

N°d'ordre NNT : xxx



THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

Ecole Doctorale N° 52
(ED PHAST)

Spécialité de doctorat : Physique
Discipline : Astrophysique

Soutenue publiquement/à huis clos le 08/10/2021, par :
Adélaïde CLAEYSSENS

**L'émission Lyman-alpha du milieu
circumgalactique des galaxies distantes
zoomées par effet de lentille
gravitationnelle et observées avec
MUSE au VLT**

Devant le jury composé de :

SCHAERER, Daniel, Professeur, Observatoire de Genève
PEