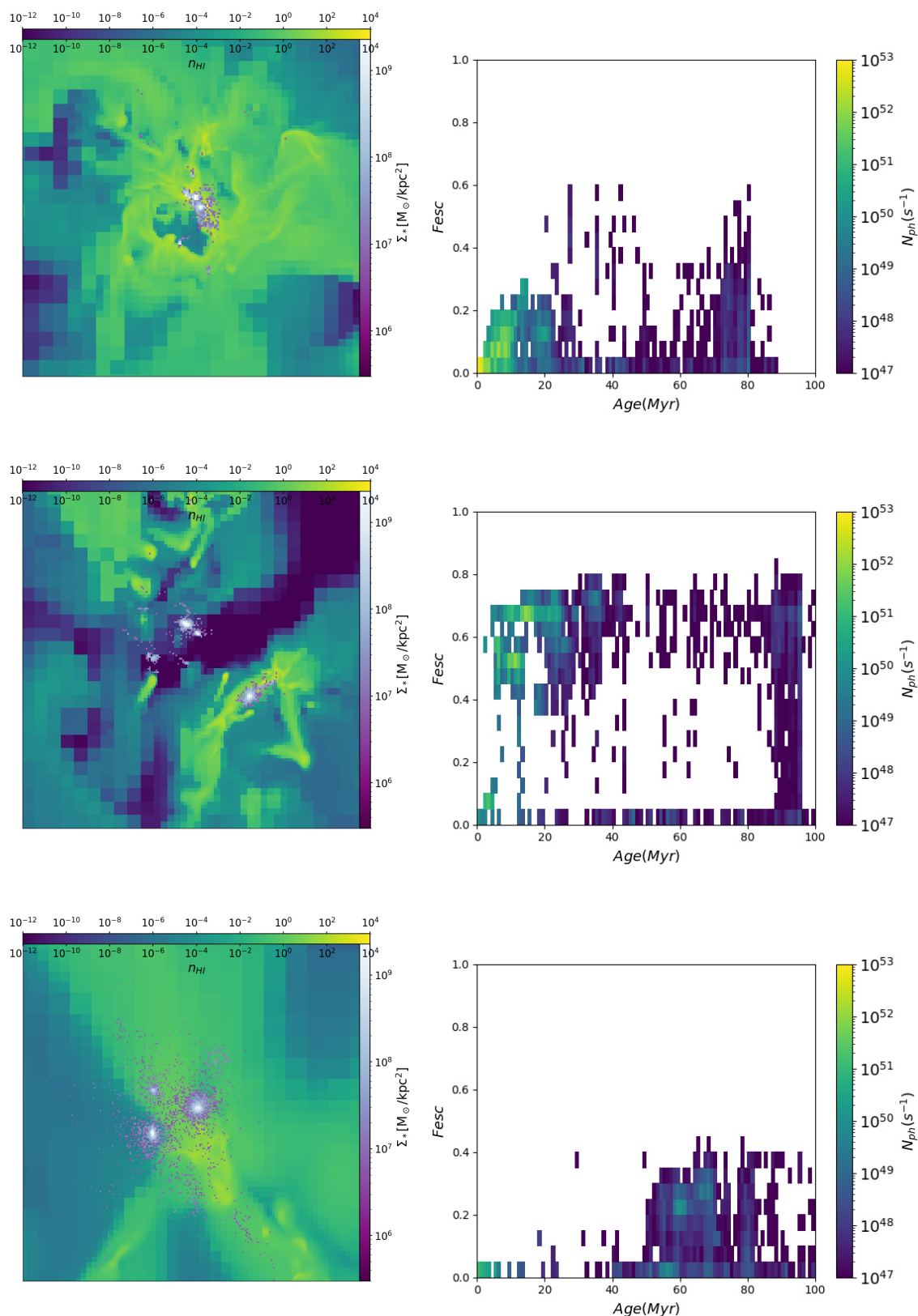


FIGURE 5.3 – *Colonne de gauche* : Carte de la densité de  $H_I$  zoomée sur le centre du halo (à  $0.2 R_{vir}$ ). Les particules stellaires les plus lumineuses (responsable de 90% de la luminosité intrinsèque du halo) sont aussi montrées. *Colonne de droite* : Distribution de la valeur de  $F_{esc}$  des particules stellaires en fonction de leur âge pour le halo le plus massif. La luminosité des particules est aussi indiquée par un code couleur. Les trois lignes correspondent de haut en bas au début, au sommet et à la fin du premier pic de  $F_{esc}$  étudié figure 5.1.

réioniser leur environnement, créant des régions où la densité de  $H_I$  est faible et par lesquelles les photons ionisants peuvent s'échapper. Ceci est illustré par la carte de densité de  $H_I$  au centre à gauche de la figure 5.3. Ainsi la fraction d'échappement de ces particules stellaires augmente, comme on peut le voir au centre à droite de la figure 5.3. Le halo se retrouve alors avec une fraction d'échappement qui a fortement augmenté : on atteint le sommet du pic de  $F_{esc}$ .

#### *Fin du pic*

Finalement le gaz autour des particules stellaires va redevenir dense, comme illustré en bas à gauche de la figure 5.3. Les particules stellaires se retrouvent de nouveau dans un milieu où la densité de  $H_I$  est élevée et leur fraction d'échappement diminue comme on le constate en bas à droite de la figure 5.3. La fraction d'échappement moyenne du halo décroît elle aussi pour se rapprocher de nouveau de zéro : c'est la fin du pic de  $F_{esc}$ .

Il est intéressant de noter sur la colonne de droite de la figure 5.3 qu'au fur et mesure que les particules stellaires vieillissent elles perdent plusieurs ordres de grandeur en terme de luminosité, ce qui illustre bien le modèle de densité spectrale d'énergie utilisé.

### **Étude du second pic**

Nous procédons de même pour l'étude du second pic. Les cartes de densité de  $H_I$  et les distributions de la fraction d'échappement des particules stellaires en fonction de leur âge sont montrées figure 5.4.

#### *Début et sommet du pic*

Au regard de la colonne de droite de la figure 5.4 (en haut et au centre) on s'aperçoit que le début du scénario est similaire à celui du premier pic : une nouvelle génération de particules stellaires, très brillantes, naît au milieu de gaz dense et neutre et finit par réioniser son environnement. La fraction d'échappement du halo initialement proche de zéro grimpe au fur et à mesure que les photons ionisants s'échappent grâce aux zones de faibles densités de  $H_I$  créées par les particules stellaires les plus brillantes. Au centre de la colonne de gauche de la figure 5.4 on remarque que l'environnement des particules stellaires les plus brillantes n'est pas autant réionisé que dans le cas du premier pic. Cela



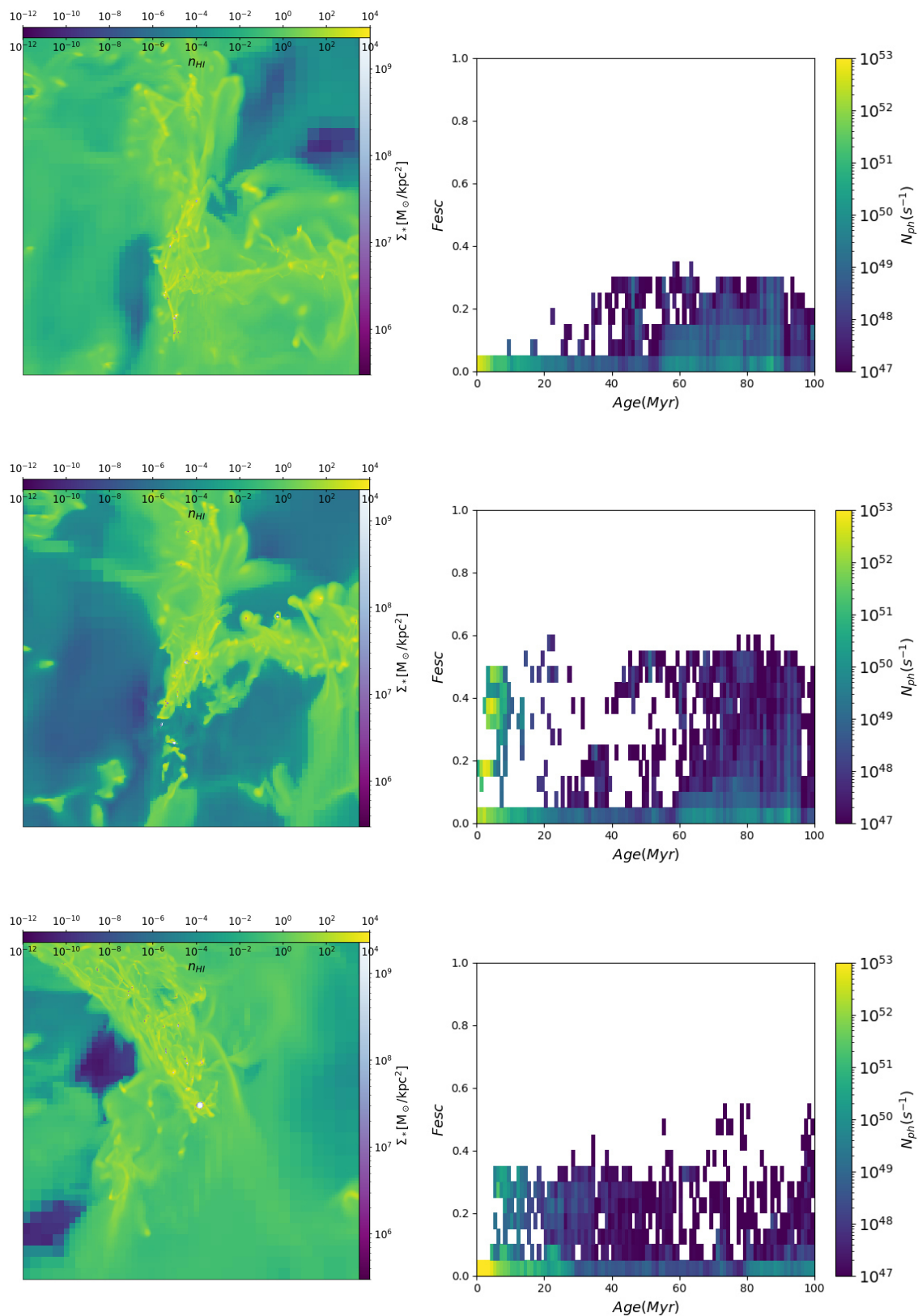


FIGURE 5.4 – Figures identiques à celles de figure 5.3 mais pour le second pic étudié figure 5.1.

est dû au fait que le halo est devenu plus massif et qu'il est alors plus difficile pour les particules stellaires d'entièrement réioniser leur environnement. Les régions à faible densité de  $H_I$  deviennent alors plus partielles et moins visibles.

#### *Fin du pic*

La principale différence avec le premier pic étudié se trouve dans le scénario régulant la fin du pic de  $F_{esc}$ . Comme on peut le voir à l'aide de la distribution en bas de la colonne de droite de la figure 5.4 la fin du pic est ici dû à une nouvelle génération de particules stellaires. Cette nouvelle génération de particules stellaires, plus jeunes et plus brillantes, possède une fraction d'échappement proche de zéro à cause de la densité de  $H_I$  du milieu dans lequel elles sont nées. Puisque ces particules stellaires sont les plus lumineuses elles dictent à leur tour la valeur moyenne de la fraction d'échappement sur l'ensemble du halo, qui décroît et se retrouve donc de nouveau proche de zéro.

En résumé, lorsque le halo devient plus massif son activité stellaire devient elle aussi plus importante (on rappelle que  $M_{vir}$  et SFR sont corrélés). Ainsi lorsqu'une génération de particules stellaires commence à réioniser son environnement et augmenter la fraction d'échappement moyenne du halo cela est vite contrebalancé par une nouvelle population de particules stellaires avec une fraction d'échappement proche de zéro.

### **Étude du troisième pic**

Les résultats concernant le dernier pic, lorsque le halo atteint  $M_{vir} > 10^{10}M_{\odot}$  et que l'amplitude du pic devient très faible, sont montrés figure 5.5.

La tendance entrevue pour le second pic s'accroît ici. À l'aide de la colonne de droite figure 5.5 on peut voir en effet qu'il y a une formation stellaire constante. Peu importe le pas de temps considéré la fraction d'échappement est toujours dominée par la dernière génération de particules stellaires, qui est la plus brillante et possède une fraction d'échappement nulle. Ainsi la valeur moyenne de  $F_{esc}$  du halo reste toujours très basse. Si on se focalise plus spécifiquement sur le centre de la colonne de droite de la figure 5.5 on remarque que, comme pour les deux pics précédemment étudiés, quelques millions d'années après leur naissance les étoiles réussissent à réioniser leur environnement et

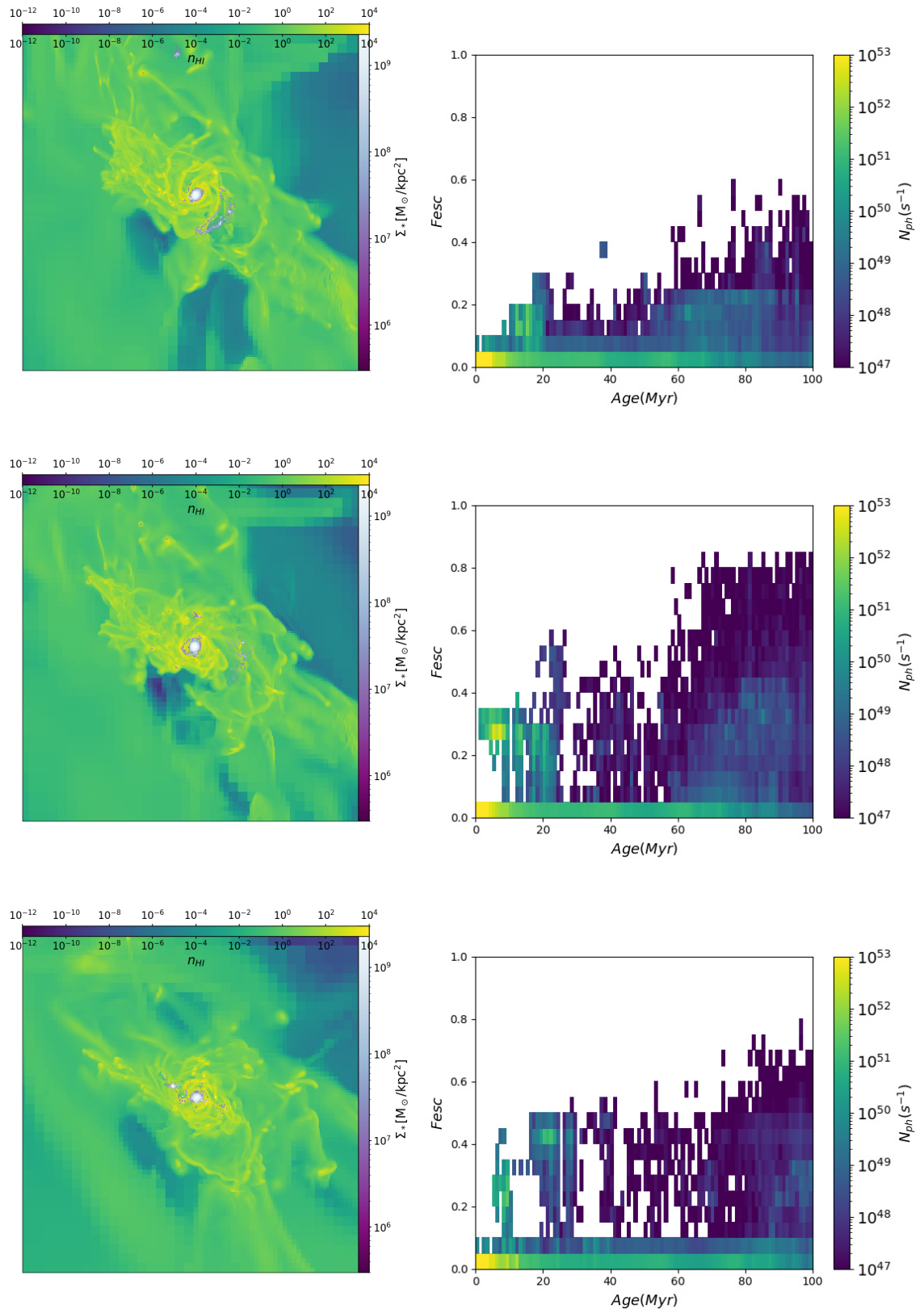


FIGURE 5.5 – Figures identiques à celles de figure 5.3 mais pour le troisième pic étudié figure 5.1.

ainsi augmenter leur fraction d'échappement. C'est la raison pour laquelle il y a un léger pic de  $F_{esc}$  malgré la formation stellaire constante.

Si l'on se concentre sur les cartes de densité de  $H_I$  de la figure 5.5 (colonne de gauche) il est très difficile de distinguer les différentes étapes du pic de  $F_{esc}$ . En effet le halo est devenu suffisamment massif pour avoir constamment des régions avec une forte densité de gaz neutre où se forment de nouvelles particules stellaires. Ainsi même si quelques zones avec une faible densité de  $H_I$  existent (ce qui est le cas car on peut constater au centre de la colonne de droite de la figure 5.5 des particules stellaires avec  $F_{esc} > 20\%$ ) elles ne sont pas visibles parmi le gaz neutre.

En résumé on a donc :

*Lorsque le halo est peu massif* : le halo peut atteindre des hautes valeurs de  $F_{esc}$ . Avant qu'une nouvelle génération de particules stellaires apparaisse la population stellaire dominante en terme de luminosité peut réioniser son environnement et atteindre des hautes valeurs de  $F_{esc}$ .

*Lorsque le halo devient massif* : le halo n'atteint jamais de hautes valeurs de  $F_{esc}$ . Il y a constamment de la formation stellaire. Les nouvelles particules stellaires, brillantes, se situent dans des régions à forte densité de  $H_I$  (principalement au centre du halo). Leur fraction d'échappement est alors nulle, ce qui fait chuter la valeur moyenne de  $F_{esc}$ .

## 5.2 Vers une généralisation ?

Lors de la section 5.1.1 nous avons vu figure 5.1 l'existence d'une correspondance entre la distribution générale de  $F_{esc}$  en fonction de la masse et le cas du halo le plus massif. Puis, en étudiant le cas du halo le plus massif, nous avons vu les processus physiques qui causaient la diminution de l'amplitude de  $F_{esc}$ . La question abordée dans cette section est de savoir si nous pouvons généraliser les résultats obtenus.

Le résultat principal était que plus le halo devenait massif plus la fraction d'échappement moyenne était dominée par des jeunes particules stellaires brillantes avec une valeur de  $F_{esc}$  proche de zéro. D'après les figures 5.3, 5.4 et 5.5 ces jeunes particules étaient âgées de moins de  $5 M_{yr}$ . Sur la figure 5.6 nous

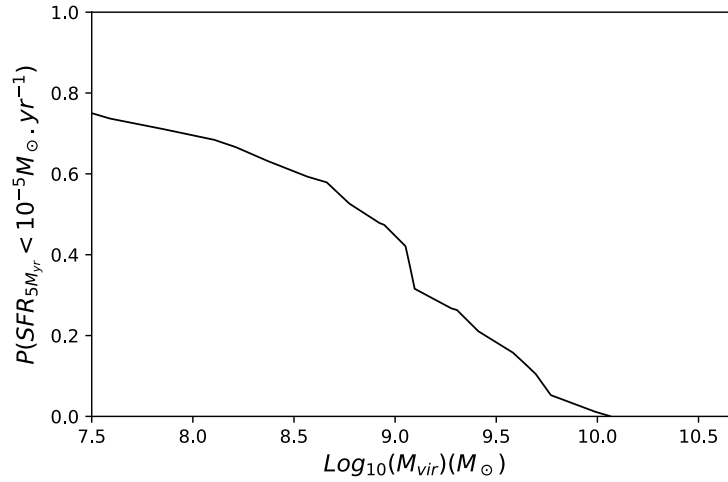


FIGURE 5.6 – Valeur médiane de la distribution de la fraction de halos avec  $SFR_{5M_{yr}} < 10^{-5} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$  en fonction de  $M_{vir}$ . Le résultat est calculé pour tous les halos à  $z = 6$ .

essayons de vérifier si ce résultat est valable pour l'ensemble de la population de halo. Pour ce faire nous mesurons en fonction de  $M_{vir}$  la fraction de halos avec un taux de formation de particules stellaires de moins de  $5 M_{yr}$  ( $SFR_{5M_{yr}}$ ) proche de zéro ( $SFR_{5M_{yr}} < 10^{-5} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ ). Sur la figure 5.6 nous montrons la valeur médiane de la distribution de cette fraction en fonction de la masse du halo, pour tous les halos à  $z = 6$ . Sur la figure on remarque que la proportion de halo ayant formé très peu de particules stellaires dans les  $5 M_{yr}$  diminue avec la masse. Le résultat de la section 5.1.1 peut donc se généraliser : plus un halo devient massif plus il a constamment une formation stellaire importante, ce qui empêche la fraction d'échappement d'atteindre de grandes valeurs.

Dans le but d'avoir plus d'informations sur cette généralisation des résultats nous mesurons aussi l'évolution de la fraction d'échappement en fonction du temps pour une dizaine d'autres halos, de masses variables, et nous trouvons toujours la présence d'un *duty cycle* concernant la fraction d'échappement. À titre d'illustration nous montrons sur la figure 5.7 la même figure que 5.1 mais avec cette fois l'ajout de l'évolution de la fraction d'échappement de deux autres halos : le 2<sup>ème</sup> et le 30<sup>ème</sup> plus massif. Comme pour le cas du halo le plus massif, on peut voir que la fraction d'échappement varie aussi de manière cyclique pour

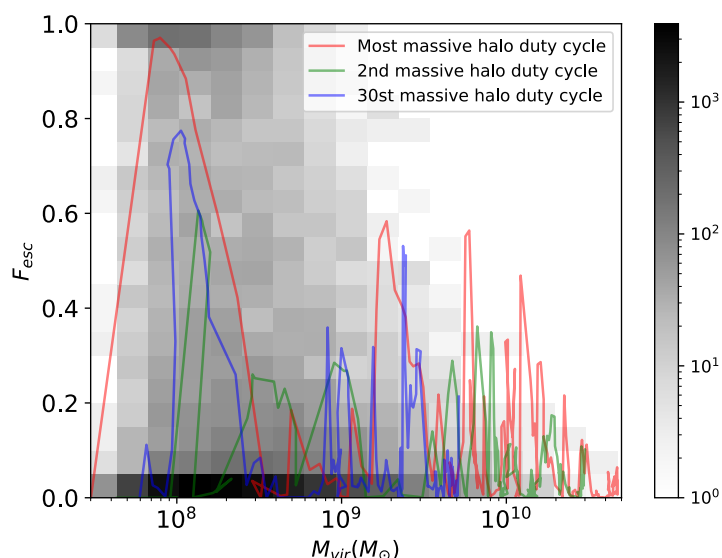


FIGURE 5.7 – Figure similaire à la figure 5.1 mais avec l’ajout de l’évolution de la fraction d’échappement en fonction de  $M_{vir}$  pour deux autres halos (le deuxième et le 30ème plus massif).

les 2<sup>ème</sup> et 30<sup>ème</sup> halos les plus massifs. De plus, on peut constater que les pics de fraction d’échappements deviennent faibles lorsque les halos sont proches de leur masse finale ( $> 3 \times 10^9 M_{\odot}$  pour le 30<sup>ème</sup> le plus massif et  $> 10^{10} M_{\odot}$  pour le 2<sup>ème</sup> halo le plus massif). Cette figure permet donc d’illustrer que le comportement du halo le plus massif n’est pas singulier.

### 5.3 Mécanisme de la fraction d’échappement

Maintenant que nous venons de comprendre le fonctionnement du *duty cycle* nous étudions dans cette section les mécanismes qui permettent l’échappement des photons ionisants en nous concentrant sur le rôle des SN section 5.3.1 et l’expulsion et l’ionisation du gaz par les particules stellaires section 5.3.2.

#### 5.3.1 Rayonnement stellaire ou SN?

Le processus physique responsable de la création de zones à faible densité de  $H_I$  est toujours en discussion. Les deux principaux mécanismes sont le feedback

stellaire, issu du rayonnement des étoiles, et le feedback des SN, issu cette fois de l'explosion des étoiles. Selon TREBITSCH et al. 2017 ce sont les SN qui contrôlent l'échappement des photons radiatifs. L'énergie qu'elles libèrent lors de leur explosion crée des zones de faible densité de HI, ce qui permet aux photons ionisants de s'échapper du halo. Pour KIMM et al. 2017 en revanche le mécanisme d'échappement des photons est plus complexe. Selon cette étude le mécanisme responsable de la fraction d'échappement serait avant tout dû à la photoionisation du gaz par le rayonnement stellaire. Ainsi la présence de jeunes étoiles lumineuses, sans SN, serait suffisante pour amener un pic de fraction d'échappement. Le rôle des SN viendrait dans un second temps, causant à son tour un pic de fraction d'échappement. Ainsi dans ce scénario deux pics de fraction d'échappement, proche en temps (d'environ  $5 M_{yr}$  avec son modèle de SN) se suivent. Du point de vue de la simulation, notamment en terme de résolution, SPHINX est plus proche des travaux de TREBITSCH et al. 2017 (7 pc de résolution pour TREBITSCH et al. 2017 contre 0.7 pc pour KIMM et al. 2017, qui se concentrent en particulier sur les nuages moléculaires où naissent les étoiles). De plus, nous avons vu dans le chapitre précédent l'importance des SN concernant l'échappement de photons ionisants, en particulier aux faibles SFR. Il semblerait que dans notre étude ce soient les SN qui contrôlent la fraction d'échappement. Nous allons maintenant vérifier et approfondir ce résultat.

### Retour sur le cas général

Lors de la section 4.1.3 nous avons déjà vu le fait que dans SPHINX l'importance des SN dépendait de la valeur du SFR. À bas SFR il faut que toutes les particules stellaires aient connu un ou plusieurs épisodes de SN pour que les photons puissent s'échapper, tandis que lorsque le SFR est important (typiquement  $> 10^{-1} M_{\odot}.yr^{-1}$ ) les premières explosions de SN des dernières particules stellaires formées sont suffisantes à l'échappement de photons ionisants. C'est cette relation au SFR que nous allons maintenant approfondir.

Sur la figure 5.8 nous montrons la médiane et la moyenne de la distribution de  $F_{esc}$  en fonction de SFR pour deux catégories de halos. La première est l'ensemble des halos dont l'âge moyen pondéré par la luminosité des particules

stellaires est inférieur à  $4 M_{yr}^{-1}$ . Comme pour le chapitre précédent l'objectif est de s'intéresser aux étoiles les plus brillantes qui dictent la fraction d'échappement, d'où la pondération. Le modèle stellaire utilisé dans SPHINX fait que  $\approx 1/3$  des particules stellaires de ces halos n'ont pas encore connu un seul épisode de SN. Ainsi ces halos représentent une population pour laquelle le feedback dû aux SN est moyen. La deuxième catégorie est l'ensemble des halos dont l'âge moyen pondéré par la luminosité des particules stellaires est supérieur à  $4 M_{yr}$ . Dans ce cas-ci presque l'intégralité de la population stellaire de ces halos a connu au moins un épisode de SN. Cette catégorie représente donc les halos pour lesquels le feedback dû aux SN est grand. Afin d'augmenter le nombre de halos disponibles pour l'étude les redshifts 6, 7, 8 et 10 sont combinés. Lors de la section 4.1.2 nous avons vu que l'évolution de  $F_{esc}$  en fonction du SFR était indépendante du redshift dans la plupart des régimes. Seule la médiane de la valeur de  $F_{esc}$  en fonction de SFR à bas SFR dépendait de  $z$ . Cependant les résultats de  $z = 6, 7, 8$  et  $10$  sont suffisamment proches figure 4.4 pour ne pas affecter ici notre raisonnement.

Que ce soit pour la médiane ou la moyenne de la distribution le résultat entrevu section 4.1.3 se confirme ici. Lorsque le SFR est trop faible ( $< 10^{-1} M_{\odot} yr^{-1}$  pour la médiane et  $< 10^{-2} M_{\odot} yr^{-1}$  pour la moyenne) les halos avec une population stellaire de moins de  $4 M_{yr}$ , qui ont donc une plus faible proportion de SN, ont une fraction d'échappement plus faible de plusieurs ordres de grandeurs. Cela illustre le rôle indispensable des SN dans l'échappement des photons ionisants à bas SFR. En revanche lorsque le SFR devient plus important on constate figure 5.8, que ce soit pour la médiane ou la moyenne, que les résultats se resserrent entre les deux catégories de halo. Les halos dont l'âge moyen pondéré par la luminosité des particules stellaires est inférieur à  $4 M_{yr}$  ont alors une fraction d'échappement non nulle et à moins d'un ordre de grandeur de la fraction d'échappement des halos avec un âge moyen supérieur à  $4 M_{yr}$ .

À noter que parmi les halos avec une population stellaire de moins de  $4 M_{yr}$  aucun n'a de masse supérieure à  $10^{9.5} M_{\odot}$ . Nous ne pouvons donc pas vérifier si pour les halos les plus massifs, généralement plus résistants au feedback, un fort taux de SFR permettrait aux photons ionisants de s'échapper malgré le fait

1. nous n'avons pas pris une limite d'âge plus jeune par soucis statistique.



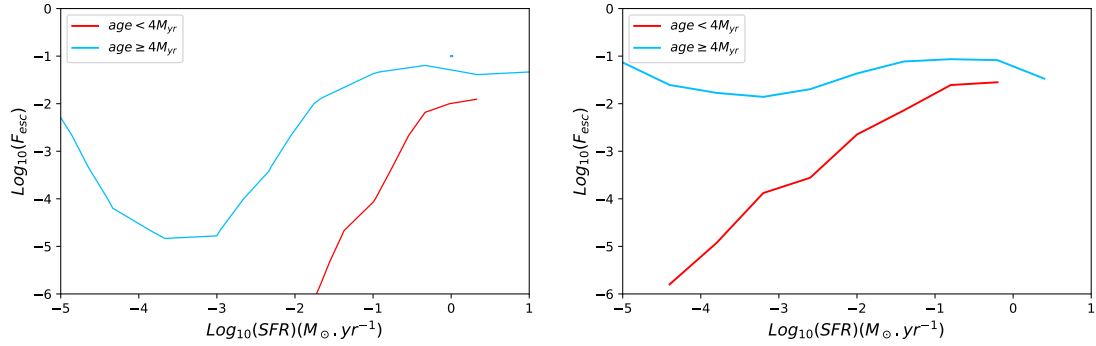


FIGURE 5.8 – *Gauche* : Valeur médiane de  $F_{esc}$  en fonction de SFR pour les halos dont l'âge moyen des particules stellaires, pondéré par la luminosité, est  $\geq 4M_{yr}$  (en bleu) et  $< 4M_{yr}$  (en rouge). *Droite* : Même figure mais avec la moyenne de la valeur de  $F_{esc}$ . Les résultats des redshifts 6, 7, 8 et 10 sont combinés.

que toutes les particules stellaires n'aient pas connu d'épisode de SN (si l'on reste dans le cas des halos avec une population stellaire de moins de  $4 M_{yr}$ ). De plus seuls quatre halos avec une population stellaire de moins de  $4 M_{yr}$  ont un  $SFR > 1.0 M_{\odot}.yr^{-1}$ . Nous ne pouvons donc pas non plus vérifier si pour les plus hauts SFR la valeur de la fraction d'échappement des halos avec une population stellaire de moins de  $4 M_{yr}$  et celle des halos avec une population stellaire de plus de  $4 M_{yr}$  continueraient de se rapprocher pour devenir similaires. De plus, même si nous avons vu plusieurs fois l'importance des SN concernant la fraction d'échappement, il est difficile d'affirmer que les SN sont indispensables à l'échappement de photons lorsque SFR est grand, puisque l'on peut atteindre une fraction d'échappement non nulle avant même que toutes les particules stellaires n'aient connus d'épisodes de SN.

Afin de mieux comprendre l'importance du rôle des SN, et notamment dans les halos plus massifs, nous allons donc nous focaliser de nouveau sur le cas du halo le plus massif.

### Retour sur le cas du halo le plus massif

En nous focalisant uniquement sur un halo nous pouvons étudier les particules stellaires une à une. Cela permet notamment de classer les particules stellaires en deux catégories : celles qui ont connu au moins un événement de

SN (que nous appellerons maintenant SN) et celles qui n'ont n'en pas connu. Sur la figure 5.9 nous montrons l'évolution au cours du temps de la valeur moyenne de  $F_{esc}$  pour les SN et les particules stellaires sans SN. L'évolution de la valeur moyenne totale de  $F_{esc}$  (toute particule stellaire comprise) est aussi montrée sur cette figure. À noter que, comme pour la fraction d'échappement moyenne du halo, la fraction d'échappement moyenne des SN et des particules sans SN est pondérée par la luminosité. La figure commence lorsque le halo a  $100 M_{yr}$ . Avant cette période le halo est peu massif ( $< 3 \times 10^8 M_{\odot}$ ) et mal résolu, ce qui ne convient pas à notre étude. Le premier constat que l'on peut faire figure 5.9 est que sur l'ensemble de la période étudiée la fraction d'échappement des SN est presque toujours plus grande que celle des particules stellaires sans SN (à l'exception du pic de  $F_{esc}$  à  $450 M_{yr}$ ). De plus la fraction d'échappement des SN est très similaire à la fraction d'échappement moyenne de halo. Cela démontre que, peu importe la masse et le SFR du halo, ce sont les SN qui dictent la fraction d'échappement. Outre le fait que les SN ont une fraction d'échappement plus grande, cela vient aussi du fait que les SN sont plus nombreuses que les particules stellaires sans SN, donc influencent plus facilement la moyenne générale de la fraction d'échappement.

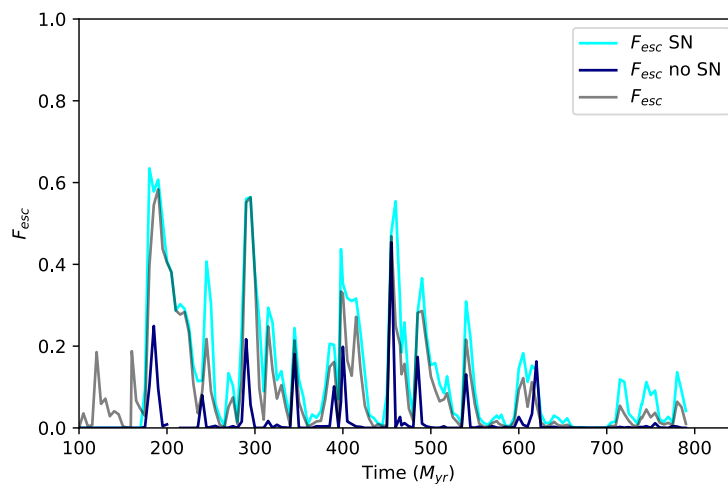


FIGURE 5.9 – Évolution de la valeur moyenne de  $F_{esc}$  des SN (en bleu ciel) et des autres étoiles (en bleu) au cours du temps pour le halo le plus massif. En gris est aussi mise l'évolution de la valeur moyenne de  $F_{esc}$  du halo au cours du temps.

Sur la figure 5.9 on remarque aussi que les pics de  $F_{esc}$  des particules stellaires sans SN débutent toujours après ceux des SN. Il semble donc que les SN sont indispensables à l'échappement de photons et que ce sont leur feedback qui permet aux photons ionisants des particules stellaires sans SN de s'échapper.

Ainsi ce sont bien les SN qui sont responsables de l'échappement des photons ionisants dans SPHINX, quelle que soit la masse du halo.

### 5.3.2 Ionisation de H ou expulsion de gaz ?

Maintenant que nous venons de voir que ce sont les SN qui contrôlent la fraction d'échappement nous allons dans cette section nous intéresser aux zones de faible densité de  $H_I$ . Intuitivement elles peuvent être dues à deux causes : la faible densité d'hydrogène ou l'ionisation importante de l'hydrogène environnant (bien entendu les deux peuvent avoir lieu simultanément). Cela revient donc à se demander si ce qui permet l'échappement de photons ionisants est l'expulsion du gaz environnant les particules stellaires ou son ionisation. Étant donné que les SN contrôlent la fraction d'échappement dans notre étude on peut s'attendre à ce que l'expulsion de gaz par leur explosion joue un rôle majeur, mais il reste à le vérifier.

Pour répondre à cette question nous étudions pour chacun des trois pics section 5.1.3 les cartes de densité d'H et de fraction de  $H_{II}$  ( $x_{H_{II}}$ ). Comme précédemment les cartes sont montrées pour le début, le sommet et la fin de chaque pic. Pour ce qui est de la zone montrée, de la taille et des étoiles présentes les cartes sont identiques à celles de la section 5.1.3.

#### *Premier pic*

Les résultats pour le premier pic sont montrés figure 5.10. Le début, sommet et fin du pic sont illustrés de haut en bas. Si l'on regarde les deux séries de cartes on s'aperçoit que les deux processus sont en jeu. Lorsque la fraction d'échappement est au plus haut (au centre) l'environnement des particules stellaires est presque entièrement ionisé (colonne de droite) et on a simultanément des régions où la densité d'hydrogène est très faible (colonne de gauche), en particulier au niveau des particules stellaires. Au contraire lorsque la fraction d'échappement est faible, au début et à la fin du pic (en haut et en bas des figures) on remarque

que l'environnement des particules stellaires est dense (colonne de gauche) et neutre (colonne de droite). En regardant en détail ces figures on remarque une correspondance entre les zones neutres et les zones denses. Les deux processus (expulsion de gaz et ionisation) ont donc tous les deux lieu, mais semblent en plus corrélés. Comme l'illustre la formule du rayon de Stromgren, équation 2.18, plus un milieu est dense plus il est difficile à ioniser. Ainsi il n'est pas surprenant de voir une corrélation entre les deux processus physiques. Les particules stellaires, en particulier les SN, expulsent à l'aide de leur feedback le gaz dense et neutre dans lequel elles sont nées. Le gaz environnant les étoiles, peu dense, est donc facilement ionisé par le feedback stellaire. Puis du gaz froid et neutre est de nouveau accréte.

#### *Deuxième pic et troisième pic*

Les cartes concernant le deuxième et le troisième pic sont montrées figures 5.11 pour le deuxième pic et figures 5.12 pour le troisième pic. Contrairement au premier pic il est plus difficile de tirer des conclusions à partir des cartes car les étoiles sont presque toujours dans des milieux denses et neutres. C'est particulièrement vrai pour le troisième pic où il est très difficile de différencier les différents moments du pic de  $F_{esc}$  (figure 5.12). Pour le deuxième pic on peut constater que lorsque  $F_{esc}$  est plus haut certaines régions ont tout de même été ionisées, mais cela est seulement visible pour des zones peu denses en dehors du site de formation stellaire.

Dans les deux cas (deuxième et troisième) on constate tout de même que, de manière similaire au premier pic, les régions ionisées correspondent aux régions peu denses. .

Afin de mieux quantifier la relation entre les régions ionisées et les régions de faible densité lorsque les photons s'échappent des halos nous montrons figure 5.13 la distribution de  $n_H$  en fonction de  $x_{HII}$  pour chacun des sommets des trois pics étudiés. Sur la figure est aussi représentée la moyenne de la distribution. De plus nous mettons dans le tableau 5.1 la densité moyenne d'hydrogène des zones faiblement ionisées ( $x_{HII} < 0.2$ ) et fortement ionisées ( $x_{HII} > 0.8$ ) pour chacun des sommets des trois pics étudiés. Sur la figure 5.13 on constate que la majorité du gaz se trouve soit entièrement ionisé soit totalement neutre, avec une densité d'hydrogène plus forte d'environ deux ordres de grandeur dans ce dernier cas

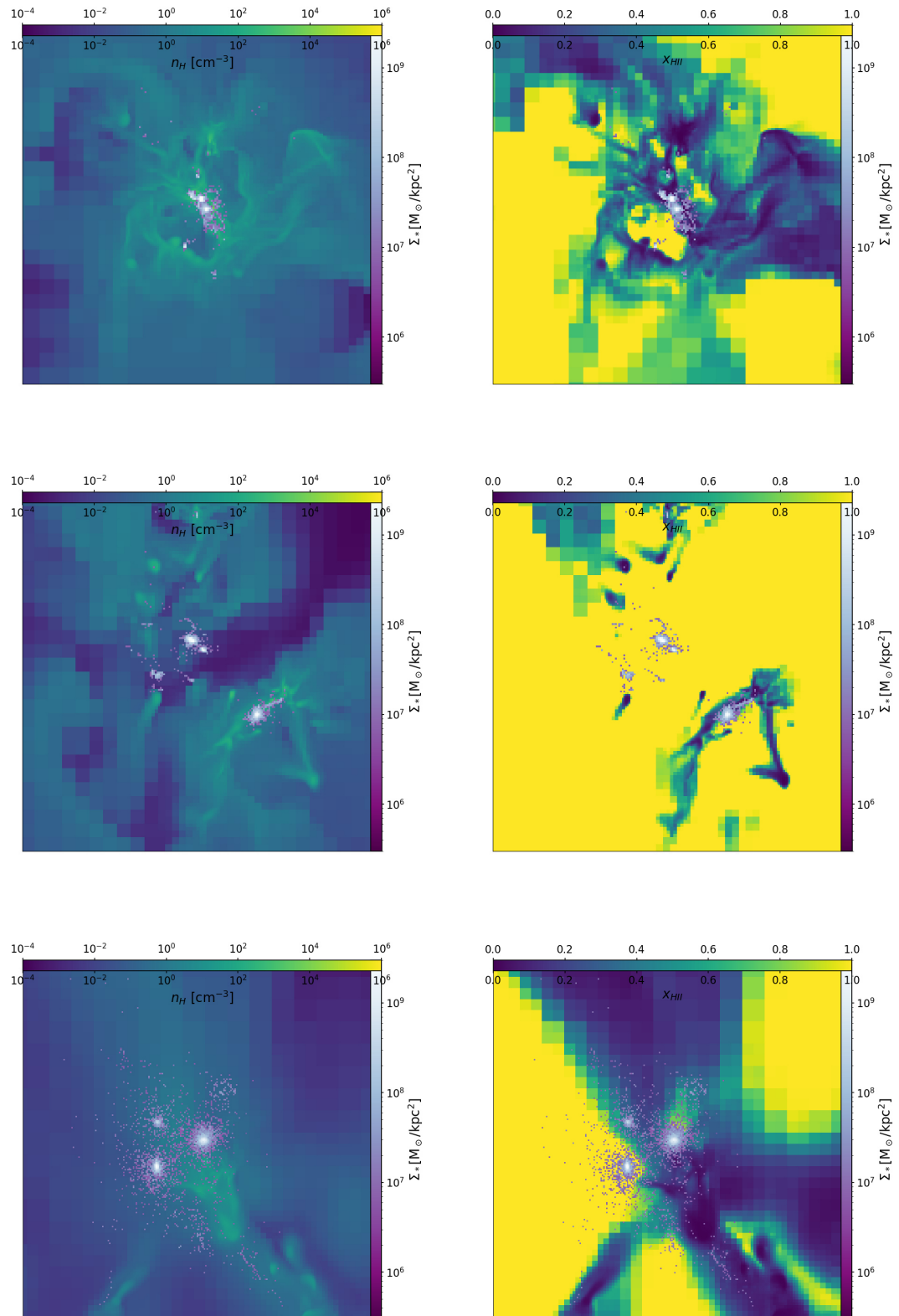


FIGURE 5.10 – Cartes similaires à celles de la colonne de droite figure 5.3 mais pour la densité de H (*Colonne de gauche*) et la fraction de  $H_{II}$ ,  $x_{H_{II}}$  (*Colonne de droite*). Les lignes représentent de haut en bas le début, le sommet et la fin du premier pic étudié figure 5.1.

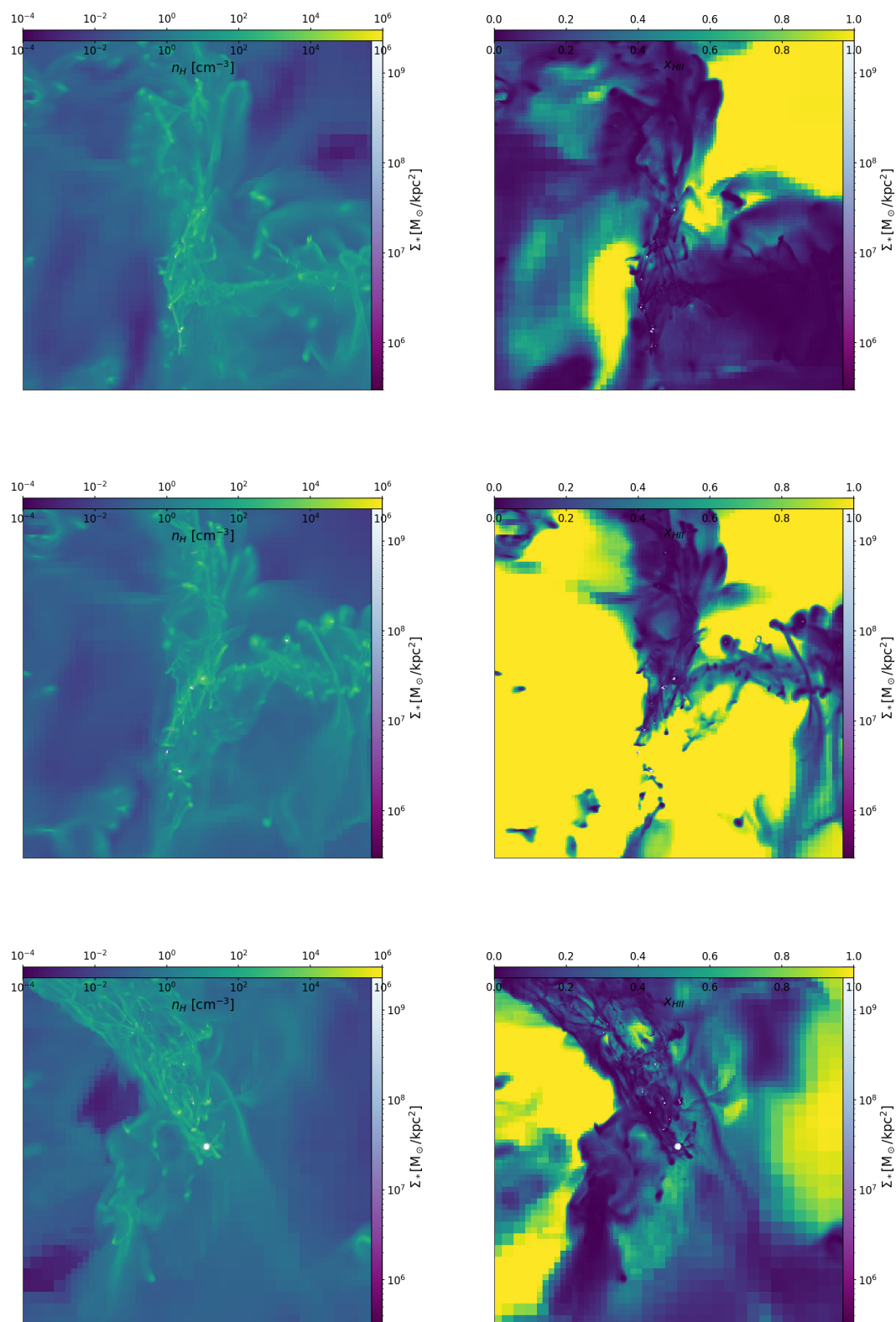


FIGURE 5.11 – Figures identiques à celles de figure 5.10 mais pour le deuxième pic étudié figure 5.1

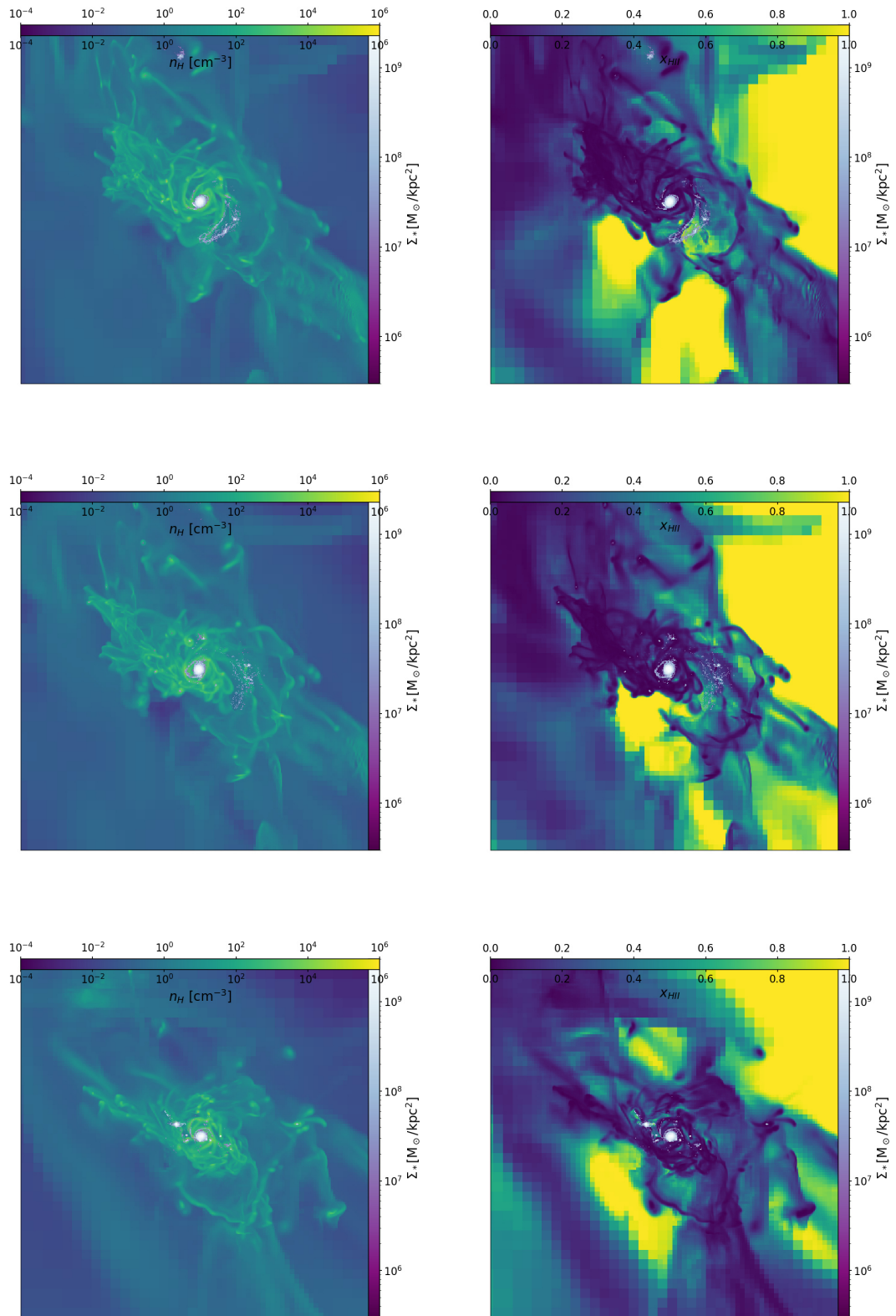


FIGURE 5.12 – Figures identiques à celles de figure 5.10 mais pour le troisième pic étudié figure 5.1

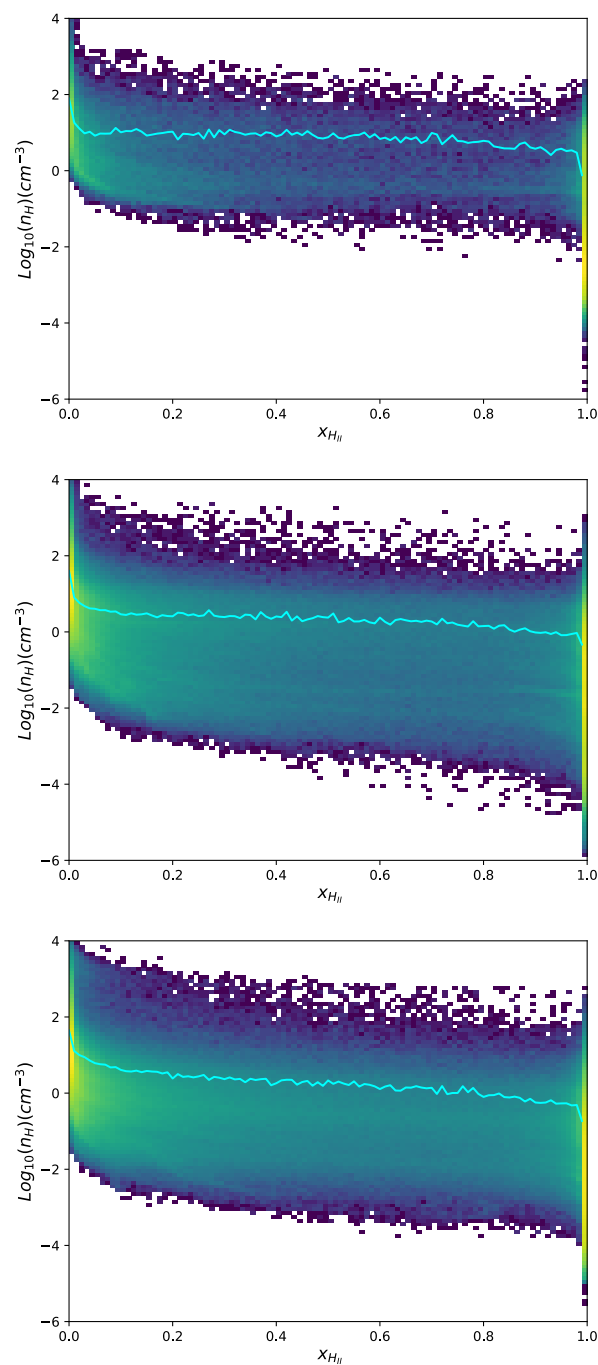


FIGURE 5.13 – Distribution de  $n_H$  en fonction de  $x_{HII}$  pour chacun des sommets des trois pics étudiés (du premier au troisième de haut en bas). En bleu sur chaque figure est représentée la moyenne de la distribution.



(quel que soit le pic de  $F_{esc}$ ). Entre ces deux valeurs extrêmes de  $x_{HII}$   $n_H$  décroît faiblement avec  $x_{HII}$ . Les valeurs du tableau 5.1 confirment le résultat de la figure 5.13 : les régions ionisées ont en moyenne une densité plus faible d'environ deux ordres de grandeurs que les régions neutres.

n° pic	$\langle n_H(x_{HII} > 0.8) \rangle (cm^{-3})$	$\langle n_H(x_{HII} < 0.2) \rangle (cm^{-3})$
1 <sup>er</sup> pic	$9.6 \times 10^{-1}$	$5.0 \times 10^1$
2 <sup>eme</sup> pic	$5.6 \times 10^{-1}$	$2.8 \times 10^1$
3 <sup>eme</sup> pic	$2.5 \times 10^{-1}$	$3.1 \times 10^1$

TABLEAU 5.1 – Tableau répertoriant la densité moyenne d'hydrogène des zones faiblement ionisées ( $x_{HII} < 0.2$ ) et fortement ionisées ( $x_{HII} > 0.8$ ) pour chacun des sommets des trois pics étudiés.

Ainsi l'expulsion de gaz entourant les particules stellaires, qui se fait par le feedback des SN, est nécessaire à l'échappement des photons ionisants puisque les régions denses restent neutres. Cela confirme une nouvelle fois que ce sont les SN qui sont le moteur de l'échappement des photons ionisants. À noter qu'en plus d'expulser le gaz les SN le réchauffent, parfois de plusieurs ordres de grandeur en température, ce qui permet aussi l'ionisation du gaz, même s'il n'y avait pas de rayonnement. En effet lorsque la température atteint  $\sim 10^5 K$  le gaz est ionisé par collision.

## 5.4 Conclusion et résumé de ce chapitre

Grâce à l'étude du halo le plus massif nous avons pu constater que la fraction d'échappement évolue de manière cyclique. Ce cycle est lié à la formation des étoiles et a pour principal moteur les SN. On peut le résumer en trois grandes étapes :

(1) Au sein du gaz dense et neutre des particules stellaires se forment. À cause de ce même gaz leur fraction d'échappement est nulle. Ces particules stellaires, grâce à leur grande luminosité, dictent la valeur moyenne de  $F_{esc}$  pour le halo, qui est alors proche de zéro.

(2) Ces particules finissent par expulser et ioniser le gaz qui les entoure, grâce aux SN qui sont le moteur de l'échappement des photons ionisants. Les photons peuvent alors facilement s'échapper. Leur fraction d'échappement, ainsi que celle du halo (qui restent dictée par ces jeunes particules stellaires), augmentent et atteignent régulièrement des valeurs  $> 20\%$ .

(3) Enfin du gaz dense et neutre est réacréé et deux scénarios se présentent alors :

- soit de nouvelles particules stellaires se forment au sein de ce gaz. Plus brillantes que les anciennes particules elles prennent le relais et dictent la fraction d'échappement moyenne du halo. Nées au coeur même du gaz elles ont une valeur de  $F_{esc}$  proche de zéro et donc la fraction d'échappement générale chute.

- soit les anciennes particules continuent à dicter la fraction d'échappement : le gaz froid et neutre qui est réacréé finit par diminuer leur fraction d'échappement et donc celle du halo.

L'amplitude des pics du cycle de la fraction d'échappement du halo le plus massif diminue au fur et à mesure que le halo gagne en masse. Notre étude révèle que cela vient de la formation stellaire constante qui apparaît à grande masse. Le halo se retrouve alors continuellement avec de jeunes particules stellaires, très brillantes et à la fraction d'échappement nulle, qui diminuent la valeur moyenne de  $F_{esc}$  pour le halo. En nous focalisant sur l'ensemble de la population de halo à  $z = 6$ , nous avons pu généraliser ce résultat en montrant que plus un halo devient massif plus il a constamment une formation stellaire importante, ce qui

empêche la fraction d'échappement d'atteindre de grandes valeurs.

## L'anisotropie de l'échappement des photons ionisants

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la géométrie de l'échappement des photons ionisants. L'objectif d'étudier la géométrie est multiple. Premièrement, d'un point de vue général, la façon dont sortent les photons ionisants des halos influence la géométrie de la réionisation et donc son histoire. Deuxièmement le mécanisme d'échappement des photons est une question ouverte. D'après ZACKRISSON et al. 2013 deux scénarios sont envisageables : l'échappement des photons par des trous de faible densité de  $H_I$  (créés par les SN) ou la photoionisation de tout le  $H_I$  environnant par un fort épisode de formation stellaire, débouchant sur une sphère de Strömngren plus grande que les galaxies. L'étude de la géométrie de l'échappement des photons ionisants permet donc de favoriser l'un des scénarios (selon que l'on trouve un échappement des photons isotrope ou anisotrope). À noter que dans le chapitre précédent nous avons déjà abordé indirectement cette question en démontrant le rôle des SN dans l'échappement des photons ionisants grâce à l'expulsion du gaz environnant les particules stellaires, ce qui correspond au premier scénario. Enfin, la géométrie d'échappement des photons ionisants influence l'observabilité de la fraction d'échappement. C'est d'ailleurs sur ce dernier aspect que l'on va particulièrement se focaliser lors de ce chapitre.

Ce travail a fait l'objet d'un papier, actuellement dans l'attente des dernières

retouches avant soumission. Dans les deux premières sections du papier nous présentons deux propriétés qui peuvent influencer l'observabilité de la fraction d'échappement : la variation de la fraction d'échappement en fonction de la direction d'observation et le lien entre la fraction d'échappement d'une galaxie et sa magnitude (en prenant en compte l'extinction dû à la poussière). Puis dans la section suivante nous étudierons les conséquences que cela peut avoir sur l'estimation observationnelle de la fraction d'échappement. Enfin dans la section 5 du papier nous nous intéresserons à la question suivante : à quel point les sources de la réionisation sont anisotropes ?

Nous présentons le papier section 6.1. Puis dans la section 6.2 nous reviendrons sur l'effet de la poussière afin d'approfondir quelques résultats vus dans le papier.

## **6.1 L'anisotropie de l'échappement des photons ionisants : le papier**

# On the anisotropic escape of ionising radiation from high-redshift galaxies.

Mathieu Chuniaud<sup>1</sup>\* J. Blaizot,<sup>1</sup> Third Author<sup>2</sup> and Fourth Author<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

## ABSTRACT

We present here the first of two studies of the escape of ionising photons from the sources of reionisation in SPHINX. This paper focuses on the geometry of the escape of ionising photons and the observational implications it may have. SPHINX is a suite of high-resolution cosmological radiation hydrodynamics simulations (RHD) that predicts the radiative transfer of ionising photons. With a 10 cMpc box size and a resolution of 10 pc at  $z \approx 6$  it resolves both the large-scale structures and the interstellar medium (ISM). Thus it is a powerful tool to characterize the high redshift galaxies, thought to be the sources of reionisation. In this study we mainly focus on haloes at  $z = 6$  with mostly  $10^8 M_\odot \leq M_{\text{vir}} \leq 10^{10} M_\odot$ . We discover that the haloes with the brightest magnitude (taking into account the dust extinction) have a higher escape fraction. Thus focusing only on the brightest haloes, like in observational studies, will lead to an overestimation of the escape fraction. For instance if one wants to estimate the average escape fraction of haloes with  $M_{\text{vir}} > 6.8 \times 10^8 M_\odot$  at  $z = 6$  (which produce 80 % of the escaping ionising radiation at  $z = 6$  in SPHINX) focusing only on haloes with a magnitude brighter than -14 will lead to an overestimation of about a factor 1.4. Moreover we also discover that, because of the lines-of-sight variations of the escape fraction, at least 100 of galaxies need to be targetted in order have 80% chances to measure the escape fraction of a group of galaxies with a relative error smaller than 30%. On a more general note we also find that the solid angle through which ionising photons escape increases with the average escape fraction of the halo but decreases with the virial mass.

**Key words:** keyword1 – keyword2 – keyword3

## 1 INTRODUCTION

The epoch of reionisation (EoR) is characterized by the transition from a neutral Universe to a fully ionised one. It starts with the end of the dark ages, when the first galaxies formed at  $z \sim 15$  and ends around  $z = 6$ . Observations of the Gunn-Peterson trough (Gunn & Peterson 1965) in high-redshift quasars spectra (Fan et al. 2001, 2006) brought a first observational constraint on the end of the reionisation. It was completed by the measurement of the Thomson scattering optical depth  $\tau$  of the photons from the CMB, with a latest result from the Planck collaboration (Collaboration 2018) of  $\tau_{eS} = 0.0561 \pm 0.0071$ , corresponding to a reionisation redshift  $z_{re} = 7.82 \pm 0.71$  when the Universe was half ionised. Active galactic nuclei (AGN) are too rare at high redshift to have a significant contribution to the ionising photon budget<sup>1</sup>. Thus it is generally accepted that the main sources of reionisation are star-forming galaxies of (see for instance the models of Faucher-Giguère et al. 2009; Faucher-Giguère 2020; Haardt & Madau 2012; Kuhlen & Faucher-Giguère 2012; Robertson et al. 2013). In part this conclusion also comes from the abundance of star-forming galaxies which is beginning to be well constrained at  $z > 6$  (Ellis et al. 2013; Bouwens et al. 2015; Livermore et al. 2017), and which provides a measure of the total emission of ionising photons

by galaxies that is sufficient to reionise the Universe by  $z \approx 6$  given a reasonable escape fraction of ionising radiation from them.

The ability of star forming galaxies to reionise the Universe depends on both the capacity of ionising photons to escape from galaxies and the spectral energy distribution (SED) of the stellar populations. In this paper we focus on the study of the escape fraction of ionising photons from galaxies. However it is important to keep in mind that the SED of the stellar population is still poorly constrained by observations and that the choice of an SED model for a simulation has a significant impact on its ability to reionise the Universe (see e.g. Rosdahl et al. 2018, to see the influence of two different SED models in a cosmological simulation).

It is thus crucial to study and characterize the escape fraction of ionising photons from galaxies in order to quantify their contribution to reionisation. Unfortunately measurements of Lyman continuum (LyC) photons are very challenging using direct observations (Steidel et al. 2018). Due to the attenuation of the ionising LyC radiation by intergalactic neutral hydrogen, a direct detection is impossible for at  $z > 5$  (Inoue et al. 2014). Among the few observations existing at lower redshift (generally around  $z \approx 3$ ) the constraints on escape fractions cover a wide range of values. Grazian et al. (2016) and Vanzella et al. (2010), both using stacked samples of galaxies, find an upper limit of few percent for galaxies at  $z \sim 3-4$ . Also using stacked samples of galaxies at  $z \sim 3-4$  many observations find  $f_{\text{esc}} \approx 10$  % (Shapley et al. 2006; Iwata et al. 2009; Nestor et al. 2013; Mostardi et al. 2013; Marchi et al. 2017) or slightly higher, between 10-20 % (Mostardi et al. 2015). Working with a single detection of a star forming galaxy

\* E-mail: mchuniaud@ens-cachan.fr

<sup>1</sup> (see Onoue et al. 2017; Parsa et al. 2018; Kulkarni et al. 2019, for AGN observations at the EoR and Dayal et al. 2020; Trebitsch et al. 2020 for simulations measuring the contribution of AGN to reionisation)

(Vanzella et al. 2018) even found an escape fraction above 50 %, while (Siana et al. 2015) find a very low escape fraction, under 1 % (with again a stacked samples of galaxies at  $z \sim 3$ ).

Many simulation projects also try to characterize the escape of ionising photons from galaxies during the EoR (Kimm & Cen 2014; Kimm et al. 2017; Xu et al. 2016; Norman et al. 2018; Lewis et al. 2020; Wise & Cen 2009; Wise et al. 2014; Trebitsch et al. 2017; Paardekooper et al. 2015). In order to properly study the escape fraction, these simulations must resolve the radiative transfer of the ionising photons through the interstellar-medium (ISM). Reaching such a resolution has a high numerical cost. To overcome this issue many choose to focus on one or a few haloes (Kimm & Cen 2014; Kimm et al. 2017; Xu et al. 2016; Norman et al. 2018; Wise & Cen 2009; Wise et al. 2014; Trebitsch et al. 2017), sacrificing the global picture of reionisation. Another solution is to use post-processing for the radiative transfer (Paardekooper et al. 2015; Ma et al. 2016), which allows one to increase the number of galaxies studied but does not self-consistently capture the impact of the radiation on the ISM. Beyond the actual value of the escape fraction, the mechanism behind the LyC leakage is also an open question. Zackrisson et al. (2013) present two basic scenarios (Steidel et al. 2018, see also) : a radiation-bounded nebula with holes and a density-bounded nebula. In the first case LyC photons escape from galaxies through holes (low density channels) created by stellar and SN feedback. In the second case all the HI surrounding the galaxy is photoionised at once by a strong star formation event, ending with a Stömgren sphere larger than the galaxy. Many simulations tend to favor the first scenario (Kimm & Cen 2014; Wise et al. 2014, e.g.). However, according to Kakiichi & Gronke (2019), reality may be more complex and a combination of the two scenarios. Thus it is also crucial to study the geometry of the escape fraction in order to understand the mechanism behind the LyC leakage. Unfortunately this aspect is not often fully modelled in numerical studies about reionisation. Many simulations studying the escape fraction only focus on its geometry through illustrative skymaps (Gnedin et al. 2008; Wise & Cen 2009; Kim et al. 2013; Trebitsch et al. 2017, e.g.), and do not quantitatively comment on this particular aspect. Paardekooper et al. (2015) tried to be more quantitative but they only focus on the correlation between a large solid angle through which ionising photons escape from galaxies and a high escape fraction. Cen & Kimm (2015) proposed a detailed study about the observability of the sources during the EoR by comparing the mean escape fraction inferred from mock observations to the true mean escape fraction (averaged over all directions).

Thus even in simulations, a lot of caveats still remain about the characterization of the sources of reionisation and the geometry of the escape of ionising photons. In the present paper, we use simulated galaxies from one of the SPHINX simulations (Rosdahl et al. 2018) to characterise how ionising photons escape, focusing specifically on the geometry of the escape fraction and on its theoretical implications on observational estimations of  $f_{\text{esc}}$  (even if  $f_{\text{esc}}$  observations only exist at  $z \sim 3-4$ ). SPHINX are among the first RHD simulations to simultaneously model a large cosmological volume (5, 10 and 20 cMpc) with numerous galaxies and a maximal resolution of 10 pc reached in the ISM at  $z = 6$ . SPHINX has thousands of star-forming halos, enough to produce statistical results. The on-the-fly radiation transport, high spatial and mass resolution, and large box size make SPHINX the ideal simulation to study the angular dependence of escaping LyC radiation.

The paper is organized as follows: in section 2 we briefly present the main characteristics of the SPHINX simulations and how we measure the escape of the ionising photons and the UV magnitude. In section 3 we present the distribution of the line-of-sight escape

fraction and the relation between the dust extinction and the average escape fraction of a halo, which both influence the observability of the escape fraction. In section 4 we quantify the observational implications of the results found in section 3. In section 5 we focus on the anisotropy of the sources of reionisation. Finally, we conclude and summarise our study in section 6.

## 2 SIMULATIONS

In this section we present the numerical properties related to our study, namely the SPHINX simulation, the halo catalogue explored in this paper as well as the method use to calculate the escape fraction.

### 2.1 The SPHINX simulation

Here we briefly describe the main characteristics of the simulation. For a full and detailed presentation of SPHINX we refer to Rosdahl et al. (2018).

The simulations are run using RAMSES-RT (Rosdahl et al. 2013), which is a version of the open-source hydrodynamical AMR code RAMSES (Teyssier 2002) where radiative transfer is computed on-the-fly and the non-equilibrium chemistry of six species ( $H$ ,  $H^+$ ,  $e^-$ ,  $He$ ,  $He^+$ ,  $He^{++}$ ) is modelled. For the hydrodynamics the flux at cell-interfaces is solved with the HLLC Riemann solver (Toro et al. 1994) and the MindMod slope limiter. We use an adiabatic index  $\gamma = 5/3$  to close the relationship between the gas pressure and the internal energy. A cloud-in-cell interpolation (Guillet & Teyssier 2011) and a particle mesh solver are used to solve the dynamics of the collisionless particles. For inter-cell radiation we use a M1 closure and Global-Lax-Friedrich function. The simulation we study has a physical resolution of 10.9 pc at  $z = 6$  (corresponding to a maximal level of refinement of  $l_{\text{max}} = 17$ ). The mass resolution for the dark matter particles is  $2.5 \times 10^5 M_{\odot}$  (corresponding to  $512^3$  particles) while for the stellar particles we have a resolution of  $10^3 M_{\odot}$ .

Initial conditions are generated with MUSIC (Hahn & Abel 2011). The cosmological parameters are  $\Omega_{\Lambda} = 0.6825$ ,  $\Omega_m = 0.3175$ ,  $\Omega_b = 0.049$ ,  $h = 0.6711$  and  $\sigma_8 = 0.83$  (Collaboration 2016). The mass fraction of the hydrogen and helium are, respectively,  $X = 0.76$  and  $Y = 0.24$ . We assume a very small initial metallicity of  $Z_{\text{init}} = 6.4 \times 10^{-6} = 3.2 \times 10^{-4} Z_{\odot}$  (the solar metallicity is assumed to be  $Z_{\odot} = 0.02$ ) in order to compensate for the lack of molecular hydrogen cooling and enable the star formation to begin at  $z \approx 15$ .

Gas cooling (and heating) involves numerous processes: collisional ionisation and excitation, recombination, Compton cooling (and heating) from the CMB and Bremsstrahlung. For  $T > 10^4 K$  the metal line cooling is calculated using tables generated by CLOUDY (Ferland et al. 1998). Below this temperature we use the fine structure cooling rates from Rosen & Bregman (1995).

Star formation follows a turbulent criterion similar to Federrath & Klessen (2012) and already described in Kimm et al. (2017) and Trebitsch et al. (2017). Stars can only form in a cell if the density is greater than 200 times the cosmological mean density (and is a local maximum). Moreover the gas needs to be locally convergent and the turbulent Jeans length must be smaller than the cell width. The gas of the cell is converted into stellar particles following a Poisson distribution.

For the stellar radiation we focus on three bins with minimum energies of 13.60 eV, 24.59 eV and 54.42 eV, respectively corresponding to the ionisation energies of HI, HeI and HeII. For our on-the-fly estimates of stellar luminosities and energies as a function of stellar population age and metallicity, we use the BPASS model

version 2.0, with initial mass function slopes of  $-1.3$  from  $0.1$  to  $0.5 M_{\odot}$  and  $-2.35$  from  $0.5$  to  $100 M_{\odot}$  (Eldridge et al. 2008; Stanway et al. 2016). The coupling between radiation and gas is made through photoionisation, heating and radiation pressure. Radiation is emitted from the stellar particles positions. Recombination emission is ignored following the on-the-spot approximation where it is assumed to be absorbed locally. We also used the variable speed of light approximation (VSLA, presented in Katz et al. (2017) where the speed of light used in the simulation is dependent on AMR level, which reduces the calculation cost and allows for increased resolution.

Individual type II SN explosions of  $10^{51}$  ergs each are sampled between particle ages of 3 and 50 Myrs. Each particle undergoes an average of 4 SN explosions per  $100 M_{\odot}$ . This is about a factor 4 larger than the number of SN explosions derived from a Kroupa IMF. This boost in SN explosions is artificial and has been calibrated to reproduce the luminosity function of galaxies at redshifts 6 and 7. For more details about the mechanical SN model used we refer to Kimm et al. (2015, 2017) and Rosdahl et al. (2018).

## 2.2 Halo catalogues

We use the same halo catalog as in Rosdahl et al. (2018). Haloes are identified using the ADAPTAHOP halo finder (Aubert et al. 2004; Tweed et al. 2009) in the most massive submaxima (MSM) mode. A halo is defined as a region where the density is above  $200\rho_{crit}$  and centered on the densest part of this region. The resolution limit for haloes, corresponding to 300 DM particles, is  $\approx 7.5 \times 10^7 M_{\odot}$ , which is slightly above the atomic cooling ( $\approx 3 \times 10^7 M_{\odot}$ ).

Note that we only focus on haloes with stellar particles. This leads us to a total of 2378 haloes at  $z = 6$ . Most haloes have  $10^8 M_{\odot} < M_{vir} < 10^9 M_{\odot}$  (1889 haloes in this mass range) and our most massive halo has a mass of  $M_{vir} = 4.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ . In most of the paper we focus only on  $z = 6$ , which is our last output and where we have the most haloes, in order to study the observability of the sources of reionisation at high redshift.

In our last section (section 5) we study different redshifts (12, 10, 8, 7 and 6) in order to see the evolution of the anisotropy of the sources of reionisation during the EoR. In order to increase the number of haloes analysed, we stack three consecutive outputs for each redshift. Even if the delay between two snapshots (5 Myr) is a little short to consider that two consecutive outputs are perfectly independent we realise that the escape fraction of a halo may change drastically between two snapshots. For instance this allows us to have 7140 haloes at  $z = 6$  instead of 2378 if we use a single output. Since we study each halo in 1728 directions this gives us access to 12,337,920 lines-of-sight at  $z = 6$ .

## 2.3 Measuring the escape fraction and the AB magnitude

In order to calculate the escape fraction we focus on the impact of three species: HI, HeI and HeII. Note that we compute the values of the escape fraction at the virial radius. For each halo we calculate the escape fraction along 1728 directions evenly distributed on the sphere using the HEALPix software (Górski et al. 2005). The 1728 rays are shot from every stellar particle present in the halo and then averaged over the number of stellar particles. For one direction  $\theta$  the luminosity weighted result can be written as:

$$f_{esc,1D}(\theta) = \frac{1}{\dot{N}_{tot}} \sum_s \sum_b \dot{N}_b(s) e^{-(\bar{\sigma}_{j,b} N_j(s))} \quad (1)$$

The sum over  $s$  represents the sum over all stellar particles while

the sum over  $b$  represents the sum over the three frequency bins present in this study (see section 2.1.).  $\dot{N}_{tot}$  is the total number of photons emitted per second by all stellar particles and  $\dot{N}_b(s)$  is the number of photons emitted per second in the frequency bin  $b$  and for the stellar particle  $s$ . For the product  $N_j(s) \bar{\sigma}_{j,b}$  the Einstein convention is applied (which means that  $N_j(s) \bar{\sigma}_{j,b} = \sum_j N_j(s) \bar{\sigma}_{j,b}$ ). It represents the product between the column density and the cross section. More precisely,  $N_j(s)$  represents the column density of the element  $j$  (HI, HeI or HeII) and is calculated along the specified direction starting from the stellar particle  $s$  and stopping at the virial radius of the halo. The cross section  $\bar{\sigma}_{j,b}$  is averaged over the frequency bin  $b$  in order to suppress the wavelength dependence of the cross section and decrease the computational time needed to measure  $f_{esc}$ . The propagation and the absorption of the photons along the sightlines are calculated using RASCAS, a Monte Carlo code (Michel-Dansac et al. 2020). All throughout the paper we will also refer to  $f_{esc,3D}$ , which is the mean value of  $f_{esc,1D}$  for one halo (i.e. averaged over all directions).

For each halo we also measure the AB magnitude in the same directions as for the escape fraction (the 1728 healpix directions). We first compute the intrinsic luminosity at  $1500 \text{ \AA}$  ( $L_{1500}$ ) of each stellar particle (see Rosdahl et al. 2018, for more details). Then along each direction we calculate the dust attenuation of  $L_{1500}$  using RASCAS and obtain the escaping  $L_{1500}$  (see Garel et al. 2021, for the dust model). Finally we convert  $L_{1500}$  into the absolute AB magnitude using the following equation (from Oke & Gunn 1983) :

$$M_{1500} = -51.595 - 2.5 \log\left(\frac{L_{1500}}{\text{erg s}^{-1}\text{Hz}}\right) \quad (2)$$

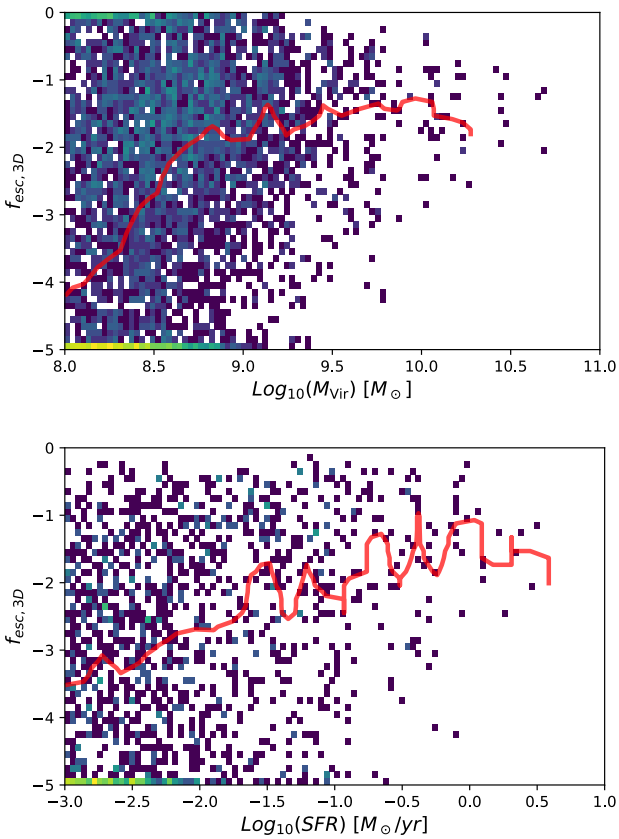
For clarity we adopt the same notations as for the escape fraction :  $M_{1500,1D}$  for the magnitude calculated over one direction and  $M_{1500,3D}$  for the average value over all directions. The intrinsic magnitude (without dust extinction) of a halo is noted  $M_{1500,3D}^{Int}$ .

Let us now look at the distribution of the escape fraction and the magnitude among haloes at  $z = 6$ . In Fig. 1 (respectively 2) we look at the relation between the escape fraction (resp. UV properties of a galaxy) and two of its key physical properties: halo mass (top panel) and star formation rate (bottom panel). The scatter Fig. 1 is large for both the mass and the SFR. However we can see in both cases that the number of haloes with no escape fraction decreases at high mass and high SFR. This causes the median of the distribution to increase in both cases (represented by the solid red lines). For the mass distribution a bimodal distribution is present for haloes with  $M_{vir} < 10^9 M_{\odot}$ . Most haloes either have no escape fraction or a 100% escape fraction. Between these two extreme values the rest of the population is equally distributed.

In Fig. 2 the scatter is less important but still cover few magnitudes at  $M_{vir} \sim 10^9 M_{\odot}$  or at any SFR value. This scatter has multiple origins. First, there is diversity in the stellar populations of galaxies at fixed halo mass or SFR, due to the different star formation and metallicity histories galaxies may have in different cosmological environments. These different stellar populations yield different UV magnitudes, regardless of any effect of dust. Then comes dust, which will extinguish more or less the total UV flux coming out of a galaxy. The overall (i.e. angle-averaged) intensity of this effect will depend on the morphology and dust content of each galaxy.

Note that the limited volume of the SPHINX simulation we analyse impacts the relation at high masses and SFR, where the simulation becomes incomplete.





**Figure 1.** *Upper panel:* Distribution of the 3D escape fraction as a function of the halo mass, for all haloes at  $z = 6$ . *Lower panel:* Distribution of the 3D escape fraction as a function of the star formation rate for all haloes at  $z = 6$ . In red are shown the medians of the distributions.

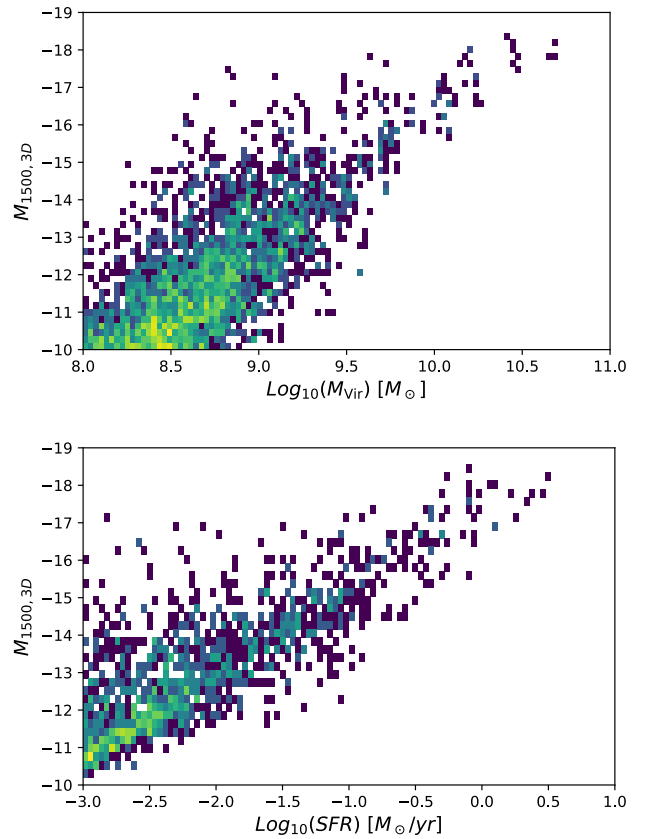
### 3 CHARACTERISTICS OF THE ESCAPE FRACTION IN LINK WITH ITS OBSERVABILITY

In this section we present two properties that may influence the observability of the escape fraction : the distribution of line-of-sight escape fractions and the relation between the dust extinction and the escape fraction.

#### 3.1 The distribution of line-of-sight escape fractions

We first focus on the distribution of line-of-sight escape fractions. While the angle-averaged escape fraction (i.e. the mean escape fraction  $f_{\text{esc},3\text{D}}$ ) is useful to assess the global photon budget available for reionising the Universe, it is interesting to investigate the full distribution of line-of-sight escape fractions,  $f_{\text{esc},1\text{D}}$ . As pointed out by [Cen & Kimm \(2015\)](#), this distribution appears to be very skewed, and this may have important observational implications (see [Sec. 4.3](#)).

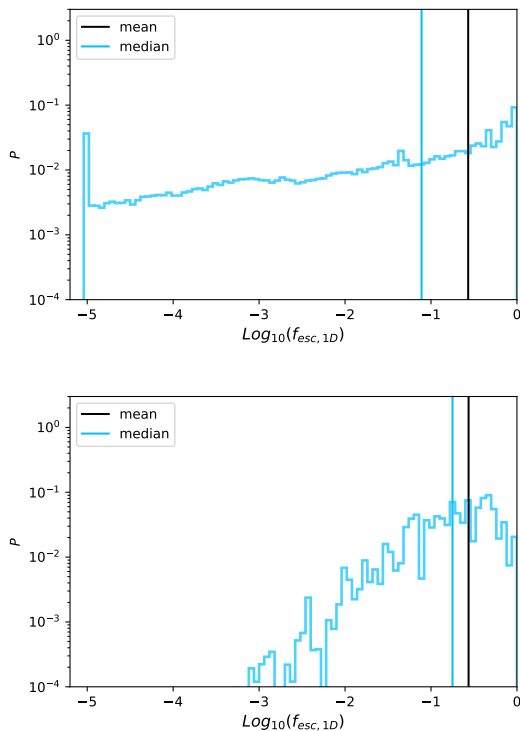
We start with [Fig. 3](#) where we show the  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  and  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  distributions for all haloes at  $z = 6$ . In order to focus on the haloes that participate the most to reionisation the distributions are weighted by the escaping-luminosity of each halo. The mean and the median are shown on each distribution, respectively as a black and a blue vertical line. Since  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  is the average value of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  for one halo the means of the two distributions are by definition identical. We can first remark that in both case the median is lower than the mean (the result is similar and even accentuated if we do not weight the distributions). For the  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  distribution it means that there is tendency



**Figure 2.** *Upper panel:* Distribution of the 3D UV magnitudes as a function of the halo mass, for all haloes at  $z = 6$ . *Lower panel:* Distribution of 3D UV magnitudes as a function of the star formation rate, for all haloes at  $z = 6$ .

for haloes to have more lines-of-sight with  $f_{\text{esc},1\text{D}} < f_{\text{esc},3\text{D}}$ . For the  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  distribution it implies that a majority of haloes has an  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  lower than the overall average escape fraction at  $z = 6$ . If we focus on the shape of the distributions some discrepancies appear. In the  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  case the distribution is more spread which means that  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  has a larger range of value than  $f_{\text{esc},3\text{D}}$ . Its distribution also slowly increases from low to high value : while a majority of lines-of-sight has a  $f_{\text{esc},1\text{D}} < 10\%$  the most likely values are close to unity. Note that the peak at the lowest end of the graph is due to fact that we count every  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  values lower than  $10^{-5}$  in the  $10^{-5}$  bin. For the  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  the distribution is centered between the mean and the median values, which are two of the most likely values.

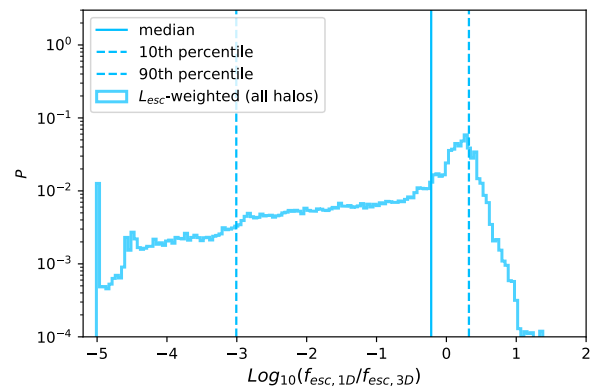
In order to deepen the comparison between  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  and  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  we show in [Fig. 4](#) the distribution of the 1D escape fractions relative to the 3D escape fractions for all haloes at  $z = 6$ . In practice, this is simply the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}(\theta_i)/f_{\text{esc},3\text{D}}$ , where we have measured for each halo  $f_{\text{esc},1\text{D}}(\theta_i)$  in 1728 directions ( $\theta_i$ ) and one value  $f_{\text{esc},3\text{D}}$ . The median, as well the 10th and 90th percentiles of the distribution are also shown on the graph. There are three striking features in [Fig. 4](#). First, there exists a very extended and shallow tail towards extremely small values of  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}}$ , such that there is a  $\sim 10\%$  chances to observe a galaxy in a direction where its 1D escape fraction is less than a thousandth of the mean value. Second, the distribution is very asymmetric: the distribution of the ratio  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}}$  falls off rapidly towards high values, and 90% of the values are below  $f_{\text{esc},1\text{D}}(\theta_i)/f_{\text{esc},3\text{D}} \sim 2.5$ . Third, while the skewness of the distribution leads to a median value below unity



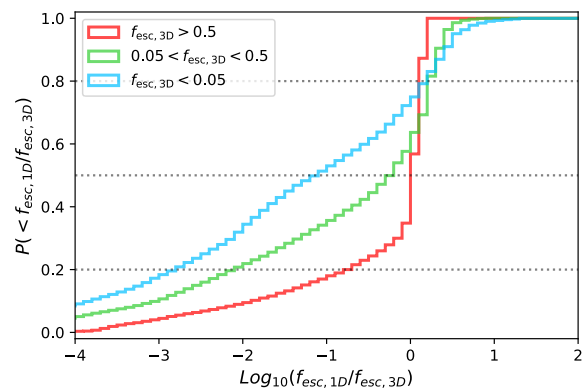
**Figure 3.** Distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  (top) and  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  (bottom) for all haloes at  $z = 6$ . The solid vertical lines show the mean (in black) and the median (in blue) of the distributions. The dotted vertical lines show the 10th and 90th percentiles. The apparent peak in the upper histogram at  $-5$  is due to the fact that we count all sight-lines with lower values in this bin so that the plot gives a complete census of the distribution. Without this truncation, the distribution continues to decrease gently towards arbitrarily small values of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$ .

(confirming the result from Fig. 3), the most likely value is actually above unity.

The distributions shown in Fig. 4 combines many haloes with no selection on their 3D escape fraction. We do find, however, that galaxies with high escape fractions (larger than  $\sim 30\%$ ) have a slightly different behaviour, such that their 1D escape fractions are more likely to be close to the 3D value. We show this in Fig. 5, where we show the escaping-luminosity-weighted cumulative distributions of  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}}$  for different groups of objects selected on their 3D escape fractions. We have used low and high boundaries  $f_{\text{esc},3\text{D}} = 5\%$  and  $50\%$  to define subsamples, because most (80%) of the ionising budget in the simulation comes from haloes with values in this range, and the remaining 20% are distributed equally in the upper and lower extremes. In that sense, the green curve on Fig. 5 best represents the properties of the typical haloes which dominate the process of reionisation. We confirm here the general trend observed on Fig. 4: typical sources of reionisation, with  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  between 5% and 50%, have extremely broad distributions of 1D escape fractions. A bit more than 20% sight-lines have  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  less than  $\sim f_{\text{esc},3\text{D}}/100$ , the median sight-line is biased low with  $f_{\text{esc},1\text{D}} \sim f_{\text{esc},3\text{D}}/2$ , and the 20% most transparent lines-of-sight have 1D escape fractions between only 1.5 and 3 times the mean. Haloes with lower average escape fractions have a much more skewed distribution of the ratio  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}}$ . The median sightline of this sample has  $f_{\text{esc},1\text{D}} < f_{\text{esc},3\text{D}}/10$  which means that a majority of line-of-sight has an escape fraction lower than 0.5 % (since these haloes have  $f_{\text{esc},3\text{D}} < 5\%$ ). Thus these galaxies have very little change to be observed in a direction where



**Figure 4.** Escaping luminosity weighted distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}}$  for all haloes at  $z = 6$ . The solid vertical lines show the median of the distributions. The dashed lines left and right show the 10th and 90th percentiles. The apparent peak in the histograms at  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}} = 10^{-5}$  is due to the fact that we count all sight-lines with lower values in this bin so that the plot gives a complete census of the distribution. Without this truncation, the distribution continues to decrease gently towards arbitrarily small values of the ratio.



**Figure 5.** Escaping-luminosity-weighted cumulative distributions of  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}}$  for different groups of objects selected on their 3D escape fractions, at  $z = 6$ . Haloes with an high 3D escape fraction ( $> 50\%$ ) are represented in red while haloes with low escape fraction ( $< 5\%$ ) are represented in blue. Green shows all haloes with an escape fraction in-between, which contributes to 80 % of the total ionising budget of the simulation.

radiation leaks out. Galaxies with very high escape fractions ( $> 50\%$ ) have a much narrower distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$ , with a median close to their  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  values. The fraction of sight-lines of such galaxies with  $f_{\text{esc},1\text{D}} < f_{\text{esc},3\text{D}}/100$  is about 10%, and 80% of sightlines have 1D escapes between a fifth and 1.5 times the mean value.

It thus appears that, at fixed 3D escape fraction, a galaxy may be seen with a very wide range of 1D escape fraction. This range is particularly extended towards low values, with more than a third of 1D measurements falling below 10% of the mean value. It is more rare to find values of the 1D escape fraction much larger than the mean. This is mostly by construction: galaxies with  $f_{\text{esc},3\text{D}} > 0.05$  necessarily have  $f_{\text{esc},1\text{D}}/f_{\text{esc},3\text{D}} < 20$  in any direction.

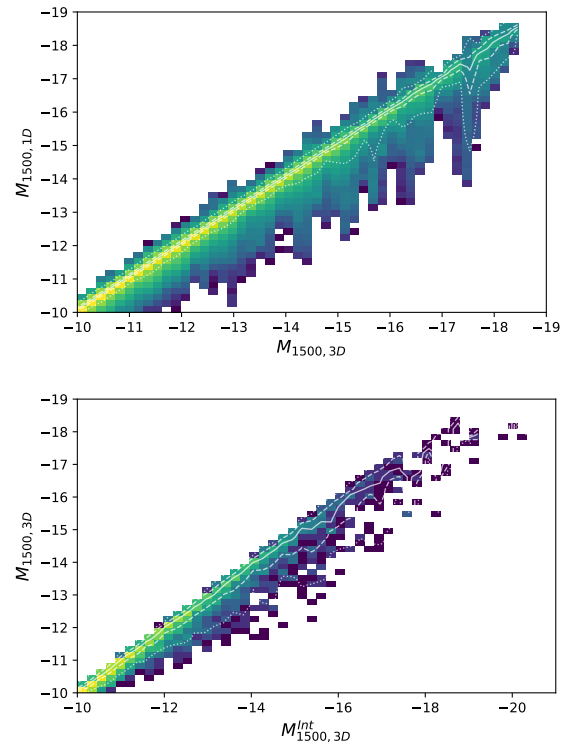
### 3.2 Dust influence

Most high-redshift observational studies of the escape fraction rely on rest-frame-UV selections. This introduces biases, when comparing theoretical predictions with observations, which we discuss in detail in sections 4.1 and 4.2. In this section we explore the effect of dust and its potential influence on the relation between the magnitude and the escape of ionising photons.

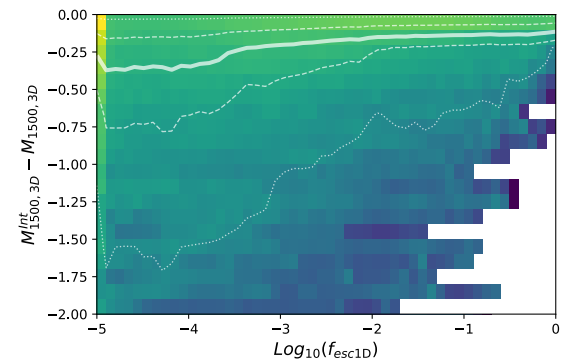
We note that in our simulation there are three quantities to characterize the magnitude of a halo. The angle averaged intrinsic magnitude ( $M_{1500,3D}^{Int}$ ), the angle averaged observed magnitude ( $M_{1500,3D}$ ) and the escaping magnitudes along each of our 1728 line-of-sight ( $M_{1500,1D}$ ). While the first one is characteristic of the intrinsic properties of the halo the two others take into account the effect of dust. We will refer to haloes with low  $M_{1500,3D}$  as the "bright haloes" (compared to the "intrinsically bright haloes" with low  $M_{1500,3D}^{Int}$ ). We start with Fig. 6 where we look at the relations between  $M_{1500,1D}$ - $M_{1500,3D}$  (top distribution) and  $M_{1500,3D}$ - $M_{1500,3D}^{Int}$  (bottom distribution). The first one allows us to characterize the dispersion of the magnitude among the different directions of a halo. We find an excellent correlation between  $M_{1500,1D}$  and  $M_{1500,3D}$ : the brightest directions belong to the brightest haloes. Looking at the median and the 5th, 25th, 75th and 95th percentiles we also see that the dispersion of the distribution is very small: the  $M_{1500,1D}$  values of a halo tend to be homogeneous. Interestingly, the dispersion slightly increases for the brightest magnitudes. The brightest haloes have more variation in magnitude between different lines-of-sight. This is because these haloes tend to be more massive (see fig. 2) and thus have a more complex distribution of gas and dust. The second distribution ( $M_{1500,3D}$ - $M_{1500,3D}^{Int}$ ) allows us to characterize the extinction of the magnitude. Here again there is an important correlation between the two quantities: the brightest haloes are also intrinsically the brightest ones. The median and the same percentiles are also shown on this graph and we can see two features. First the dispersion increases again with  $M_{1500,3D}^{Int}$  (especially until  $M_{1500,3D}^{Int} = -16$ ): the extinction among bright haloes becomes more diverse. Second the median (and also the percentiles) slope slightly decreases with  $M_{1500,3D}^{Int}$ . This means that the lines-of-sight tend to be a little more extinguished among haloes with bright  $M_{1500,3D}^{Int}$ . This is coherent with the fact that the intrinsically brightest haloes are generally more massive and thus tend to have more dust.

Note that the major goal of this section is to look at a potential link between the extinction and the escape of ionising photons. This is why we now focus on the relation between the escape fraction and the magnitude. We first start with Fig. 7 where we show the distribution of extinction of all haloes at  $z = 6$  as a function of their  $f_{esc,1D}$ . On the graph is also represented the median and the 5th, 25th, 75th and 95th percentiles. Looking at the median and the different percentiles it is clear that there is a link between the escape of ionising photons and the extinction of a halo. The less extinguished haloes have lines-of-sight with higher  $f_{esc,1D}$ . Since the presence of cold dense gas, responsible of the ionising photons absorption, favors also the presence of dust the correlation between the extinction and the escape fraction is not surprising.

In order to deepen the link between the magnitude and the escape fraction we represent in Fig. 8 the distribution of  $f_{esc,1D}$  as a function of  $M_{1500,3D}$  (in grey). The median and again the 5th, 25th, 75th and 95th percentiles are also represented. First we remark that there is a correlation between  $f_{esc,1D}$  and  $M_{1500,3D}$ : the brightest haloes tend to have the directions with the highest escape fraction. As we will see in the next sections this will have important consequences for



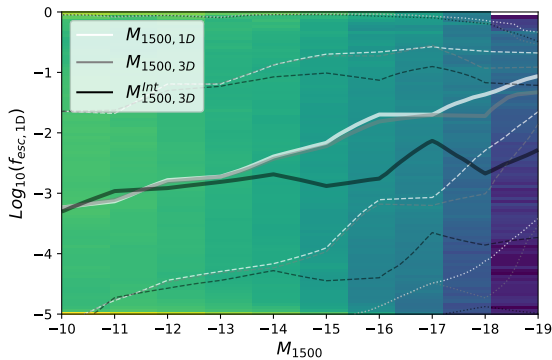
**Figure 6.** Upper panel: distribution of  $M_{1500,3D}$  magnitudes as a function of  $M_{1500,3D}$ . Lower panel: distribution of  $M_{1500,3D}$  magnitudes as a function of  $M_{1500,3D}^{Int}$ . Both distributions are made for all haloes at  $z=6$ . The median (solid line) as well as the 5th, 95th (dotted lines) and the 25th, 75th (dashed lines) percentiles are also shown on each distribution.



**Figure 7.** Distribution of the haloes extinction as a function of  $f_{esc,1D}$  for all haloes at  $z = 6$ . The median and the 5th, 25th, 75th and 95th percentiles of the distribution are shown (same legends than as in Fig. 6).

observations. It is important to understand that this result is different from the previous one. With Fig. 7 we established that the less extinguished haloes have a higher escape fraction but it did not give any information about the  $M_{1500,3D}$  of the haloes with a high escape fraction (for instance a halo with  $M_{1500,3D} = -12$  can have a very low extinction).

In order to understand the physical mechanism behind this result we also add in black on Fig. 8 the results for the distribution of  $f_{esc,1D}$  as a function of  $M_{1500,3D}^{Int}$ . We can see that the escape fraction is also increasing with  $M_{1500,3D}^{Int}$  for dark magnitudes, producing similar



**Figure 8.**  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  distribution as a function of the magnitude. The median and the 5th, and 25th percentiles are shown in solid, dashed, and dotted curves, respectively. The grey curves show the median of the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  as a function of  $M_{1500,3\text{D}}$ , while the white (black) curves show the median of the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  as a function of  $M_{1500,1\text{D}}$  ( $M_{1500,3\text{D}}^{\text{Int}}$ ).

results than the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  as a function of  $M_{1500,3\text{D}}$  for magnitudes  $> -14$ . This is due to the fact that the intrinsic magnitude is highly correlated with the SFR. At small SFR haloes have difficulties to disrupt their environment, leading to a very low escape fraction (Fig. 1). Then the median escape fraction logically increases with SFR (Fig. 1) and thus with  $M_{1500,3\text{D}}^{\text{Int}}$ .

However, even if this may play a role in the  $f_{\text{esc},1\text{D}} - M_{1500,3\text{D}}$  relation (since  $M_{1500,3\text{D}}$  and  $M_{1500,3\text{D}}^{\text{Int}}$  are correlated, fig. 6), this explanation is not sufficient since the black and grey curves are diverging for magnitudes brighter than  $-14$ , revealing an effect of dust. In fact when we select the brightest haloes we avoid the most extinguished ones which also have a very low escape fraction (fig. 7). This explains why the median value of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  increases with  $M_{1500,3\text{D}}$  for magnitudes  $< -14$ .

Finally, in order to see if there are lines-of-sight variations of the effect of dust we also represent the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  as a function of  $M_{1500,1\text{D}}$  in white on Fig. 8. We can directly see that the results are very close to the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  as a function of  $M_{1500,3\text{D}}$ , showing that the line-of-sight variation of the extinction does not have an important influence on the escape fraction. The only divergence is for very bright magnitude ( $< -17$ ) where the median escape fraction tend to be slightly higher if we do a selection based on lines-of-sight ( $M_{1500,1\text{D}}$ ) and not on halo population ( $M_{1500,3\text{D}}$ ). However we are careful to not jump on any conclusion since this is also a regime where we have only few haloes (we have 30 haloes with  $M_{1500,3\text{D}} < -17$ ).

## 4 OBSERVATIONAL IMPLICATIONS

Inferring the 1D escape fraction of ionising radiation from observations of a given galaxy is an extraordinarily challenging task (see e.g. Mauerhofer et al. 2021, and references therein). In this section, we will nevertheless assume that this problem is solved and discuss the problem which appears immediately after: say one could measure perfectly a set of 1D escape fractions, what could one infer from that in terms of mean escape fraction of the underlying galaxy population?

In Secs. 4.1 and 4.2 we investigate different impacts of UV selections, based on the work of the previous section. Then, in section 4.3, we follow up on the work of Cen & Kimm (2015) by studying

the influence of the number of observations on the estimation of the escape fraction.

### 4.1 Effects of a UV selection

We just saw the correlation between the bright haloes and high escape fraction as well as the physical mechanisms behind it. Since many high-redshift observations rely on a UV selection this correlation may have an impact of the estimation of the escape fraction (assuming this estimation is observationally possible). In the two following sections we now focus on these observational consequences.

In this particular section we look at the bias introduced by a UV selection when trying to measure the mean escape fraction of a sample of galaxies defined according to a set of physical properties such as halo mass or SFR. As an example, we will consider the sample of haloes at  $z = 6$  which are more massive than  $6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  (responsible for 80 % of the photon budget at  $z = 6$ ). As we see on Fig. 2, these haloes are observed at magnitudes ranging from  $-10$  to  $-18.5$ , in our simulation. Now, the deepest observations at  $z \sim 6$  constrain the UV luminosity function in blank fields down to  $\sim -17$  (Bouwens et al. 2021, and references therein), and in lensing fields down to as faint as  $\sim -14$  (Bouwens et al. 2017; Livermore et al. 2017; Ishigaki et al. 2018; Atek et al. 2018). From Fig. 2, it is clear that even these extremely faint limits will miss out the bulk of haloes more massive than  $6.8 \times 10^8 M_{\odot}$ . In fact, only about 29% (resp. 14%, 7%, 2%) of haloes more massive than  $6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  are brighter than  $M_{1500} = -14$  (resp.  $-15$ ,  $-16$ ,  $-17$ )<sup>2</sup>. Such drastic selections introduce a bias in the estimate of the escape fraction, because they preferentially exclude galaxies where the escape fraction is low, as we saw in the previous section. Thus, with magnitude limits marginally achievable today, one can only probe the population of haloes that drive reionisation through a very limited number of haloes, and these provide a biased vision of the escape fraction, which appears to be higher than it really is.

In the top panel of Fig. 9, we show a quantitative estimate of this UV-selection bias, as a function of UV depth. This tells us down to which magnitude one should probe haloes to estimate accurately the escape fraction of different samples of haloes. Even at a depth of  $M_{1500} = -14$ , we find that observations would lead to a typical overestimate by a factor 1.4 of the escape fraction of haloes with  $M_{\text{vir}} > 6.8 \times 10^8 M_{\odot}$ . Note that the small number of massive objects in the simulation unfortunately introduces noise in our measurement at magnitude cuts brighter than  $\sim -16$ . It is likely that the apparent decrease of the bias at the bright end of the plot is simply due to the very low number of objects which are intrinsically bright enough to be detectable.

In Fig. 9 we also show in black the result when applying the UV selections to lines-of-sight, which is more representative of an observational studies. The results are very similar, with a slightly higher bias, than when applying UV selections on the angle-averaged dust-attenuated UV magnitudes. This is coherent with the result from Fig. 8, where we saw that both a  $M_{1500,3\text{D}}$  and a  $M_{1500,1\text{D}}$  selections give a similar  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  distribution.

Another interesting feature of Fig. 9 is the fact that there is almost no bias at  $M_{1500,3\text{D}} > -14$  if we focus only on haloes with  $M_{\text{vir}} > 2.9 \times 10^9 M_{\odot}$  (responsible for 50% of the photon budget at  $z = 6$ ).

<sup>2</sup> In contrast, when applying the same cuts to a SFR-selected sample, we find about 81% (resp. 44%, 23%, 8%) of haloes forming stars more rapidly than  $2.4 \times 10^{-2} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  (responsible for 80 % of the photon budget) and which are brighter than  $M_{1500} = -14$  (resp.  $-15$ ,  $-16$ ,  $-17$ ).

This comes from two reasons. First, since we select very massive haloes we avoid haloes with a weak SFR. However we saw in the previous section that the main reason behind the  $M_{1500,3D} - f_{\text{esc},1D}$  correlation in this magnitude range is the higher fraction of haloes with a weak SFR among the darkest haloes. Thus the bias disappears if we avoid haloes with a weak SFR. Second the magnitude at which the bias appears become brighter with this sample also because its UV magnitude is overall brighter (Fig. 2).

In order to better visualize the effect of the dust on the overestimation of the escape fraction we add in Fig. 9, in navy, the result when applying the UV-selection on the intrinsic magnitude. A bias is present for haloes with  $M_{\text{vir}} > 6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  for the darkest magnitudes (before decreasing for  $M_{1500,3D}^{\text{Int}} < -14$ ). For haloes with  $M_{\text{vir}} > 2.9 \times 10^9 M_{\odot}$ , which tend to have higher SFR, no significant bias is present. This confirms the previous results : at small mass and dark magnitudes a part of the bias Fig. 9 is not due to an effect of dust but is related to the weak SFR of the haloes.

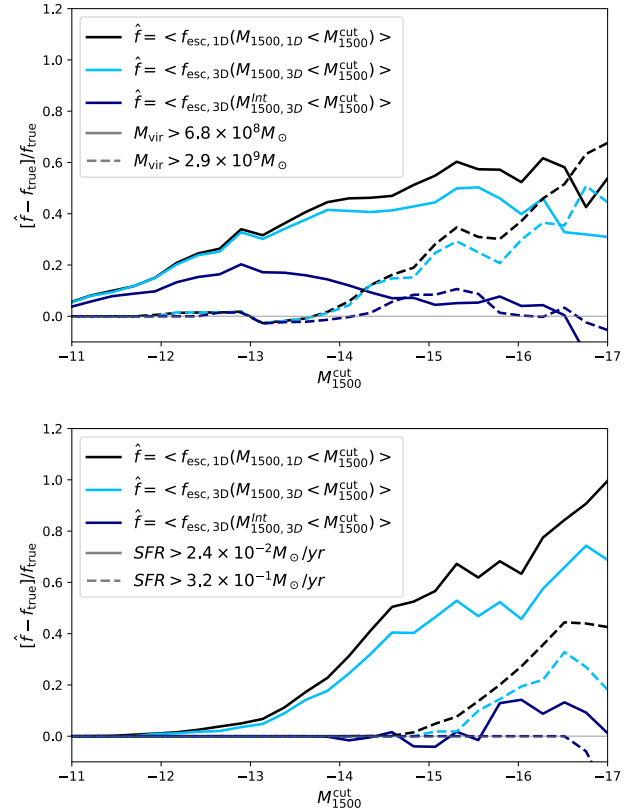
In the bottom panels of Fig. 9, we show that the same bias appears when we consider UV-selected sub-samples of the population of haloes forming stars at a rate larger than  $2 \times 10^{-2} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  (resp.  $3 \times 10^{-1} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ ), which produce roughly 80% (resp. 50%) of the escaping ionising radiation in the simulation at  $z = 6$ . The absence of bias at dark magnitudes (especially for the group with the highest SFR) for  $M_{1500,3D}$  and the total absence of bias for  $M_{1500,3D}^{\text{Int}}$  confirm once again that a part of the bias in the estimation of the escape fraction (for haloes with  $M_{1500,3D} > -14$ ) is due to the higher SFR of the brightest haloes (thus which disappears when we focus only on high SFR haloes) and that the effect of the dust becomes especially effective at bright magnitudes ( $< -14$ ).

We have shown above that introducing a UV selection will bias the estimate of the mean escape fraction of a sample of haloes defined according to its halo mass or SFR. This is because at fixed physical properties, selecting the most UV-bright haloes favours haloes with high escape fractions. We have discussed that most of this effect is due to the overall effect of dust for the brightest magnitudes and is related to the SFR at magnitudes  $> -14$ .

#### 4.2 Estimates of the escape fraction of a UV-selected population.

In this section, we discuss another bias, which is this time related to line-of-sight variations of the effect of dust. Given the bias discussed above, one may decide to focus on a purely observational selection, and the question we ask now is how accurately can one estimate the escape fraction of a purely UV-selected sample of galaxies. The process to estimate this bias is the following. First we select lines-of-sight brighter than a magnitude threshold. Second we calculate the estimation of the escape fraction by using the  $f_{\text{esc},1D}$  of the selected lines-of-sight. Finally we compare this estimation to the average escape fraction of all haloes targetted by the lines-of-sight in order to obtain a relative error of the estimation.

In Fig. 10, we show this relative error on the estimate of the mean escape fraction of UV-selected samples of galaxies. A bias appears at magnitudes brighter than  $\sim -16$ , which reaches again a factor  $\sim 1.4$  overestimate at a survey depth of  $-18$ . In Fig. 8 we already saw that the  $f_{\text{esc},1D} - M_{1500,1D}$  relation differ from the  $f_{\text{esc},1D} - M_{1500,3D}$  one only at  $< -17$ . Thus we confirm here that the line-of-sight variations of the effect of dust only become relevant for the brightest magnitudes. It is somewhat uncomfortable that this bias appears at relatively bright magnitudes where the simulation begins to be incomplete due to its small volume. Garel et al. (2021) have shown that the simulation we



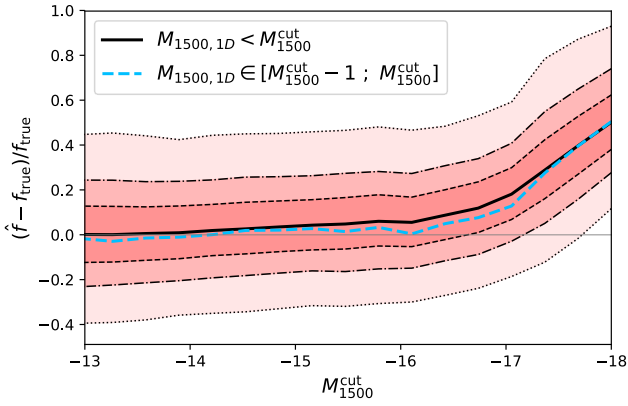
**Figure 9.** Upper panel: Relative error made on the estimation of the average escape fraction of haloes more massive than  $6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  (or  $2.9 \times 10^9 M_{\odot}$  for the dashed line) while using a UV-selection. In black only the directions with  $M_{1500,1D} < M_{1500}^{\text{cut}}$  are used to estimate the escape fraction while in blue (navy) we use only haloes with  $M_{1500,3D} < M_{1500}^{\text{cut}}$  ( $M_{1500,3D}^{\text{Int}} < M_{1500}^{\text{cut}}$ ). Lower panel: Same graph as the upper panel except that we use haloes with  $\text{SFR} > 2 \times 10^{-2} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  (and  $> 3 \times 10^{-1} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  for the dashed line).

analyse here does reproduce the observed UV luminosity function well, with no clear sign of incompleteness faint-wards  $\sim -18$ . Yet, although we have the right number of bright galaxies per unit volume, the small simulated volume implies that we in fact only have a handful of haloes this bright, which may not be enough to sample the diversity of such objects. Using larger simulations will help establish this bias more firmly and whether it keeps rising towards brighter magnitudes or saturates.

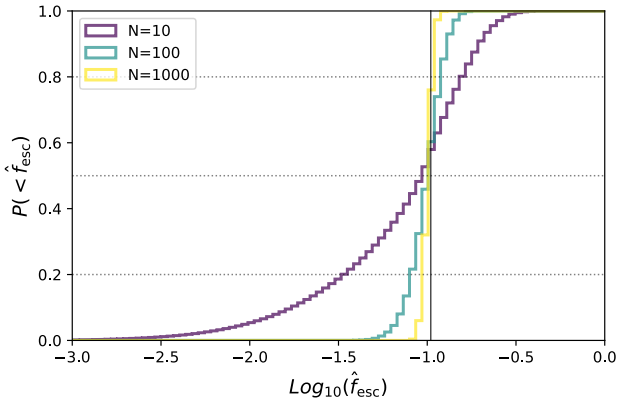
As a final note on this discussion, we note that the systematic error shown on Fig. 10 is due to the anisotropy of dust extinction alone. Indeed, this bias vanishes completely if we select galaxies on either their angle-averaged dust-attenuated magnitudes or intrinsic magnitudes. This bias is due to the correlation within a halo between the bright directions and the high escape fraction directions. Thus, one could in principle define a dust-corrected, UV-limited sample for which the mean escape fraction can be inferred. This is extremely demanding, however, as it requires difficult corrections and severely limits the effective depth of the surveys.

#### 4.3 Effects of sample size

As we saw in section 3.1 and as also noted by Cen & Kimm (2015), the distribution of 1D escape fractions is skewed, and this may bias estimates of the mean escape fraction when using a limited number of



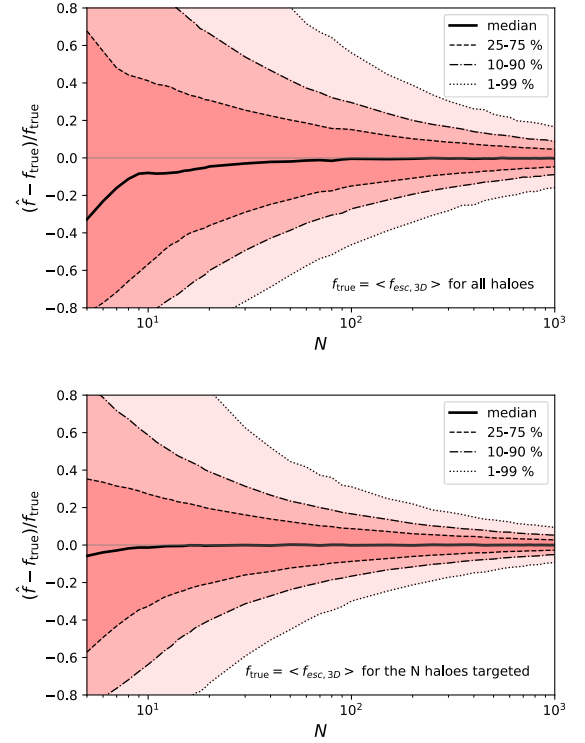
**Figure 10.** The solid black line shows the median of the relative error on the estimate of the escape fraction of galaxies that appear brighter than the  $x$ -axis value along the lines-of-sight used to estimate the escape fraction. The estimate is made using  $N = 100$  mock sight-lines. The blue dashed line shows the relative error obtained on samples of galaxies with UV magnitudes in bins of  $\Delta M_{\text{AB}} = 1$ , brighter than the  $x$ -axis value. The 25th, 10th, and 1st percentiles are shown with dashed, dash-dotted, and dotted lines, respectively. Note that the amplitude of the uncertainty shown here is very similar as on Fig. 12, and its dependence with the number of sight-lines, not shown here, is very similar too.



**Figure 11.** Cumulative distribution of the escape fraction  $\hat{f}_{\text{esc}}$  estimated from samples of  $N = 10, 100, 1000$   $f_{\text{esc},1\text{D}}$  observations of haloes more massive than  $6.8 \times 10^8 M_{\odot}$ . The mean 3D escape fraction of the population is shown as the vertical dotted line. The horizontal lines guide the eye to see the median, 20th, and 80th percentiles.

1D observations. The question we wish to address here is: with which precision and accuracy can one derive the mean escape fraction of a sample of galaxies from a set of perfect 1D measurements. For this reason we now only focus on the impact of the number of lines-of-sight used for the estimation and put aside any influence of the dust.

We first select again haloes at  $z = 6$  with  $M_{\text{vir}} > 6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  (we remind that they are responsible for 80% of the photon budget). This corresponds to 865 haloes. For each halo in this sample, we have measurements of the 1D escape fraction in 1728 directions, and we thus end up with  $865 \times 1728$  estimates of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$ . We consider these  $\sim 1.5 \times 10^6$  estimates as a set of independent observations of the population of haloes more massive than  $6.8 \times 10^8 M_{\odot}$ . In practice, surveys that may probe the escape fractions of galaxies are limited to



**Figure 12.** Relative error in the estimation of  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  value by mock observations as a function of the number of observations  $N$ . The solid black line represents the median of the relative error. The 25th, 10th, and 1st percentiles are shown with dashed, dash-dotted, and dotted lines, respectively. In the top panel the  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  value is the mean value for all haloes with  $M_{\text{vir}} > 6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  while in the lower panel the  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  represents the mean  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  of the haloes from which 1D measurements are collected in each experiment.

much smaller numbers. In order to mimic these surveys, we randomly draw  $N$  observations from our complete set and compute their mean,  $\hat{f}_{\text{esc}}$ , as an estimate of the mean (3D) escape fraction of the full sample of haloes (we repeat the draw 1000 times, value for which the result is converged). In Fig. 11, we show the cumulative distributions of estimated  $\hat{f}_{\text{esc}}$  for different values of  $N$ . We recover here the basic results of Cen & Kimm (2015), that compiling  $\sim 10$  determinations of the 1D escape fraction results in a very uncertain and possibly slightly biased estimate of the true escape fraction of the underlying population. The PDF of  $\hat{f}_{\text{esc}}$  for  $N = 10$  observations is very skewed towards low values (note that it was also biased towards low values in Cen & Kimm (2015), so that the probability of under-estimating the true escape fraction by a factor more than 3 is  $\sim 20\%$ , while it is extremely unlikely to obtain a similar over-estimate. Collecting of order a thousand observations provides a relatively accurate and precise measurement of the mean escape fraction.

In order to be more quantitative, we show on the upper panel of Fig. 12 the relative error on the estimate of the true escape fraction as a function of the number of observations  $N$ . The relative error is simply defined as  $(\hat{f}_{\text{esc}} - f_{\text{true}}) / f_{\text{true}}$ , where  $f_{\text{true}}$  is the mean of the 3D escape fractions of all haloes in the sample. As expected from Fig. 11 (and also Fig. 3), we find that  $\hat{f}_{\text{esc}}$  is biased low for small values of  $N$ , and this bias vanishes above a few tens of observations. More interestingly, the dispersion of the results is extremely large, so that the accuracy is in fact much better than the precision of the measurement at all  $N$ . For  $N \sim 100$ , there is an  $\sim 80\%$  chances to measure an escape fraction with a relative error smaller than 30%,

which is very encouraging since this sort of sample or stack size is beginning to be achievable with current observations.

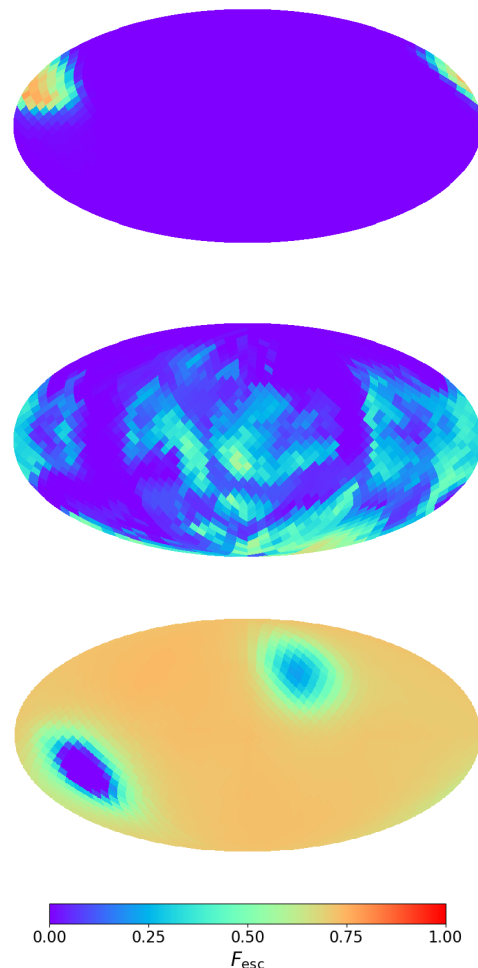
At this point, it is unclear whether the bias at low  $N$  is due to the skewed distribution of 1D escape fractions of each halo or to the skewed distribution of 3D escape fractions of haloes overall (which we both find in section 3.1). In order to assess this, we show in the bottom panel of Fig. 12 the error on the estimate of the escape fraction relative to that of the sample of haloes which are actually observed. In other words,  $f_{\text{true}}$  now represents the mean 3D escape fraction of the haloes from which 1D measurements are collected in each experiment, instead of the mean over the full halo population in the upper panel. We see that this significantly reduces the bias at low  $N$ , implying that the bias pointed out by Cen & Kimm (2015) is due to the distribution of  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  among haloes rather than to the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  for individual haloes. We reiterate that in the  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  distribution in Fig. 3 the median is lower than the mean, so in a group of haloes there is a tendency to have a majority of haloes with a  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  lower than the average of the group. While the bias almost vanishes in the lower panel of Fig. 12, the uncertainty remains very large and comparable to the upper panel, so that in both cases, the statistical error largely dominates. This error, in turn, is dominated by the broad distribution of line-of-sight escape fractions for each halo.

Finally, we note that when repeating the same analysis as above for the population of haloes with  $M_{\text{vir}} > 10^{10} M_{\odot}$ , or at higher redshifts, we find very similar results.

## 5 HOW ANISOTROPIC ARE THE SOURCES OF REIONISATION ?

Recent works consistently find that the escape of Lyman continuum photons from high-redshift galaxies is anisotropic (Gnedin et al. 2008; Wise & Cen 2009; Kim et al. 2013; Cen & Kimm 2015; Paardekooper et al. 2015; Trebitsch et al. 2017). In this last section, we set aside the link with the observational studies and investigate the implications of this anisotropic escape in terms of modeling the sources of reionisation: how can we best describe the anisotropic emission leaking out of dark matter haloes (Sec. 5).

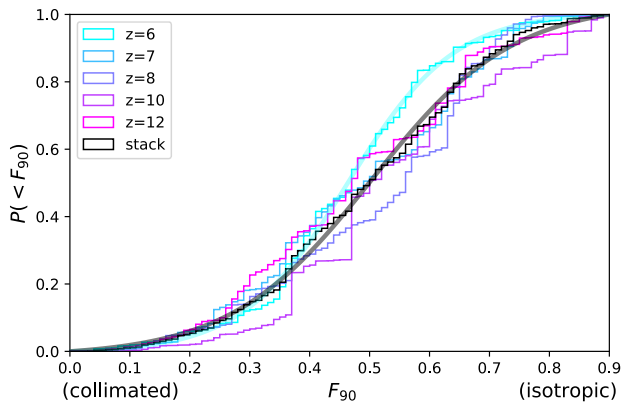
We start by defining  $\Omega_{90}$  as the minimal solid angle through which 90% of the ionising radiation escapes the host halo of a galaxy. Thus,  $F_{90} = \Omega_{90}/4\pi$  is the fraction of the virial sphere through which the ionising radiation escapes into the intergalactic medium. When the photons escape isotropically,  $F_{90}$  reaches its maximum value of 0.9, and any value of  $F_{90}$  below 0.9 indicates that 90% of the radiation escapes through a fraction  $F_{90}$  of the sky. We note that in principle, a low value of  $F_{90}$  could correspond to isotropic emission, in the sense that radiation could escape through pencil-beams scattered randomly on the sphere but covering overall a small solid angle. However, we do not find that such a behaviour is representative of our simulated galaxies. Instead, we illustrate on Fig. 13 the typical sky-maps associated to different values of  $F_{90}$ . Each panel represents a different halo at  $z = 6$ , with  $F_{90}$  values of 4.3%, 52%, and 84% from top to bottom. The top panel is illustrative of low- $F_{90}$  values, which generally correspond to situations where most lines-of-sight are optically thick and ionising radiation only escapes through a single, narrow beam. In this case the escape fraction is generally low (2% in the top-panel case). The bottom panel shows the reverse situation, typical of large values of  $F_{90}$ , where ionising radiation escapes through most directions and only a few sight-lines are optically thick. In contrast the escape fraction is generally high in this situation (66% in the bottom-panel situation). The middle panel shows the intermediate



**Figure 13.** Skymaps of the 1D escape fraction for three  $z = 6$  haloes with different values of  $F_{90}$ . From top to bottom, the panels correspond to  $F_{90} = 4.3, 52$  and  $84\%$  and  $f_{\text{esc},3\text{D}} = 2\%, 15\%$  and  $66\%$ .

case, where more complex structures appear. Some level of coherence remains at large angular scales, so that large patches of the sky have no escape fraction. For this panel the escape fraction is 15%, close to the most likely value at  $z = 6$  (see bottom panel of fig. 3).

We now aim to understand how (an)isotropic the sources of reionisation are. In order to quantify this, we compute the escaping-luminosity weighted distribution of  $F_{90}$  values for all haloes in the SPHINX simulation at different redshifts. We weigh by the escaping luminosity of each halo so that the distribution is representative of the properties of the sources that contribute most to reionisation. The black histogram in Fig. 14 shows the cumulative representation of this distribution including haloes from all redshifts. We see that the sources that drive reionisation are not isotropic. The median value of  $F_{90}$  is  $\sim 0.5$ , so that half of the ionising photons responsible for reionisation come from sources that shine towards less than half the sky. Interestingly, few of the sources that contribute photons to reionisation are very isotropic, and only 20% of ionising radiation is emitted by sources with  $F_{90} > 2/3$ . Conversely, few significant sources shine in a very collimated fashion, and only  $\sim 20\%$  of the photon budget comes from sources with  $F_{90} < 1/3$ . The majority (60%) of ionising radiation thus comes from sources that shine in solid angles ranging from a third to two-thirds of  $4\pi$ . The black curve

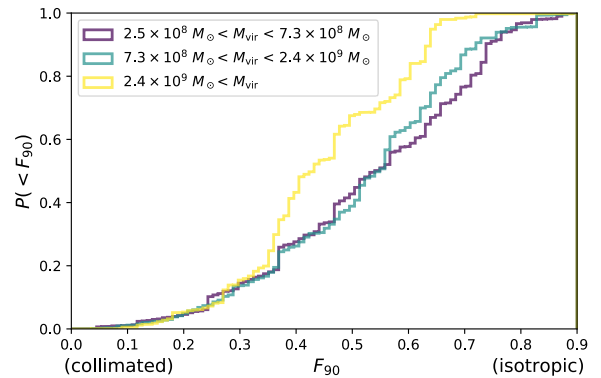


**Figure 14.** Cumulative-escaping-luminosity weighted distribution of the escaping angular fraction,  $F_{90}$ , computed over all haloes of the SPHINX simulation at redshifts 6, 7, 8, 10, and 12. The black histogram shows a stack of all redshifts, while curves from blue to pink show histograms at increasing individual redshifts. The smooth black and blue curves are fits to the stacked and  $z = 6$  histograms (see text).

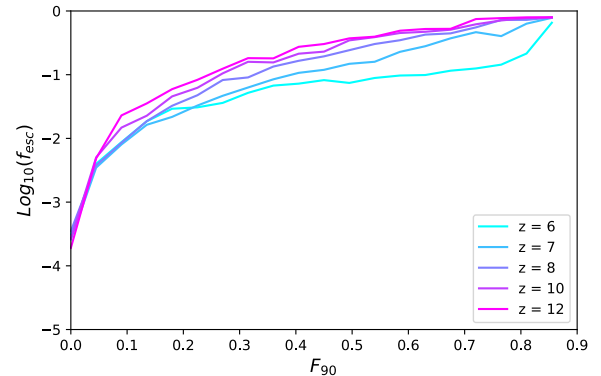
in Fig. 14 shows the distribution stacked over a wide redshift interval. When repeating the same exercise at each redshift independently, we obtain the other histograms shown with color in the plot. These are all mostly consistent with the stacked distribution and there does not seem to be a general trend with redshift. We do note, however, that the lowest redshift curve ( $z = 6$ ) stands out significantly and is biased towards less isotropic sources. It is unclear at this stage whether the lack of significant evolution at  $z > 6$  is due to our limited statistics.

Note that the cumulative distributions in Fig. 14 are generally well described by a function of the form  $d + c/[1 + a \exp(-bF_{90})]$ , with  $c = (1 + a \exp(-0.9b))(1+a)/[a(1 - \exp(-0.9b))]$  and  $d = -c/(1+a)$  so as to reach 0 at  $F_{90} = 0$  and 1 at  $F_{90} = 0.9$ . The black histogram in Fig. 14 is well fit by setting  $a = 71.4$  and  $b = 8.47$  (as shown in the figure with the smooth grey curve). The  $z = 6$  distribution (in blue) is well fit by setting  $a = 188.9$  and  $b = 11.3$ .

The difference between the  $z = 6$  distribution and the others may be due to a dependence of the  $F_{90}$  distribution with halo mass. We show in Fig. 15 the cumulative escaping-luminosity weighted distribution of  $F_{90}$  for haloes with masses in different ranges, combining all redshifts. One sees a clear trend such that more massive haloes are more likely to be less isotropic sources of ionising radiation. More quantitatively, the fraction of escaping ionising radiation coming from sources with  $F_{90} > 2/3$  is  $\sim 2\%$  (resp.  $\sim 19\%$ ,  $\sim 28\%$ ) for haloes with  $2.4 \times 10^9 M_{\odot} < M_{\text{vir}}$  (resp.  $7.3 \times 10^8 M_{\odot} < M_{\text{vir}} < 2.4 \times 10^9 M_{\odot}$ ,  $2.5 \times 10^8 M_{\odot} < M_{\text{vir}} < 7.3 \times 10^8 M_{\odot}$ ). Note that each halo mass range covers roughly 30% global photon budget of reionisation in the simulation. At low values of  $F_{90}$ , the distributions are very similar, so that regardless the halo mass, slightly less than 20% of the ionising radiation emerges from sources with  $F_{90} < 1/3$ . At  $F_{90} > 1/3$ , the more massive haloes deviate from the general trend. For a source to be isotropic, very little neutral gas can exist near young star particles, and small amounts of HI may be present within the virial radius of the halo. We thus interpret the trend of Fig. 15 as being due to the mass-dependent susceptibility of galaxies to SN feedback. Indeed, the most massive haloes are more resistant to SN feedback which is not able to expel the whole of their interstellar medium. Thus there always remains dense neutral gas in these galaxies, which creates large opaque directions. In contrast, the gas content of a small halo may be entirely blown away by SN feedback. In such (relatively



**Figure 15.** Same as Fig. 14 but for haloes with virial masses in different ranges as indicated. The distributions shown here are computed combining all haloes from  $z = 6, 7, 8, 10,$  and  $12$ .



**Figure 16.** Mean of the distribution of  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  as a function of  $F_{90}$  for all haloes from  $z = 6, 7, 8, 10,$  and  $12$  (color-coded).

rare events, the ionising photons can escape in many directions, which produces large values of  $F_{90}$ .

Finally we show the link between the escape fraction and  $F_{90}$  by plotting Fig. 16 the mean of the distribution of  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  as a function of  $F_{90}$  for all haloes from  $z = 6, 7, 8, 10,$  and  $12$ . A clear correlation between  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  and  $F_{90}$  is present, which we already start to see in Fig. 13. Haloes that have a high escape fraction see their photons escaping through more directions. We can also note a redshift dependence. For a given  $F_{90}$  the escape fraction is smaller at low  $z$ . This is because haloes become more massive through reionisation. Thus at low  $z$ , even when photons escape through a large  $F_{90}$ , there is always within a halo a dense region of cold gas with no escape fraction that drives down the overall average escape fraction of the halo.

## 6 CONCLUSIONS

In this study we used the state of the art SPHINX simulations to study the anisotropic escape of ionising photons from the sources of reionisation and what are the potential observational implications. Thanks to its cosmological volume and its high resolution we are able to implement on-the-fly radiative transfer in the ISM for a statistical number of haloes. Even if some caveats remain, such as the size of the box (only 10 cMpc for this study) and a limited number of haloes at the brightest end of our population (only 5 haloes have a magnitude



under -18 and only 17 under -17, which is mostly the magnitude range of our results section 4.4.), this study is one of the first non zoom-in simulations to study the sources of reionisation with such resolution. Here are our main results :

- Looking at the  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  and  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  distributions for all haloes at  $z = 6$  we find in both cases that the median is lower than the average. It implies that in a halo there is more lines-of-sight with  $f_{\text{esc},1\text{D}} < f_{\text{esc},3\text{D}}$  and that in given halo population there is a majority of haloes with  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  lower than the overall average escape fraction of the halo population.

- Similarly to [Cen & Kimm \(2015\)](#) we focus on the observational bias coming from the  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  distributions. We obtain similar results, in order to estimate the average  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  of a group tens of galaxies need to be targeted and a bias of underestimation of  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  is present for a small number of observations. We also find that this bias is due to the distribution of  $f_{\text{esc},3\text{D}}$  among haloes rather than to the distribution of  $f_{\text{esc},1\text{D}}$  for individual haloes and that the statistical error largely dominates overall.

- Focusing on the relation between the UV-magnitude and the escape fraction we find that the brightest haloes tend to have a higher median value of the escape fraction. For dark magnitudes ( $M_{1500,3\text{D}} > -14$ ) this comes from intrinsic physical properties: dark haloes tend to have lower escape fractions because of their weak stellar activity and low feedback. For brighter haloes ( $M_{1500,3\text{D}} < -14$ ) this is mostly due to the fact that when we focus on the brightest haloes we avoid the most extinguished ones, which have very low escape fractions. Thus the median value of the escape fraction increases. We also find that the line-of-sight variations of the effect of dust only have an influence on the escape fraction at very bright magnitude ( $M_{1500,1\text{D}} < -17$ ).

- The previous results have many consequences. For a group of haloes selected on their  $M_{\text{vir}}$  or SFR estimate the average escape fraction of the group using only the brightest haloes (or the brightest directions) lead to an overestimation of  $f_{\text{esc}}$ . For instance selecting only haloes with  $M_{1500,3\text{D}} < -14$  in order to estimate the average escape fraction of haloes with  $M_{\text{vir}} > 6.8 \times 10^8 M_{\odot}$  (which produce 80 % of the escaping ionising radiation at  $z = 6$ ) leads to an overestimation of the average escape fraction of about a factor 1.4. We also find that if we consider a group of  $z = 6$  haloes targeted by 100 mock observations and try to estimate their average escape fraction through the sightlines of the mock observations, the escape fraction will be overestimated if we use sightlines brighter than -16. The value of the overestimation of the escape fraction increases with the magnitude threshold used for the mock observations. When we use only sightlines with  $M_{1500,1\text{D}} < -18$  the overestimation reaches a factor of 1.4.

- Like many previous studies we find that the photons tend to escape in an anisotropic way from haloes, which favors the radiation-bounded nebula with holes scenario concerning the LyC leakage ([Zackrisson et al. 2013](#)). For our more massive range of haloes ( $2 \times 10^9 M_{\odot} < M_{\text{vir}}$ ) the proportion of transparent haloes is smaller than for other mass ranges due to their higher resistance to feedback. The most massive haloes always have some dense optically thick regions and thus it is more difficult for ionising photons to escape through a large solid angle. We also find that the solid angle through which ionising photons escape from haloes increases with  $f_{\text{esc},3\text{D}}$ .

We saw that the physics of the escape fraction is quite complex and that it leads to some bias in the observational estimation of the escape fraction. First the escape fraction varies with direction. Thus observing a halo through one direction does not give complete information concerning the escape of ionising photons. Moreover

the brightest haloes are correlated with the highest escape fraction directions. The main consequence is that the observational estimation of the average escape fraction of a group of high redshift haloes leads to a overestimation of the escape fraction, even with a large number of observations.

## ACKNOWLEDGEMENTS

LABEX LIO, PNCG, ... PRACE, GENCI

## DATA AVAILABILITY

The inclusion of a Data Availability Statement is a requirement for articles published in MNRAS. Data Availability Statements provide a standardised format for readers to understand the availability of data underlying the research results described in the article. The statement may refer to original data generated in the course of the study or to third-party data analysed in the article. The statement should describe and provide means of access, where possible, by linking to the data or providing the required accession numbers for the relevant databases or DOIs.

## REFERENCES

- Atek H., Richard J., Kneib J.-P., Schaerer D., 2018, MNRAS, 479, 5184  
 Aubert D., Pichon C., Colombi S., 2004, MNRAS, 352, 376–398  
 Bouwens R. J., et al., 2015, ApJ, 803  
 Bouwens R. J., Oesch P. A., Illingworth G. D., Ellis R. S., Stefanon M., 2017, ApJ, 843  
 Bouwens R. J., et al., 2021, arXiv e-prints, p. [arXiv:2102.07775](#)  
 Cen R., Kimm T., 2015, ApJL, 451, 2900–2921  
 Collaboration P., 2016, A&A, 594, 2101–2121  
 Collaboration P., 2018, arXiv e-prints, p. [arXiv:1807.06209](#)  
 Dayal P., et al., 2020, MNRAS, 495, 3065–3078  
 Eldridge J. J., Izzard R. G., Tout C. A., 2008, MNRAS, 384, 1109–1118  
 Ellis R. S., et al., 2013, ApJ, 763  
 Fan X., et al., 2001, ApJ, 122, 2833  
 Fan X., et al., 2006, ApJ, 132, 117–136  
 Faucher-Giguère C.-A., 2020, MNRAS, 493, 1614  
 Faucher-Giguère C.-A., Lidz A., Zaldarriaga M., Hernquist L., 2009, ApJ, 703, 1416  
 Federrath C., Klessen R. S., 2012, ApJ, 761, 156  
 Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kingdon J. B., Verner E. M., 1998, PASP, 110, 761–778  
 Garel T., Blaizot J., others people 2021  
 Gnedin N. Y., Kravtsov A. V., Chen H.-W., 2008, ApJ, 672, 765–775  
 Grazian A., et al., 2016, A&A, 585  
 Guillet T., Teyssier R., 2011, Journal of Computational Physics, 230, 4756  
 Gunn J. E., Peterson B. A., 1965, ApJ, 142, 1633  
 Górski K. M., Hivon E., Banday A. J., Wandelt B. D., Hansen F. K., Reinecke M., Bartelmann M., Slyz A., 2005, ApJ, 622  
 Haardt F., Madau P., 2012, ApJ, 746  
 Hahn O., Abel T., 2011, MNRAS, 415, 2101–2121  
 Inoue A. K., Shimizu I., Iwata I., Tanaka M., 2014, MNRAS, 442, 1805–1820  
 Ishigaki M., Kawamata R., Ouchi M., Oguri M., Shimasaku K., Ono Y., 2018, ApJ, 854  
 Iwata I., et al., 2009, ApJ, 585  
 Kakiichi K., Gronke M., 2019  
 Katz H., Kimm T., Sijacki D., Haehnelt M., 2017, MNRAS, 468, 4831  
 Kim J., Krumholz M. R., Wise J. H., Turk M. J., Goldbaum N. J., Abel T., 2013, ApJ, 775, 109–124  
 Kimm T., Cen R., 2014, APJ, 788

- Kimm T., Cen R., Devriendt J., Dubois Y., Slyz A., 2015, *MNRAS*, 451, 2900–2921  
 Kimm T., Katz H., Haehnelt M., Rosdahl J., Devriendt J., Slyz A., 2017, *MNRAS*, 466, 4826–4846  
 Kuhlen M., Faucher-Giguère C.-A., 2012, *MNRAS*, 423, 862–876  
 Kulkarni G., Worseck G., Hennawi J. F., 2019, *MNRAS*, 488, 1035  
 Lewis J. S. W., et al., 2020, *MNRAS*, 496, 4342–4357  
 Livermore R. C., Finkelstein S. L., Lotz J. M., 2017, *ApJ*, 835  
 Ma X., Hopkins P. F., Kasen D., Quataert E., Faucher-Giguère C.-A., Keres D., Murray N., Strom A., 2016, *MNRAS*, 459, 3614–3619  
 Marchi F., et al., 2017, *A&A*, 601  
 Mauerhofer V., Verhamme A., Blaizot J., Garel T., Kimm T., Michel-Dansac L., Rosdahl J., 2021, *A&A*, 646, A80  
 Mostardi R. E., Shapley A. E., Nestor D. B., Steidel C. C., Reddy N. A., Trainor R. F., 2013, *ApJ*, 779  
 Mostardi R. E., Shapley A. E., Steidel C. C., Trainor R. F., Reddy N. A., Siana B., 2015, *ApJ*, 810  
 Nestor D. B., Shapley A. E., Kornei K. A., Steidel C. C., Siana B., 2013, *ApJ*, 765  
 Norman M. L., Chen P., Wise J. H., Xu H., 2018, *ApJ*, 867  
 Oke J. B., Gunn J. E., 1983, *ApJ*, 266, 713  
 Onoue M., et al., 2017, *ApJ*, 847  
 Paardekooper J.-P., Khochfar S., Vecchia C. D., 2015, *MNRAS*, 451, 2544–2563  
 Parsa S., Dunlop J. S., McLure R. J., 2018, *MNRAS*, 474, 2904–2923  
 Robertson B. E., et al., 2013, *ApJ*, 768  
 Rosdahl J., Blaizot J., Aubert D., Stranex T., Teyssier R., 2013, *MNRAS*, 436, 2188–2231  
 Rosdahl J., et al., 2018, *MNRAS*, 479, 994–1016  
 Rosen A., Bregman J. N., 1995, *ApJ*, 440, 634–665  
 Shapley A. E., Steidel C. C., Pettini M., Adelberger K. L., Erb D. K., 2006, *ApJ*, 651, 688  
 Siana B., et al., 2015, *ApJ*, 804  
 Stanway E. R., Eldridge J. J., Becker G. D., 2016, *MNRAS*, 456, 485–499  
 Steidel C. C., Bogosavljević M., Shapley A. E., Reddy N. A., Rudie G. C., Pettini M., Trainor R. F., Strom A. L., 2018, *ApJ*, 869, 123  
 Teyssier R., 2002, *A&A*, 385, 337–364  
 Toro E. F., Spruce M., Speares W., 1994, *Shock waves*, 4, 25  
 Trebitsch M., Blaizot J., Rosdahl J., Devriendt J., Slyz A., 2017, *MNRAS*, 470, 224–239  
 Trebitsch M., et al., 2020, *AA*  
 Tweed D., Devriendt J., Blaizot J., Slyz A., 2009, *A&A*, 506, 647–660  
 Vanzella E., et al., 2010, *ApJ*, 725, 1011–1031  
 Vanzella E., et al., 2018, *MNRAS*, 476  
 Wise J. H., Cen R., 2009, *ApJ*, 693, 984–999  
 Wise J. H., Demchenko V. G., Norman M. T. H. M. L., Turk M. J., Abel T., Smith B. D., 2014, *MNRAS*, 442, 2560–257  
 Xu H., Wise J. H., Norman M. L., Ahn K., O’Shea B. W., 2016, *ApJ*, 833  
 Zackrisson E., Inoue A. K., Jensen H., 2013, *ApJ*, 777

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

## 6.2 Discussion des résultats

Dans cette section nous revenons sur deux aspects concernant les résultats du papier. Dans la section 6.2.1 nous commençons d'abord par approfondir l'étude concernant la relation entre l'effet de la poussière et la fraction d'échappement. Puis section 6.2.2 nous discuterons pour savoir si les résultats que nous avons obtenus à  $z = 6$  sont transposables à  $z = 3$ , où la plupart des observations concernant la fraction d'échappement a lieu.

### 6.2.1 Approfondissement de l'effet de la poussière

Dans la section 3.2 du papier nous avons étudié le lien entre l'extinction due à la poussière et la fraction d'échappement. À l'aide de la figure 7 de l'article nous avons trouvé que les galaxies les plus obscurcies par la poussière avaient une fraction d'échappement médiane plus petite. Ce résultat peut être approfondi, car il dépend en partie de la magnitude. Sur la figure 6.1 nous reproduisons la même figure que la figure 7 du papier mais avec cette fois 3 intervalles distincts de magnitude ( $-13 < M_{1500,3D} < -10$ ,  $-16 < M_{1500,3D} < -13$  et  $-19 < M_{1500,3D} < -16$ ). On s'aperçoit que le résultat principal reste : les lignes de visée avec les plus grandes fractions d'échappement sont issus des halos les moins obscurcis par la poussière.

Cependant pour une valeur de  $f_{esc,1D}$  donnée on s'aperçoit aussi que les halos les plus brillants sont les plus obscurcis. Ce résultat permet d'approfondir le raisonnement concernant la figure 8 du papier. Sur cette figure nous avons trouvé que pour les halos les plus brillants en apparence (avec un  $M_{1500,3D}$  bas) la valeur médiane de  $f_{esc,1D}$  était plus haute. Pour les halos avec  $M_{1500,3D} < -14$  cela venait surtout du fait qu'en sélectionnant les halos les plus brillants en apparence on évitait les halos les plus obscurcis par la poussière, qui ont une fraction d'échappement plus faible. Ce raisonnement reste valable mais est à nuancer compte tenu de la figure 6.1. En effet les halos avec  $M_{1500,3D} < -14$  sont en moyenne plus obscurcis que les halos avec  $M_{1500,3D} > -14$ . Cependant, si l'on compare les halos non pas à l'entière population mais uniquement à des halos de même magnitude intrinsèque ( $M_{1500,3D}^{Int}$ ), on s'aperçoit que les halos avec

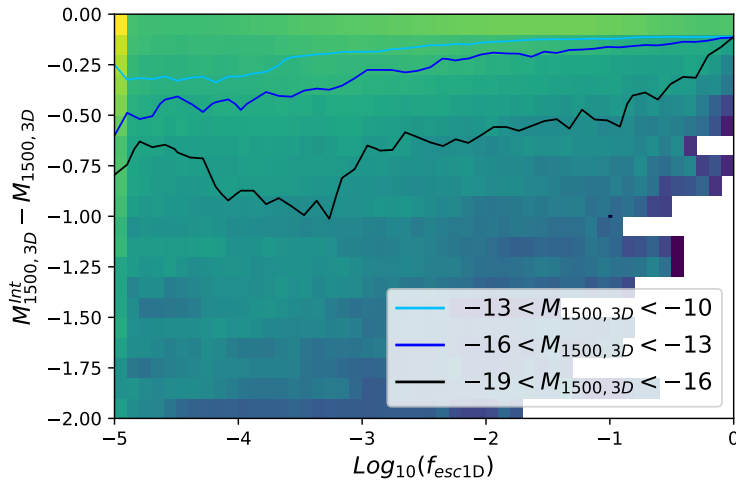


FIGURE 6.1 – Même figure que la figure 7 de l'article mais avec 3 intervalles de magnitude apparente :  $-13 < M_{1500,3D} < -10$  en bleu ciel,  $-16 < M_{1500,3D} < -13$  en bleu et  $-19 < M_{1500,3D} < -16$  en noir. À la différence de la figure 7 du papier nous montrons uniquement la médiane de la distribution de  $M_{1500,3D}^{Int} - M_{1500,3D}$  en fonction de  $f_{esc,1D}$ , par soucis de visibilité.

$M_{1500,3D} < -14$  sont parmi les moins obscurcis alors que les halos avec  $M_{1500,3D} > -14$  sont au niveau de la médiane des halos les plus obscurcis. C'est ce que nous illustrons figure 6.2. Pour réaliser ce graphe nous commençons par sélectionner un halo à  $z = 6$ , que l'on nomme halo A pour simplifier l'explication. Puis on sélectionne tous les halos à  $z = 6$  qui ont la même magnitude intrinsèque que le halo A. Enfin, parmi les halos qui ont la même magnitude intrinsèque que le halo A, on calcule le pourcentage de halo qui sont moins obscurcis que le halo A (et qui ont donc une valeur de  $M_{1500,3D}$  plus brillante). Le calcul de ce pourcentage est répété pour tous les halos à  $z = 6$ . Ce que nous montrons 6.2 c'est la médiane de la distribution du pourcentage calculé en fonction de la valeur de  $M_{1500,3D}$  pour tous les halos à  $z = 6$ . Le résultat est que le pourcentage décroît avec  $M_{1500,3D}$ . Pour un halo avec  $M_{1500,3D} > -14$  on s'aperçoit qu'environ la moitié des halos avec la même magnitude intrinsèque sont moins obscurcis par la poussière. En revanche si l'on considère par exemple un halo avec  $M_{1500,3D} = -17$  seulement 20 % des halos avec la même valeur de  $M_{1500,3D}^{Int}$  sont moins obscurcis.

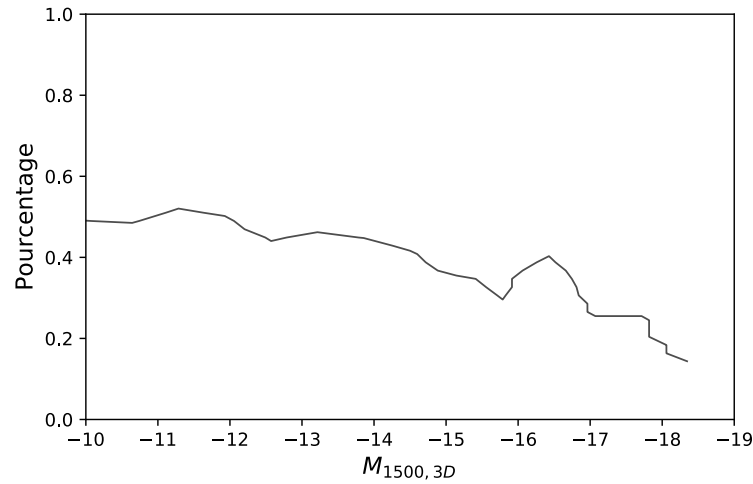


FIGURE 6.2 – Pour chaque halo à  $z = 6$  il a été calculé le pourcentage de halos moins obscurcis parmi les halos avec la même magnitude intrinsèque. Le graphe montre la médiane de la distribution de ce pourcentage en fonction de  $M_{1500,3D}$ .

Ainsi ce qui fait que les halos les plus brillants en apparence ont une fraction d'échappement plus grande ce n'est pas la valeur exacte de leur obscurcissement par la poussière mais le fait que, comparé à des halos de même magnitude intrinsèque, leur obscurcissement est relativement faible.

### 6.2.2 Le résultat est-il applicable aux observations actuelles ?

Dans le papier que nous venons de présenter nous nous intéressons aux conséquences observationnelles concernant la mesure de la fraction d'échappement lorsque que l'on sélectionne les halos les plus brillants, les lignes de visée les plus brillantes ou encore lorsqu'on utilise un nombre réduit de lignes de visée. Notre étude se situe principalement à  $z = 6$ .

Or on rappelle que la détection directe de photons du continuum Lyman (ou photons LyC) est impossible à  $z > 5$  à cause de l'absorption de l'hydrogène neutre (INOUE et al. 2014) et que les estimations de la fraction d'échappement à haut redshift se situe au maximum à  $z \sim 3 - 4$ . Bien que notre étude concernant le papier ait un intérêt théorique il est légitime de se demander si nos résultats sont transposables à  $z \sim 3 - 4$ .

Dans la section 4.3. du papier nous nous sommes intéressés à l'influence du nombre de lignes de visée utilisé pour l'estimation de la fraction d'échappement d'un groupe de galaxies. En comparant nos travaux à ceux de CEN et KIMM 2015 nous avons trouvé des résultats similaires. Dans leur étude CEN et KIMM 2015 se focalise sur des halos situés entre  $6 \leq z \leq 4$ , proche de la limite en redshift des mesures actuelles de photons LyC. Ainsi il s'agit là d'une première indication favorable concernant la validité de nos résultats à plus petit redshift.

De plus, bien que l'étude ait été faite à  $z = 6$ , les résultats des sections 3 et 4 concernant l'influence de la poussière sur la mesure de la fraction d'échappement sont similaires à  $z = 7$  et 8. La relation entre la magnitude et la fraction d'échappement semble donc indépendante du redshift, ce qui là encore va dans le sens d'une validité de nos résultats à plus petits redshifts.

Concernant cette question on peut aussi citer les travaux de KATZ et al. 2020 qui se demandent si les galaxies émettant des photons LyC à  $z \sim 3$  peuvent servir de support pour étudier indirectement les galaxies de l'époque de la réionisation. À l'aide d'une simulation RHD ils étudient pour des galaxies à l'époque de la réionisation les propriétés de différentes raies d'émission (notamment l'oxygène) et leur relation avec la fraction d'échappement afin de voir si l'on retrouve les mêmes propriétés que pour des galaxies émettant des photons LyC et observées à  $z \sim 3$  et  $z \sim 0$ . Dans cette étude ils trouvent que les galaxies observées à  $z \sim 3$  qui ont une faible métallicité et qui émettent des photons LyC sont des bonnes représentations des galaxies à l'époque de la réionisation. Ainsi il n'est pas incohérent de transposer les résultats que nous avons trouvés dans le papier à des observations à plus petit redshift.

Concernant les observations VANZELLA et al. 2016 s'intéressent à une galaxie à  $z = 3.2$  émettant des photons LyC. Ils relèvent que la signature photométrique des raies émises dans l'optique mesurées par le télescope *Spitzer* à  $z \approx 7.5 - 8.5$  (mesurées dans l'infrarouge à l'aide de l'*Infrared Array Camera*) est similaire à ce qu'ils observent pour leur galaxie à  $z = 3.2$ . Cela va donc une nouvelle fois dans le sens de similarités entre les galaxies à l'époque de la réionisation et celles émettant des photons LyC que l'on observe à  $z \approx 3$ . Dans les années à venir on espère que le *James Webb Space Telescope* nous apportera plus d'informations sur les galaxies à  $z > 7$ , permettant d'approfondir la comparaison avec les galaxies

émettant des photons LyC à  $z \sim 3$  à travers l'étude de diverses raies d'émission.

En résumé tout semble indiquer que nos résultats, bien qu'à  $z = 6$ , puissent servir de base pour des observations à  $z \sim 3$  de galaxies émettant des photons LyC.

# Conclusion générale

Cette thèse a eu pour objectif de s'intéresser aux sources de la réionisation à l'aide de SPHINX, une simulation numérique RHD. La réionisation est la dernière grande transition de l'univers et mets en jeu le couplage entre la matière et le rayonnement. Il y a donc de nombreux processus physiques, à différentes échelles, qui sont en jeu durant cette période. L'angle d'étude de cette thèse a été de principalement se focaliser sur la fraction d'échappement des photons ionisants depuis les halos galactiques.

Nous concluons maintenant cette thèse en commençant par résumer les différents résultats obtenus puis en discutant les perspectives et futures études qui peuvent compléter les travaux présentés.

## Conclusion des travaux réalisés

Dans les modèles actuels de la réionisation les galaxies sont généralement perçues comme les sources de la réionisation. Plus particulièrement le rôle des galaxies de faible masse ( $M_{vir} < 10^9 M_\odot$ ), plus nombreuses, est souvent mis en avant. C'est d'ailleurs un des résultats que l'on retrouve dans cette thèse, où 80% du budget de photons ionisants de SPHINX durant la réionisation provient des galaxies avec  $2.1 \times 10^8 M_\odot < M_{vir} < 7.6 \times 10^9 M_\odot$  (et 75 % de halos avec  $M_{vir} < 3 \times 10^9 M_\odot$ ). Lorsque l'on souhaite étudier les sources de la réionisation la fraction d'échappement est un paramètre essentiel puisqu'elle permet, à partir de la luminosité de la source, de quantifier sa participation à la réionisation. Cependant on a pu voir tout au long de cette thèse que la fraction d'échappement d'un halo galactique dépendait de nombreux paramètres et processus physiques : la masse, le redshift, le taux de formation stellaire des galaxies du halo, ...



La haute résolution et la taille de la simulation SPHINX nous ont permis deux approches pour étudier la fraction d'échappement des photons ionisants dans le milieu intergalactique.

#### *Étude de l'ensemble de la population de halos*

La première est une approche statistique où l'on a étudié l'ensemble de la population de halos de SPHINX (qui est de plusieurs milliers). Cela a permis de mettre en avant le fait qu'en dessous d'une certaine masse ( $\approx 3 \times 10^8 M_\odot$ ) ou d'un certain SFR ( $\approx 10^{-2} M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ ) la majorité de la population de halos possède une fraction d'échappement nulle à cause d'un trop faible feedback de la part des jeunes particules stellaires. Dans le cas des faibles SFR la proportion de halos avec une fraction d'échappement nulle augmente avec le redshift car les populations stellaires à grand  $z$  sont plus jeunes et n'ont pas eu le temps de produire assez de SN pour permettre l'échappement de photons ionisants. D'un point de vue de la valeur de la fraction d'échappement on a pu constater, en moyenne, qu'elle était constante quel que soit le régime de masse étudié, avec une valeur de  $F_{esc} \approx 10\%$ . Les halos qui participent le plus à la réionisation ont eux aussi une valeur moyenne de la fraction d'échappement proche des 10 %.

#### *Étude du halo le plus massif*

La deuxième approche consiste à se focaliser sur l'étude d'un halo pour mieux comprendre les processus physiques responsables de l'échappement des photons ionisants depuis les halos. Dans cette thèse nous avons étudié le halo le plus massif de la simulation. Cela a permis de mettre en avant l'aspect cyclique de la fraction d'échappement, en lien avec le cycle de formation stellaire du halo. Lorsque que le halo devient massif l'amplitude de variation de la fraction d'échappement diminue car le halo connaît constamment une formation stellaire importante, ce qui empêche  $F_{esc}$  d'atteindre des valeurs importantes. Concernant l'échappement de photons ionisants ce sont les SN qui en sont le moteur et dictent la valeur de la fraction d'échappement. Leur explosion permet

en effet d'expulser et d'ioniser facilement le gaz dense environnant les particules stellaires, ce qui est nécessaire à l'échappement des photons ionisants.

### *Géométrie de la fraction d'échappement*

Dans la dernière partie de cette thèse nous nous sommes concentrés sur la géométrie de la fraction d'échappement, qui est anisotropique. L'objectif principal était de pouvoir faire un lien théorique avec la mesure observationnelle de la fraction d'échappement. Pour cela nous avons donc aussi étudié la magnitude des halos. Le résultat principal est que le fait de sélectionner les galaxies les plus brillantes d'une population amène une surestimation de la fraction d'échappement moyenne de la population de galaxies à cause de la corrélation entre les galaxies brillantes (en prenant en compte l'effet de la poussière) et les galaxies avec une fraction d'échappement élevée. De plus la variation de la fraction d'échappement selon la direction observée fait qu'il est nécessaire de recueillir au moins  $\approx 100$  mesures de fraction d'échappement d'un groupe de galaxies si l'on veut estimer précisément la valeur moyenne de la fraction d'échappement du groupe de galaxies. La principale conséquence est, au delà de la pure difficulté technique de la mesure de la fraction d'échappement des photons ionisants (qui est même impossible à  $z > 5$ ), que cette mesure est biaisée.

## **Perspectives**

L'étude des sources de la réionisation dans SPHINX faite dans cette thèse ne permet évidemment pas une lecture complète de cette époque ni même de ses sources. Afin de compléter le travail présenté ici quelques perspectives peuvent être envisagées.

### *Étude des halos plus massifs et SPHINX20*

L'une des limites de la simulation SPHINX, et donc des travaux présentés dans cette thèse, est le volume de la simulation étudiée (10 cMpc). La consé-

quence principale de ce volume est la faible représentation des halos les plus massifs de l'époque de la réionisation (aucun halo avec  $M_{vir} > 10^{11} M_{\odot}$ ). Dans chacun des chapitres de la deuxième partie de cette thèse ce manque de halos dans le régime des grandes masses nous a fait défaut. Dans le chapitre 4 le faible rôle des halos les plus massifs de la simulation est peut-être partiellement dû à leur sous-représentation dans SPHINX. Dans le chapitre 5, la diminution de l'amplitude des pics de la fraction d'échappement intervient en particulier pour  $M_{vir} > 10^{10} M_{\odot}$ . Il aurait donc été intéressant d'avoir plus de halos dans ce régime afin de pouvoir faire une étude statistique uniquement avec des halos plus massifs que  $10^{10} M_{\odot}$ . Enfin, dans le chapitre 6, certains de nos résultats apparaissent à des magnitudes brillantes où nous avons peu de halo ( $M_{1500,3D} < -17$ ). Là encore, afin de palier ce problème et d'avoir plus de halos avec des magnitudes actuellement observables, il aurait été intéressant d'avoir plus de halos massifs (qui sont généralement plus brillants).

L'un des futurs projets qui devrait résoudre en partie ces problèmes est l'analyse de SPHINX20, qui possède des halos plus massifs. L'avantage est qu'il s'agit d'une simulation très similaire, ce qui facilite donc la comparaison (on rappelle que SPHINX20 utilise une nouvelle version du modèle de distribution spectrale d'énergie, et n'est donc pas identique à SPHINX10). Ainsi, si des analyses similaires à celles qui ont été conduites dans cette thèse conduisent à des résultats différents dans le cas de SPHINX20, il y aura une grande probabilité pour que cela provienne de la présence de halos plus massifs et non d'une quelconque différence entre les simulations.

#### *Améliorer la connaissance des sources de la réionisation par les observations*

Une autre perspective envisageable, qui n'est pas la suite directe de cette thèse mais s'inscrit dans sa continuité, est l'amélioration de la connaissance des sources de la réionisation par les observations. Comme nous l'avons vu lors de l'introduction les observations permettent de mieux en mieux contraindre l'époque de la réionisation et de connaître ses sources.

Dans cette optique l'amélioration constante des mesures observationnelles

ne peut être qu'espérer. De manière plus précise, une grande attente est présente autour des futurs résultats du *James Webb Space Telescope*, qui devrait permettre d'améliorer la connaissance des galaxies peu lumineuses, dont le rôle est crucial durant la réionisation. De plus, comme nous l'avons vu lors du chapitre 6, la comparaison de ses résultats avec ceux issus d'observations à plus faible redshift peut nous aider à savoir si les galaxies émettant des photons LyC à  $z \sim 3$  sont de bons analogues aux galaxies de l'époque de la réionisation.



# Bibliographie

- <sup>1</sup>T. ABEL, G. L. BRYAN et M. L. NORMAN, « The Formation of the First Star in the Universe », *Science* **259**, 93-98 (2002).
- <sup>2</sup>H. ATEK, J. RICHARD, J.-P. KNEIB, M. JAUZAC, D. SCHAEERER, B. C. and Marceau LIMOUSIN, E. JULLO, P. NATARAJAN, E. EGAMI et H. EBELING, « New Constraints on the Faint End of the UV Luminosity Function at  $z \sim 7-8$  Using the Gravitational Lensing of the Hubble Frontier Fields Cluster A2744 », *ApJ* **800** (2015).
- <sup>3</sup>H. ATEK, J. RICHARD, J.-P. KNEIB et D. SCHAEERER, « The extreme faint end of the UV luminosity function at  $z \sim 6$  through gravitational telescopes : a comprehensive assessment of strong lensing uncertainties », *MNRAS* **479**, 5184-5195 (2018).
- <sup>4</sup>D. AUBERT, C. PICHON et S. COLOMBI, « The origin and implications of dark matter anisotropic cosmic infall on  $L_{\star}$  haloes », *MNRAS* **352**, 376-398 (2004).
- <sup>5</sup>D. AUBERT et R. TEYSSIER, « A radiative transfer scheme for cosmological reionization based on a local Eddington tensor », *MNRAS* **387**, 295-307 (2008).
- <sup>6</sup>M. J. BERGER et P. COLELLA, « Local Adaptive Mesh Refinement for Shock Hydrodynamics », *Journal of Computational Physics* **82**, 64-84 (1989).
- <sup>7</sup>M. J. BERGER et J. OLIGER, « Adaptive Mesh Refinement for Hyperbolic Partial Differential Equations », *Journal of Computational Physics* **82**, 484-512 (1984).
- <sup>8</sup>S. BONAZZOLA, J. HEYVAERTS, E. FALGARONE, M. PERAULT et J. PUGET, « Jeans collapse in a turbulent medium », *AA* **172**, p.293-298 (1987).
- <sup>9</sup>R. J. BOUWENS, G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH, J. CARUANA, B. HOLWERDA, R. SMIT et S. WILKINS, « Reionization After Planck : The Derived Growth of the Cosmic Ionizing Emissivity Now Matches the Growth of the Galaxy UV Luminosity Density », *ApJ* **811**, 18 (2015).

- <sup>10</sup>R. J. BOUWENS, G. D. ILLINGWORTH, P. A. OESCH, M. TRENTI, I. LABBÉ, L. BRADLEY, M. CAROLLO, P. van DOKKUM, V. GONZALEZ, B. HOLWERDA, M. FRANX, L. SPITLER, R. SMIT et D. MAGEE, « UV luminosity functions at redshift  $z \sim 4$  to  $z \sim 10$ : 10,000 galaxies from HST legacy fields », *ApJ* **803** (2015).
- <sup>11</sup>R. J. BOUWENS, P. A. OESCH, G. D. ILLINGWORTH, R. S. ELLIS et M. STEFANON, « The  $z \sim 6$  Luminosity Function Fainter than -15 mag from the Hubble Frontier Fields : The Impact of Magnification Uncertainties », *ApJ* **843** (2017).
- <sup>12</sup>R. J. BOUWENS, P. A. OESCH, M. STEFANON, G. ILLINGWORTH, I. LABBE, N. REDDY, H. ATEK, M. MONTES, R. NAIDU, T. NANAYAKKARA, E. NELSON et S. WILKINS, « New Determinations of the UV Luminosity Functions from  $z \sim 9$  to  $z \sim 2$  show a remarkable consistency with halo growth and a constant star formation efficiency », arXiv e-prints, arXiv :2102.07775, arXiv :2102.07775 (2021).
- <sup>13</sup>G. BRUZUAL et S. CHARLOT, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *MNRAS* **344**, 1000-1028 (2003).
- <sup>14</sup>G. L. BRYAN, M. L. NORMAN, B. W. O'SHEA, T. ABEL, J. H. WISE, M. J. TURK, D. R. REYNOLDS, D. C. COLLINS, P. WANG, S. W. SKILLMAN, B. SMITH, R. P. HARKNESS et J. B. ..., « ENZO : An Adaptive Mesh Refinement Code for Astrophysics », *The Astrophysical Journal Supplement Series* **211**, 52 (2014).
- <sup>15</sup>R. CEN et T. KIMM, « Quantifying distributions of the Lyman continuum escape fraction », *ApJL* **451**, 2900-2921 (2015).
- <sup>16</sup>P. COLLABORATION, « Planck 2015 results », *A&A* **594**, 2101-2121 (2016).
- <sup>17</sup>P. COLLABORATION, « Planck2018results.VI.Cosmological parameters. », arXiv e-prints, arXiv :1807.06209 (2018).
- <sup>18</sup>B. COMMERCON, V. DEBOUT et R. TEYSSIER, « A fast, robust, and simple implicit method for adaptive time-stepping on adaptive mesh-refinement grids », *A&A* **563** (2014).
- <sup>19</sup>N. de CONDORCET, « Discours prononcé à l'Assemblée Nationale au nom de l'Académie des Sciences à la séance du 12 juin 1790 », in *Œuvres de Condorcet*, t. 1, sous la dir. d'A. O'CONNOR et F. ARAGO (Firmin Didot Frères, Paris, 1847), p. 508-511.
- <sup>20</sup>P. DAYAL, M. VOLONTERI, T. R. CHOUDHURY, R. SCHNEIDER, M. TREBITSCH, N. Y. GNEDIN, H. ATEK, M. HIRSCHMANN et A. REINES, « Reionization with galaxies and active galactic nuclei », *MNRAS* **495**, 3065-3078 (2020).
- <sup>21</sup>Y. DUBOIS et R. TEYSSIER, « On the onset of galactic winds in quiescent star forming galaxies », *AA* **477**, 79-94 (2008).
- <sup>22</sup>A. EINSTEIN, H. A. LORENTZ, H. MINKOWSKI et H. WEYL, *The Principle of Relativity* (Methuen, London, 1923).

- <sup>23</sup>J. J. ELDRIDGE, R. G. IZZARD et C. A. TOUT, « The effect of massive binaries on stellar populations and supernova progenitors », *MNRAS* **384**, 1109-1118 (2008).
- <sup>24</sup>R. S. ELLIS, R. J. MCLURE, J. S. DUNLOP, B. E. ROBERTSON, Y. ONO, M. A. SCHENKER, A. KOEKEMOER, R. A. A. BOWLER, M. O. IAND ALEXANDER B. ROGERS, E. CURTIS-LAKE, E. SCHNEIDER, S. CHARLOT, D. P. STARK, S. R. FURLANETTO et M. CIRASUOLO, « The abundance of star-forming galaxies in the redshift range 8.5–12 : new results from the 2012 Hubble ultra deep field campaign », *ApJ* **763** (2013).
- <sup>25</sup>X. FAN, V. K. NARAYANAN, R. LUPTON, M. A. STRAUSS, G. R. KNAPP, R. H. BECKER, R. L. WHITE, L. PENTERICCI, S. K. LEGGETT, Z. HAIMAN, J. E. GUNN, E. IVEZIĆ, D. P. SCHNEIDER, S. F. ANDERSON, J. B. NETA, A. BAHCALL, A. J. CONNOLLY, I. CSABAI, M. DOI, M. FUKUGITA, T. GEBALLE, E. K. GREBEL, D. HARBECK, G. HENNESSY, D. Q. LAMB, G. MIKNAITIS, J. A. MUNN, R. NICHOL, S. OKAMURA, J. R. PIER, F. PRADA, G. T. RICHARDS, A. SZALAY et D. G. YORK, « A survey of  $z > 5.8$  quasars in the Sloan Digital Sky Survey. I. Discovery of three new quasars and the spatial density of luminous quasars at  $z \sim 6$  », *ApJ* **122**, 2833-2849 (2001).
- <sup>26</sup>X. FAN, M. A. STRAUSS, R. H. BECKER, R. L. WHITE, J. E. GUNN, G. R. KNAPP, G. T. RICHARDS, D. P. SCHNEIDER, J. BRINKMANN et M. FUKUGITA, « Constraining the evolution of the ionizing background and the epoch of reionization with  $z \sim 6$  quasars. II. a sample of 19 quasars », *ApJ* **132**, 117-136 (2006).
- <sup>27</sup>C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, « A cosmic UV/X-ray background model update », *MNRAS* **493**, 1614-1632 (2020).
- <sup>28</sup>C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, A. LIDZ, M. ZALDARRIAGA et L. HERNQUIST, « A New Calculation of the Ionizing Background Spectrum and the Effects of He II Reionization », *ApJ* **703**, 1416-1443 (2009).
- <sup>29</sup>C. FEDERRATH et R. S. KLESSEN, « The star formation rate of turbulent magnetized clouds : comparing theory, simulations, and observations », *ApJ* **761**, 156-188 (2012).
- <sup>30</sup>G. J. FERLAND, K. T. KORISTA, D. A. VERNER, J. W. FERGUSON, J. B. KINGDON et E. M. VERNER, « CLOUDY 90 : Numerical simulation of plasmas and their spectra », *PASP* **110**, 761-778 (1998).
- <sup>31</sup>K. FINLATOR, L. KEATING, B. D. OPPENHEIMER, R. DAVÉ et E. ZACKRISSON, « Reionization in Technicolor », *MNRAS* **480**, 2628-2649 (2018).
- <sup>32</sup>T. J. FLETCHER, M. TANG, B. E. ROBERTSON, K. NAKAJIMA, R. S. ELLIS, D. P. STARK et A. INOUE, « The Lyman continuum escape survey : ionizing radiation from [O III]-strong sources at a redshift of 3.1 », *ApJ* **878** (2019).



- <sup>33</sup>R. GINGOLD et J. MONAGHAN, « Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars », *MNRAS* **181**, 375-389 (1977).
- <sup>34</sup>N. Y. GNEDIN et T. ABEL, « Multi-dimensional cosmological radiative transfer with a Variable Eddington Tensor formalism », *New Astronomy* **6**, p. 437-455 (2001).
- <sup>35</sup>N. Y. GNEDIN et A. A. KAUROV, « COSMIC REIONIZATION ON COMPUTERS. II. REIONIZATION HISTORY AND ITS BACK-REACTION ON EARLY GALAXIES », *ApJ* **30**, 793 (2014).
- <sup>36</sup>N. Y. GNEDIN, A. V. KRAVTSOV et H.-W. CHEN, « Escape of ionizing radiation from high-redshift galaxies », *ApJ* **672**, 765-775 (2008).
- <sup>37</sup>K. M. GÓRSKI, E. HIVON, A. J. BANDAY, B. D. WANDEL, F. K. HANSEN, M. REINECKE, M. BARTELMANN et A. SLYZ, « HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere », *ApJ* **622** (2005).
- <sup>38</sup>A. GRAZIAN, E. GIALLONGO, R. GERBASI, F. FIORE, A. F. abd O. LE FÈVRE, L. PENTERICCI, E. VANZELLA, G. ZAMORANI, P. CASSATA, B. GARILLI, V. L. BRUN, D. MACCAGNI, L. A. M. TASCA, R. THOMAS, E. ZUCCA, R. AMORÍN, S. BARDELLI, L. P. CASSARÀ, M. CASTELLANO, A. CIMATTI, O. CUCCIATI, A. DURKALEC, M. GIAVALISCO, N. P. HATHI, O. ILBERT, B. C. LEMAUX, S. PALTANI, B. RIBEIRO, D. SCHAEERER, M. SCODEGGIO, V. SOMMARIVA, M. TALIA, L. TRESSE, D. VERGANI, A. BONCHI, K. BOUTSIA, P. CAPAK, S. CHARLOT, T. CONTINI, S. de la TORRE, J. DUNLOP, S. FOTOPOULOU, L. GUAITA, A. KOEKEMOER, C. LÓPEZ-SANJUAN, Y. MELLIER, E. MERLIN, D. PARIS, J. PFORR, S. PILO, P. SANTINI, N. SCOVILLE, Y. TANIGUCHI et P. W. WANG, « The Lyman continuum escape fraction of galaxies at  $z = 3.3$  in the VUDS-LBC/COSMOS field », *A&A* **585** (2016).
- <sup>39</sup>T. GUILLET et R. TEYSSIER, « A simple multigrid scheme for solving the Poisson equation with arbitrary domain boundaries », *Journal of Computational Physics* **230**, 4756-4771 (2011).
- <sup>40</sup>J. E. GUNN et B. A. PETERSON, « On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space », *ApJ* **142**, 1633-1636 (1965).
- <sup>41</sup>F. HAARDT et P. MADAU, « Radiative transfer in a clumpy universe. IV. new synthesis models of the cosmic UV/X-RAY background », *ApJ* **746** (2012).
- <sup>42</sup>O. HAHN et T. ABEL, « Multi-scale initial conditions for cosmological simulations », *MNRAS* **415**, 2101-2121 (2011).
- <sup>43</sup>A. HARTEN, P. D. LAX et B. van LEER, « On Upstream Differencing and Godunov-Type Schemes for Hyperbolic Conservation Laws », *SIAM Review* **25** (1983).

- <sup>44</sup>B. HARTLEY et M. RICOTTI, « Modelling reionization in a bursty universe », *MNRAS* **462**, 1164-1179 (2016).
- <sup>45</sup>R. W. HOCKNEY et J. W. EASTWOOD, « Computer Simulation Using Particles », New York : McGraw-Hill, 35-36 (1981).
- <sup>46</sup>I. T. ILIEV, G. MELLEMA, K. AHN, P. R. SHAPIRO, Y. MAO et U.-L. PEN, « Simulating cosmic reionization : how large a volume is large enough ? », *MNRAS* **439**, 725-743 (2014).
- <sup>47</sup>A. K. INOUE, K. HASEGAWA, T. ISHIYAMA, H. YAJIMA, I. SHIMIZU, M. UMEMURA, A. KONNO, Y. HARIKANE, T. SHIBUYA, M. OUCHI, K. SHIMASAKU, Y. ONO, H. KUSAKABE, R. HIGUCHI et C.-H. LEE, « SILVERRUSH. VI. A simulation of Ly emitters in the reionization epoch and a comparison with Subaru Hyper Suprime-Cam survey early data », *the Astronomical Society of Japan* **70** (2018).
- <sup>48</sup>A. K. INOUE, I. SHIMIZU, I. IWATA et M. TANAKA, « An updated analytic model for attenuation by the intergalactic medium », *MNRAS* **442**, 1805-1820 (2014).
- <sup>49</sup>M. ISHIGAKI, R. KAWAMATA, M. OUCHI, M. OGURI, K. SHIMASAKU et Y. ONO, « Full-data Results of Hubble Frontier Fields : UV Luminosity Functions at  $z$  6-10 and a Consistent Picture of Cosmic Reionization », *ApJ* **854** (2018).
- <sup>50</sup>I. IWATA, A. K. INOUE, Y. MATSUDA, H. FURUSAWA, T. HAYASHINO, K. KOUSAI, M. AKIYAMA, T. YAMADA, D. BURGARELLA et J.-M. DEHARVENG, « Detections of Lyman continuum from star-forming galaxies at  $z$  3 through SUBARU/SUPRIME-CAM narrow-band imaging », *ApJ* **585** (2009).
- <sup>51</sup>K. KAKIICHI et M. GRONKE, « Lyman Radiation Hydrodynamics of Turbulent HII Regions in Molecular Clouds : A Physical Origin of LyC Leakage and the Associated Ly Spectra », (2019).
- <sup>52</sup>H. KATZ, D. ĎUROVČÍKOVÁ, T. KIMM, J. ROSDAHL, J. BLAIZOT, M. G. HAEHNELT, J. DEVRIENDT, A. SLYZ, R. ELLIS et N. LAPORTE, « New methods for identifying Lyman continuum leakers and reionization-epoch analogues », *MNRAS* **498**, 164-180 (2020).
- <sup>53</sup>H. KATZ, T. KIMM, M. HAEHNELT, D. SIJACKI, J. ROSDAHL et J. BLAIZOT, « Tracing the sources of reionization in cosmological radiation hydrodynamics simulations », *MNRAS* **483**, 1029-1041 (2019).
- <sup>54</sup>H. KATZ, T. KIMM, D. SIJACKI et M. HAEHNELT, « Interpreting ALMA observations of the ISM during the epoch of reionization », *MNRAS* **468**, 4831-4861 (2017).

- <sup>55</sup>H. KATZ, T. KIMM, M. HAEHNELT, D. SIJACKI, J. ROSDAHL et J. BLAIZOT, « A Census of the LyC photons that form the UV background during reionization », *MNRAS* **478**, 4986-5005 (2018).
- <sup>56</sup>H. KATZ, M. RAMSOY, J. ROSDAHL, T. KIMM, J. BLAIZOT, M. HAEHNELT, L. MICHEL-DANSAC, T. GAREL, C. LAIGLE, J. DEVRIENDT et A. SLYZ, « How to quench a dwarf galaxy : the impact of inhomogeneous reionization on dwarf galaxies and cosmic filaments », *MNRAS* **000**, 1-21 (2019).
- <sup>57</sup>J. KIM, M. R. KRUMHOLZ, J. H. WISE, M. J. TURK, N. J. GOLDBAUM et T. ABEL, « Dwarf galaxies with ionizing radiation feedback. I. escape of ionizing photons », *ApJ* **775**, 109-124 (2013).
- <sup>58</sup>T. KIMM, J. BLAIZOT, T. GAREL, L. MICHEL-DANSAC, H. KATZ, J. ROSDAHL, A. VERHAMME et M. HAEHNELT, « Understanding the escape of LyC and Ly photons from turbulent clouds », *MNRAS* **486**, 2215-2237 (2019).
- <sup>59</sup>T. KIMM et R. CEN, « Escape fraction of ionizing photons during reionization : effects due to supernova feedback and runaway OB stars », *ApJ* **788** (2014).
- <sup>60</sup>T. KIMM, R. CEN, J. DEVRIENDT, Y. DUBOIS et A. SLYZ, « Towards simulating star formation in turbulent high-z galaxies with mechanical supernova feedback », *MNRAS* **451**, 2900-2921 (2015).
- <sup>61</sup>T. KIMM, H. KATZ, M. HAEHNELT, J. ROSDAHL, J. DEVRIENDT et A. SLYZ, « Feedback-regulated star formation and escape of LyC photons from mini-haloes during reionization », *MNRAS* **466**, 4826-4846 (2017).
- <sup>62</sup>D. E. KNUTH, « Finite semifields and projective planes », thèse de doct. (California Institute of Technology, 1963).
- <sup>63</sup>P. KROUPA, « On the variation of the initial mass function », *MNRAS* **322**, 231-246 (2001).
- <sup>64</sup>M. KUHLN et C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, « Concordance models of reionization : implications for faint galaxies and escape fraction evolution », *MNRAS* **423**, 862-876 (2012).
- <sup>65</sup>G. KULKARNI, G. WORSECK et J. F. HENNAWI, *MNRAS* **488**, 1035-1065 (2019).
- <sup>66</sup>D. C. LEVERMORE, « Relating Eddington factors to flux limiters », *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer* **31**, 149-160 (1984).
- <sup>67</sup>J. S. W. LEWIS, P. OCVIRK, D. AUBERT, J. G. SORCE, P. R. SHAPIRO, N. DEPARIS, T. DAWOODBHOY, R. TEYSSIER, G. YEPES, S. GOTTLÖBER, K. AHN, I. T. ILIEV et J. CHARDIN, « Galactic ionizing photon budget during the epoch of reionization in the Cosmic Dawn II simulation », *MNRAS* **496**, 4342-4357 (2020).
- <sup>68</sup>R. C. LIVERMORE, S. L. FINKELSTEIN et J. M. LOTZ, « Directly observing the galaxies likely responsible for reionization », *ApJ* **835** (2017).

- <sup>69</sup>L. B. LUCÏ, « A numerical approach to the testing of the fission hypothesis », *ApJ* **82** (1977).
- <sup>70</sup>X. MA, P. F. HOPKINS, D. KASEN, E. QUATAERT, C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, D. KERES, N. MURRAY et A. STROM, « Binary stars can provide the ‘missing photons’ needed for reionization », *MNRAS* **459**, 3614-3619 (2016).
- <sup>71</sup>X. MA, D. KASEN, P. F. HOPKINS, C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, E. QUATAERT, D. KERES et N. MURRAY, « The difficulty of getting high escape fractions of ionizing photons from high-redshift galaxies : a view from the FIRE cosmological simulations », *MNRAS* **453**, 960-975 (2015).
- <sup>72</sup>X. MA, E. QUATAERT, P. F. HOPKINS, C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, E. QUATAERT et D. KERES, « No missing photons for reionization : moderate ionizing photon escape fractions from the FIRE-2 simulations », *MNRAS* **498**, 2001-2017 (2020).
- <sup>73</sup>P. MADAU, F. HAARDT et M. J. REES, « Radiative Transfer in a Clumpy Universe. III. The Nature of Cosmological Ionizing Sources », *ApJ* **514**, 648-659 (1999).
- <sup>74</sup>F. MARCHI, L. PENTERICCI, L. GUAITA, B. RIBEIRO, M. CASTELLANO, D. SCHAEERER, N. P. HATHI, B. C. LEMAUX, A. GRAZIAN, O. L. FÈVRE, B. GARILLI, D. MACCAGNI, R. AMORIN, S. BARDELLI, P. CASSATA, A. FONTANA, A. M. KOEKEMOER, V. L. BRUN, L. A. M. TASCA, R. THOMAS, E. VANZELLA, G. ZAMORANI et E. ZUCCA, « New constraints on the average escape fraction of Lyman continuum radiation in  $z \approx 4$  galaxies from the VIMOS Ultra Deep Survey (VUDS) », *A&A* **601** (2017).
- <sup>75</sup>F. MARCHI, L. PENTERICCI, L. GUAITA, D. SCHAEERER, A. VERHAMME, M. CASTELLANO, B. RIBEIRO, B. GARILLI, O. L. FÈVRE, R. AMORIN, S. BARDELLI, P. CASSATA, A. DURKALEC, A. GRAZIAN, N. P. HATHI, B. C. LEMAUX, D. MACCAGNI, E. VANZELLA et E. ZUCCA, « Ly-Lyman continuum connection in  $3.5 < z < 4.3$  star-forming galaxies from the VUDS survey », *A&A* **614** (2018).
- <sup>76</sup>V. MAUERHOFER, A. VERHAMME, J. BLAIZOT, T. GAREL, T. KIMM, L. MICHEL-DANSAC et J. ROSDAHL, « UV absorption lines and their potential for tracing the Lyman continuum escape fraction », *A&A* **646**, A80, A80 (2021).
- <sup>77</sup>L. MICHEL-DANSAC, J. BLAIZOT, T. GAREL, A. VERHAMME, T. KIMM et M. TREBITSCH, « RASCAS : RAdiation SCattering in Astrophysical Simulations », *A&A* **635** (2020).
- <sup>78</sup>D. MIHALAS et B. W. MIHALAS, « Foundations of radiation hydrodynamics », Oxford University Press, 731 (1984).
- <sup>79</sup>R. E. MOSTARDI, A. E. SHAPLEY, D. B. NESTOR, C. C. STEIDEL, N. A. REDDY et R. F. TRAINOR, « Narrowband Lyman-continuum imaging of galaxies at  $z \approx 2.85$  », *ApJ* **779** (2013).

- <sup>80</sup>R. E. MOSTARDI, A. E. SHAPLEY, C. C. STEIDEL, R. F. TRAINOR, N. A. REDDY et B. SIANA, « A high-resolution Hubble space telescope study of apparent Lyman continuum leakers at  $z \sim 3$  », *ApJ* **810** (2015).
- <sup>81</sup>D. B. NESTOR, A. E. SHAPLEY, K. A. KORNEI, C. C. STEIDEL et B. SIANA, « A refined estimate of the ionizing emissivity from galaxies at  $z \sim 3$ : spectroscopic follow-up in the SSA22a field », *ApJ* **765** (2013).
- <sup>82</sup>D. B. NESTOR, A. E. SHAPLEY, C. C. STEIDEL et B. SIANA, « Narrowband imaging of escaping Lyman-continuum emission in the SSA22 field », *ApJ* **736** (2011).
- <sup>83</sup>P. NOM, *Titre du rapport technique*, rapp. tech. (Institution où le rapport a vu le jour, 2012).
- <sup>84</sup>M. L. NORMAN, P. CHEN, J. H. WISE et H. XU, « Fully Coupled Simulation of Cosmic Reionization. III. Stochastic Early Reionization by the Smallest Galaxies », *APJ* **867** (2018).
- <sup>85</sup>P. OCVIRK, D. AUBERT, J. G. SORCE, P. R. SHAPIRO, N. DEPARIS, T. DAWOODBHOY, J. LEWIS, R. TESSIER, G. YEPES, S. GOTTLÖBER, K. AHN, I. T. ILIEV et Y. HOFFMAN, « Cosmic Dawn II (CoDa II) : a new radiation-hydrodynamics simulation of the self-consistent coupling of galaxy formation and reionization », *MNRAS* **496**, 4087-4107 (2020).
- <sup>86</sup>P. OCVIRK, N. GILLET, P. R. SHAPIRO, D. AUBERT, I. T. ILIEV, R. TEYSSIER, G. YEPES, J.-H. CHOI, D. SULLIVAN, A. KNEBE, S. GOTTLÖBER, A. D'ALOSIO, H. PARK, Y. HOFFMAN et T. STRANEX, « Cosmic Dawn (CoDa) : the first radiation-hydrodynamics simulation of reionization and galaxy formation in the Local Universe », *MNRAS* **463**, 1462-1485 (2016).
- <sup>87</sup>T. OKAMOTO, L. GAO et T. THEUNS, « Mass loss of galaxies due to an ultraviolet background », *MNRAS* **390**, 920-928 (2008).
- <sup>88</sup>J. B. OKE et J. E. GUNN, « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry », *ApJ* **266**, 713-717 (1983).
- <sup>89</sup>Y. ONO, M. OUCHI, Y. HARIKANE, J. TOSHIKAWA, M. RAUCH, S. YUMA, M. SAWICKI, T. SHIBUYA, K. SHIMASAKU, M. OGURI, C. WILLOTT, M. AKHLAGHI et M. AKIYAMA, « Great Optically Luminous Dropout Research Using Subaru HSC (GOLDRUSH). I. UV luminosity functions at  $z \sim 4-7$  derived with the half-million dropouts on the 100 deg<sup>2</sup> sky », *ASJ*, 29 (2018).
- <sup>90</sup>M. ONOUE, N. KASHIKAWA, C. J. WILLOTT, P. HIBON, M. IM, H. FURUSAWA, Y. HARIKANE, M. IMANISHI et S. ISHIKAWA, « Minor Contribution of Quasars to Ionizing Photon Budget at  $z \sim 6$  : Update on Quasar Luminosity Function at the Faint End with Subaru/Suprime-Cam », *ApJ* **847** (2017).

- <sup>91</sup>M. OUCHI, Y. HARIKANE, T. SHIBUYA, K. SHIMASAKU, Y. TANIGUCHI, A. KONNO, M. KOBAYASHI, M. KAJISAWA, T. NAGAO, Y. ONO, A. K. INOUE, M. UMEMURA, M. MORI, K. HASEGAWA, R. HIGUCHI, Y. KOMIYAMA, Y. MATSUDA, K. NAKAJIMA, T. SAITO et S.-Y. WANG, « Systematic Identification of LAEs for Visible Exploration and Reionization Research Using Subaru HSC (SILVERRUSH). I. Program strategy and clustering properties of  $\sim 2000$  Ly emitters at  $z = 6-7$  over the  $0.3-0.5 \text{ Gpc}^2$  survey area », the Astronomical Society of Japan **70** (2018).
- <sup>92</sup>J.-P. PAARDEKOOPEL, S. KHOCHFAR et C. D. VECCHIA, « The First Billion Years project : the escape fraction of ionizing photons in the epoch of reionization », MNRAS **451**, 2544-2563 (2015).
- <sup>93</sup>S. PARSA, J. S. DUNLOP et R. J. MCLURE, « No evidence for a significant AGN contribution to cosmic hydrogen reionization », MNRAS **474**, 2904-2923 (2018).
- <sup>94</sup>S. PERLMUTTER, G. ALDERING, G. GOLDHABER, R. A. KNOP, P. NUGENT, P. G. CASTRO, S. DEUSTUA, S. FABBRO, A. GOOBAR, D. E. GROOM, I. M. HOOK, A. G. KIM et M. Y. KIM, « Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae », ApJ **517**, 565-586 (1999).
- <sup>95</sup>M. PETKOVA et V. SPRINGEL, « An implementation of radiative transfer in the cosmological simulation code GADGET », MNRAS **396**, 1383-1403 (2009).
- <sup>96</sup>H. POINCARÉ, « Démonstration nouvelle des propriétés de l'indicatrice d'une surface », Annales de Mathématiques **13**, 449-456 (1874).
- <sup>97</sup>D. J. PRICE, J. WURSTER, T. S. TRICCO, C. NIXON, S. TOUPIN, A. PETTITT, C. CHAN, D. MENTIPLAY, G. LAIBE, S. GLOVER, C. DOBBS, R. NEALON, D. LIPTAI et H. W. ..., « PHANTOM : A Smoothed Particle Hydrodynamics and Magnetohydrodynamics Code for Astrophysics », PASA **35**, 82 (2018).
- <sup>98</sup>Y. RASERA et R. TEYSSIER, « Cosmic logistics in a hierarchical universe », AA **445**, 27 (2006).
- <sup>99</sup>A. G. RIESS, A. V. FILIPPENKO, P. CHALLIS, A. CLOCCHIATTI, A. DIERCKS, P. M. GARNAVICH, R. L. GILLILAND, C. J. HOGAN, S. JHA, R. P. KIRSHNER, B. LEIBUNDGUT et M. M. PHILLIPS, « Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant », The Astronomical Journal **116**, 1009-1038 (1998).
- <sup>100</sup>B. E. ROBERTSON, R. S. ELLIS, S. R. FURLANETTO et J. S. DUNLOP, « Cosmic Reionization and Early Star-forming Galaxies : A Joint Analysis of New Constraints from Planck and the Hubble Space Telescope », ApJ letters **802**, 5 (2015).

- <sup>101</sup>B. E. ROBERTSON, S. R. FURLANETTO, E. SCHNEIDER, S. CHARLOT, R. S. ELLIS, D. P. STARK, R. J. MCLURE, J. S. DUNLOP, A. KOEKEMOER, M. A. SCHENKER, M. OUCHI, Y. ONO, E. CURTIS-LAKE, A. B. ROGERS, R. A. A. BOWLER et M. CIRASUOLO, « New constraints on cosmic reionization from the 2012 Hubble ultra deep field campaign », *ApJ* **768** (2013).
- <sup>102</sup>J. ROSDAHL, J. BLAIZOT, D. AUBERT, T. STRANEX et R. TEYSSIER, « RAMSES-RT : radiation hydrodynamics in the cosmological context », *MNRAS* **436**, 2188-2231 (2013).
- <sup>103</sup>J. ROSDAHL, H. KATZ, J. BLAIZOT, T. KIMM, L. MICHEL-DANSAC, T. GAREL, M. HAEHNELT, P. OCVIRK et R. TEYSSIER, « The SPHINX cosmological simulations of the first billion years : the impact of binary stars on reionization », *MNRAS* **479**, 994-1016 (2018).
- <sup>104</sup>A. ROSEN et J. N. BREGMAN, « Global models of the interstellar medium in disk galaxies », *ApJ* **440**, 634-665 (1995).
- <sup>105</sup>P. SCHECHTER, « An analytic expression for the luminosity function for galaxies », *ApJ* **203**, 297-306 (1976).
- <sup>106</sup>M. A. SCHENKER, R. S. ELLIS, N. P. KONIDARIS et D. P. STARK, « Line-emitting Galaxies beyond a Redshift of 7 : An Improved Method for Estimating the Evolving Neutrality of the Intergalactic Medium », *ApJ* **195**, 14 (2014).
- <sup>107</sup>J. SCHROEDER, A. MESINGER et Z. HAIMAN, « Evidence of Gunn-Peterson damping wings in high-z quasar spectra : strengthening the case for incomplete reionization at  $z \sim 6-7$  », *MNRAS* **428**, 3058-3071 (2013).
- <sup>108</sup>A. E. SHAPLEY, C. C. STEIDEL, M. PETTINI, K. L. ADELBERGER et D. K. ERB, « The direct detection of Lyman continuum emission from star-forming galaxies at  $z \sim 3$  », *ApJ* **651**, 688-703 (2006).
- <sup>109</sup>B. SIANA, A. E. SHAPLEY, K. R. KULAS, D. B. NESTOR, C. C. STEIDEL, H. I. TEPLITZ, A. ALAVI, T. M. BROWN, C. J. CONSELICE, H. C. FERGUSON, M. DICKINSON, M. GIAVALISCO, J. W. COLBERT, C. R. BRIDGE, J. P. GARDNER et D. F. de MELLO, « A deep Hubble space telescope and keck search for definitive identification of Lyman continuum emitters at  $z \sim 3.1$  », *ApJ* **804** (2015).
- <sup>110</sup>E. SOBACCHI et A. MESINGER, « The clustering of Lyman- $\alpha$  emitters at  $z \sim 7$  : implications for reionization and host halo masses », *MNRAS* **453**, 1843-1854 (2015).
- <sup>111</sup>V. SPRINGEL, « Smoothed Particle Hydrodynamics in Astrophysics », *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **48**, 391-430 (2010).
- <sup>112</sup>V. SPRINGEL, « The cosmological simulation code GADGET-2 », *MNRAS* **364**, 1105-1134 (2005).

- <sup>113</sup>E. R. STANWAY, J. J. ELDRIDGE et G. D. BECKER, « Stellar population effects on the inferred photon density at reionization », *MNRAS* **456**, 485-499 (2016).
- <sup>114</sup>C. C. STEIDEL, M. BOGOSAVLJEVIĆ, A. E. SHAPLEY, N. A. REDDY, G. C. RUDIE, M. PETTINI, R. F. TRAINOR et A. L. STROM, « The Keck Lyman Continuum Spectroscopic Survey (KLCS) : The Emergent Ionizing Spectrum of Galaxies at  $z \approx 3$  », *ApJ* **869**, 123-170 (2018).
- <sup>115</sup>C. C. STEIDEL, M. PETTINI et K. L. ADELBERGER, « Lyman-continuum emission from galaxies at  $Z \approx 3.4$  », *ApJ* **546**, 665-671 (2001).
- <sup>116</sup>B. STROMGREN, « The Physical State of Interstellar Hydrogen », *ApJ* **89**, p.526 (1939).
- <sup>117</sup>R. TEYSSIER, « Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement : A new high resolution code called RAMSES », *A&A* **385**, 337-364 (2002).
- <sup>118</sup>E. F. TORO, M. SPRUCE et W. SPEARES, « Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver », *Shock waves* **4**, 25-34 (1994).
- <sup>119</sup>M. TREBITSCH, J. BLAIZOT, J. ROSDAHL, J. DEVRIENDT et A. SLYZ, « Fluctuating feedback-regulated escape fraction of ionizing radiation in low-mass, high-redshift galaxies », *MNRAS* **470**, 224-239 (2017).
- <sup>120</sup>M. TREBITSCH, Y. DUBOIS, M. VOLONTERI, H. PFISTER, C. CADIOU, H. KATZ, J. ROSDAHL, T. KIMM, C. PICHON, R. S. BECKMANN, J. DEVRIENDT et A. SLYZ, « The Obelisk simulation : galaxies contribute more than AGN to  $H\text{I}$  reionization of protoclusters », *AA* (2020).
- <sup>121</sup>M. TREBITSCH, A. VERHAMME, J. BLAIZOT et J. ROSDAHL, « Lyman- blobs : polarization arising from cold accretion », *A&A* **593** (2016).
- <sup>122</sup>D. TWEED, J. DEVRIENDT, J. BLAIZOT et A. SLYZ, « Building merger trees from cosmological N-body simulations », *A&A* **506**, 647-660 (2009).
- <sup>123</sup>*User's Guide for the amsmath Package*, American Mathematical Society (25 fév. 2002).
- <sup>124</sup>E. VANZELLA, S. de BARROS, K. VASEI, A. ALAVI, M. GIAVALISCO, B. SIANA, A. GRAZIAN, G. HASINGER, H. SUH, N. CAPPELLUTI, F. VITO, R. AMORIN, I. BALESTRA, M. BRUSA, F. CALURA, M. CASTELLANO, A. COMASTRI, A. FONTANA, R. GILLI, M. MIGNOLI, L. PENTERICCI, C. VIGNALI et G. ZAMORANI, « Hubble imaging of the ionizing radiation from a star-forming galaxy at  $Z = 3.2$  with  $f_{\text{esc}} > 50\%$  », *ApJ* **825** (2016).



- <sup>125</sup>E. VANZELLA, M. GIAVALISCO, A. K. INOUE, M. NONINO, F. FONTANOT, S. CRISTIANI, A. GRAZIAN, M. DICKINSON, D. STERN, P. TOZZI, E. GIALONGO, H. FERGUSON, H. SPINRAD, K. BOUTSIA, A. FONTANA, P. ROSATI et L. PENTERICCI, « The great observatories origins deep survey : constarints on the Lyman continuum escape fraction of Lyman-break galaxies at  $3.4 < z < 4.5$  », *ApJ* **725**, 1011-1031 (2010).
- <sup>126</sup>E. VANZELLA, M. C. A. GRAZIAN, A. K. INOUE, D. SCHAEERER, L. GUAITA, G. ZAMORANI, M. GIAVALISCO, B. SIANA, L. PENTERICCI, E. GIALONGO, A. FONTANA et C. VIGNALI, « Peering through the holes : the far-UV color of star-forming galaxies at  $z \sim 3.4$  and the escaping fraction of ionizing radiation », *A&A* **576** (2015).
- <sup>127</sup>E. VANZELLA, M. NONINO, G. CUPANI, M. CASTELLANO, E. SANI, M. MIGNOLI, F. CALURA, M. MENEGHETTI, R. GILLI, A. COMASTRI, A. MERCURIO, G. B. CAMINHA, K. CAPUTI, P. ROSATI, C. GRILLO, S. CRISTIANI, I. BALESTRA, A. FONTANA et M. GIAVALISCO, « Direct Lyman continuum and Ly  $\alpha$  escape observed at redshift 4 », *MNRAS* **476** (2018).
- <sup>128</sup>A. VERHAMME, Y. DUBOIS, J. BLAIZOT, T. GAREL, R. BACON, J. DEVRIENDT, B. GUIDERDONI et A. SLYZ, « Lyman- emission properties of simulated galaxies : interstellar medium structure and inclination effects », *A&A* **546** (2012).
- <sup>129</sup>A. VERHAMME, D. SCHAEERER et A. MASELLI, « 3D Ly radiation transfer I. Understanding Ly line profile morphologies », *A&A* **460**, 397-413 (2006).
- <sup>130</sup>D. VERNER, G. FERLAND, K. KORISTA et D. YAKOVLEV, « Atomic Data for Astrophysics. II. New Analytic FITS for Photoionization Cross Sections of Atoms and Ions », *AA* **465**, 487-498 (1996).
- <sup>131</sup>J. W. WADSLEY, J. STADEL et T. QUINN, « Gasoline : a flexible, parallel implementation of TreeSPH », *New Astronomy* **9**, 137-158 (2004).
- <sup>132</sup>J. H. WISE et R. CEN, « Ionizing photon escape fractions from high-redshift dwarf galaxies », *APJ* **693**, 984-999 (2009).
- <sup>133</sup>J. H. WISE, V. G. DEMCHENKO, M. T. HALICEKAND, M. L. NORMAN, M. J. TURK, T. ABEL et B. D. SMITH, « The birth of a galaxy – III. Propelling reionization with the faintest galaxies », *MNRAS* **442**, 2560-257 (2014).
- <sup>134</sup>H. XU, J. H. WISE, M. L. NORMAN, K. AHN et B. W. O'SHEA, « Galaxy properties and UV escape fractions during the epoch of reionization : results from the renaissance simulations », *APJ* **833** (2016).
- <sup>135</sup>T. YOO, T. KIMM et J. ROSDAHL, « On the origin of low escape fractions of ionizing radiation from massive star-forming galaxies at high redshift », *MNRAS* **451**, 2900-2921 (2020).

- 
- <sup>136</sup>E. ZACKRISSON, A. K. INOUE et H. JENSEN, « THE SPECTRAL EVOLUTION OF THE FIRST GALAXIES. II. SPECTRAL SIGNATURES OF LYMAN CONTINUUM LEAKAGE FROM GALAXIES IN THE REIONIZATION EPOCH », *ApJ* 777 (2013).







# Sommaire

Résumé	v
Remerciements	vii
Table des matières	ix
1 Introduction	1
<b>I Méthode numérique</b>	<b>19</b>
	21
2 La simulation SPHINX	23
3 Estimer la fraction d'échappement	49
<b>II Les sources de la réionisation dans SPHINX</b>	<b>65</b>
	67
4 Caractéristiques des sources de la réionisation dans SPHINX	69
5 Comprendre la physique derrière la fraction d'échappement	93
6 L'anisotropie de l'échappement des photons ionisants	119
Conclusion générale	139
Bibliographie	145
Sommaire	161

**Liste des tableaux****163****Table des figures****165**

# Liste des tableaux

2.1	Tableau répertoriant le redshift, le nombre de halos, la masse maximale et minimale ainsi que l'intervalle où 80 % des halos se trouvent ( $[-]_{80}$ ) pour chaque distribution de la figure 2.3. . . .	42
3.1	Tableau des paramètres de Verner (VERNER et al. 1996) pour les espèces présentes dans SPHINX. . . . .	51
4.1	Tableau répertoriant le redshift, l'intervalle de masse contenant la population de halos contribuant à 80 % des photons ionisants s'échappant dans le milieu intergalactique et le pourcentage de halos contribuant à 80 % des photons ionisants. . . . .	91
5.1	Tableau répertoriant la densité moyenne d'hydrogène des zones faiblement ionisées ( $x_{HII} < 0.2$ ) et fortement ionisées ( $x_{HII} > 0.8$ ) pour chacun des sommets des trois pics étudiés. . . . .	116





# Table des figures

1.1	Fond diffus cosmologique . . . . .	2
1.2	Histoire de l'Univers . . . . .	4
1.3	Contraintes observationnelles de la réionisation . . . . .	5
1.4	Mise en évidence de fossés de Gunn-Peterson dans des spectres de Quasars . . . . .	7
1.5	Evolution de la fraction d'émetteurs Lyman- $\alpha$ parmi les <i>Lyman Break Galaxies</i> en fonction du redshift . . . . .	8
1.6	Fonction de luminosité des Quasars à $z \approx 6$ . . . . .	10
1.7	Contributions des AGN et d'autres sources à la réionisation . . . . .	11
1.8	Fonction de luminosité UV des galaxies entre $z = 10$ et $z = 2$ . . . . .	12
1.9	Illustrations des simulations zoom et à grande échelle . . . . .	16
2.1	Illustration des différents niveaux de raffinement pour le halo le plus massif à $z = 6$ dans SPHINX. . . . .	27
2.2	Exemple, sur une grille en 2D, de la méthode <i>Cloud in Cell</i> . . . . .	28
2.3	Distribution des halos selon leur masse pour les différents redshifts analysés ( $z = 12, 10, 8, 7$ et $6$ ) . . . . .	41
2.4	Réionisation dans SPHINX . . . . .	48
3.1	Illustration des lignes de visées pour la mesure de $F_{esc,1D}$ . . . . .	53
3.2	Valeur de la section efficace de l'hydrogène à partir de l'énergie minimale de ionisation de H. . . . .	59
3.3	Erreur relative due à l'utilisation d'intervalles de fréquence dans SPHINX pour l'estimation de $F_{esc,1D}$ . . . . .	61
4.1	Valeur médiane de $F_{esc}$ en fonction de la masse $M_{vir}$ des halos pour chacun des redshifts étudiés . . . . .	72
4.2	Valeur moyenne de $F_{esc}$ en fonction de la masse des halos $M_{vir}$ pour chacun des redshifts étudiés . . . . .	73
4.3	Valeur moyenne, médiane et de 75ème percentile pour la distribution de $F_{esc}$ en fonction de $M_{vir}$ à $z = 8$ . . . . .	74

4.4	Valeur médiane de $F_{esc}$ en fonction de SFR pour chacun des redshifts étudiés . . . . .	75
4.5	Valeur moyenne de $F_{esc}$ en fonction de SFR pour chacun des redshifts étudiés . . . . .	76
4.6	Valeur moyenne, médiane et de 75ème percentile pour la distribution de $F_{esc}$ en fonction de SFR à $z = 8$ . . . . .	77
4.7	Distribution cumulative des halos en fonction de $M_{\star}$ pour deux gammes de SFR . . . . .	78
4.8	Valeur médiane de $F_{esc}$ en fonction de $M_{\star}$ pour deux gammes de SFR . . . . .	78
4.9	Valeur médiane de l'âge moyen, pondéré par la luminosité, de la population stellaire en fonction de $M_{\star}$ . . . . .	80
4.10	Valeur médiane de $F_{esc}$ en fonction de l'âge moyen, pondéré par la luminosité, des particules stellaires du halo . . . . .	81
4.11	Distribution de la population de halos en fonction de leur luminosité sortante . . . . .	84
4.12	Valeur médiane et moyenne de la distribution de $F_{esc}$ en fonction du nombre de photons sortants des halos . . . . .	85
4.13	Valeur médiane et moyenne de la distribution de la luminosité intrinsèque des halos en fonction de leur luminosité sortante . . . . .	86
4.14	Médiane et moyenne de la distribution de la luminosité sortante des halos en fonction de $M_{vir}$ . . . . .	87
4.15	Distribution cumulative et pondérée par la luminosité sortante des halos en fonction de $M_{vir}$ . . . . .	90
5.1	Évolution de $F_{esc}$ en fonction de $M_{vir}$ pour le halo le plus massif et distribution générale de $F_{esc}$ en fonction de $M_{vir}$ . . . . .	94
5.2	$F_{esc}$ et SFR du halo le plus massif en fonction du temps . . . . .	96
5.3	Carte de HI et des étoiles lumineuses et $F_{esc}$ des particules stellaires en fonction de leur âge ( <i>grand pic de <math>F_{esc}</math></i> ) . . . . .	98
5.4	Carte de HI et des étoiles lumineuses et $F_{esc}$ des particules stellaires en fonction de leur âge ( <i>pic moyen de <math>F_{esc}</math></i> ) . . . . .	100
5.5	Carte de HI et des étoiles lumineuses et $F_{esc}$ des particules stellaires en fonction de leur âge ( <i>petit pic de <math>F_{esc}</math></i> ) . . . . .	102
5.6	Valeur médiane de la fraction de halos avec $SFR_{5M_{yr}} < 10^{-5} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$ en fonction de $M_{vir}$ . . . . .	104
5.7	Comparaison de l'évolution de $F_{esc}$ en fonction de $M_{vir}$ pour trois halos. . . . .	105
5.8	Médiane et moyenne de $F_{esc}$ en fonction de SFR pour deux gammes d'âge pondéré par la luminosité de la population stellaire . . . . .	108

5.9	Comparaison entre le $F_{esc}$ moyen des SN et des autres étoiles pour le halo le plus massif . . . . .	109
5.10	Cartes de H et des étoiles lumineuses et cartes de la fraction de $H_{II}$ ( <i>grand pic de <math>F_{esc}</math></i> ) . . . . .	112
5.11	Cartes de H et des étoiles lumineuses et cartes de la fraction de $H_{II}$ ( <i>pic moyen de <math>F_{esc}</math></i> ) . . . . .	113
5.12	Cartes de H et des étoiles lumineuses et cartes de la fraction de $H_{II}$ ( <i>petit pic de <math>F_{esc}</math></i> ) . . . . .	114
5.13	Distribution de $n_H$ en fonction de $x_{H_{II}}$ pour chacun des sommets des trois pics de $F_{esc}$ étudiés . . . . .	115
6.1	Distribution de $f_{esc,3D}$ en fonction de $M_{vir}$ et SFR . . . . .	138
6.2	Distribution de $M_{1500,3D}$ en fonction de $M_{vir}$ et SFR . . . . .	138
6.3	Distribution de $f_{esc,3D}$ et $f_{esc,1D}$ à $z = 6$ . . . . .	138
6.4	Distribution de $f_{esc,1D}/f_{esc,3D}$ à $z = 6$ . . . . .	138
6.5	Distribution cumulative de $f_{esc,1D}/f_{esc,3D}$ pour trois intervalles de fraction d'échappement . . . . .	138
6.6	Distribution de $M_{1500,3D}$ en fonction de $M_{1500,1D}$ et $M_{1500,3D}^{Int}$ . . . . .	138
6.7	Distribution de l'obscurcissement par la poussière en fonction de $f_{esc,1D}$ . . . . .	138
6.8	Distribution de $f_{esc,1D}$ en fonction de $M_{1500,3D}$ , $M_{1500,1D}$ , $M_{1500,3D}^{Int}$ . . . . .	138
6.9	Erreur relative dans l'estimation de la fraction d'échappement à cause de la sélection UV des halos . . . . .	138
6.10	Erreur relative dans l'estimation de la fraction d'échappement due à l'utilisation de lignes de visée brillantes . . . . .	138
6.11	Distribution cumulative de la fraction d'échappement mesurée pour 10, 100 et 1000 observations . . . . .	138
6.12	Erreur relative dans l'estimation de la fraction d'échappement en fonction du nombre d'observations . . . . .	138
6.13	<i>Skymap</i> illustratives de trois valeurs de $F_{90}$ . . . . .	138
6.14	Distribution cumulative de $F_{90}$ pour $z = 6, 7, 8, 10$ et $12$ . . . . .	138
6.15	Distribution cumulative de $F_{90}$ pour trois éventails de masse, tout redshift confondu . . . . .	138
6.16	Moyenne de la distribution de $f_{esc,1D}$ en fonction de $F_{90}$ pour $z = 6, 7, 8, 10$ et $12$ . . . . .	138
6.16	Distribution de l'obscurcissement par la poussière en fonction de $f_{esc,1D}$ et pour trois éventails de $M_{1500,3D}$ . . . . .	138
6.16	En fonction $M_{1500,3D}$ pourcentage de halos avec la même magnitude intrinsèque et moins obscurcis . . . . .	138





## ETUDE DES SOURCES DE LA RÉIONISATION DANS LA SIMULATION SPHINX

### Résumé

L'époque de la réionisation est la période où l'ensemble de l'hydrogène neutre qui constitue l'Univers se voit réionisé. Cette époque commence avec l'apparition des premières galaxies, dont les étoiles apportent l'énergie nécessaire à la réionisation de l'hydrogène, et s'étend durant le premier milliard d'années de l'histoire de l'Univers.

Le redshift lointain de la réionisation fait qu'il est actuellement très difficile d'observer les galaxies de cette époque, qui sont pourtant les sources de ce changement d'état de l'Univers. L'un des moyens de pallier cette difficulté et de compléter le travail des observations est d'étudier les sources de la réionisation à l'aide de simulations numériques. C'est ce que propose ici cette thèse. À l'aide de SPHINX, une simulation hydrodynamique qui résout le couplage entre la matière et le rayonnement et simule des milliers de halos galactiques à l'époque de la réionisation, je me suis focalisé sur la fraction d'échappement de photons ionisants depuis les halos vers le milieu intergalactique.

Je me suis d'abord intéressé au rôle et aux caractéristiques des halos durant la réionisation d'un point de vue statistique, en étudiant l'ensemble de la population à différents redshifts. Cela a notamment permis de mettre en avant l'importance des halos peu massifs ( $< 10^9 M_\odot$ ), plus nombreux, concernant la réionisation. Puis dans un second temps je me suis concentré sur l'étude du halo le plus massif de la simulation afin de comprendre les mécanismes physiques responsables de l'échappement des photons ionisants. Cette étude a révélé l'aspect cyclique de la fraction d'échappement au sein des halos, en lien avec la formation stellaire, et le rôle crucial des supernovae concernant l'échappement des photons ionisants. Enfin, je me suis aussi intéressé à l'observabilité de la fraction d'échappement en étudiant l'anisotropie de l'échappement des photons ionisants et le lien entre magnitude absolue et fraction d'échappement. Le résultat principal de cette étude est que la sélection de galaxies ou de lignes de visée avec une magnitude brillante amène une surestimation de la fraction d'échappement.

**Mots clés :** astrophysique - cosmologie - réionisation - galaxies : haut redshift - simulations numériques - transfert radiatif - sphinx

---

**Centre de Recherche Astrophysique de Lyon - CRAL**

Maison de la Recherche Blaise Pascal – 50, rue Ferdinand Buisson – CS 80699  
– 62228 Calais Cedex – France

## Abstract

The epoch of reionisation is the transition from a neutral hydrogen Universe to a fully reionised one. It starts with the formation of the first galaxies, whose stars produce the energy responsible for the reionisation of the hydrogen, and last until one billion years after the beginning of the Universe.

The high-redshift of the reionisation era makes that it is very challenging to observe galaxies from this epoch, which are, however, the sources of reionisation. In order to solve this issue and complete the observational results, numerical simulations are often used to study the sources of reionisation. This is the work I propose to carry out in this thesis. Using the SPHINX radiative hydrodynamical simulation, which simulates thousands of galactic haloes at the epoch of reionisation, I focused on the escape fraction of the ionising photons from haloes into the inter-galactic medium.

I first focused on the entire halo population at different redshifts in order to statistically study the role and the characteristics of haloes during the reionisation. This allowed us to put forward the major role of the numerous small haloes ( $< 10^9 M_\odot$ ) during reionisation. Then I studied the most massive halo of our simulation in order to understand the physical mechanisms behind the escape of ionising photons. More specifically, I focused on the duty cycle of the escape fraction, related to the stellar formation, and the critical role of supernovae concerning the escape of ionising photons. Finally, I worked on the observability of the escape fraction by studying the anisotropy of the escape of ionising photons and the relation between the UV magnitude and the escape fraction. The principal result is that when a UV selection is made on galaxies or on lines-of-sight, it leads to an overestimation of the escape fraction.

**Keywords:** astrophysics - cosmology - reionisation - galaxies : high-redshift - numerical simulation - radiative transfer - sphinx

---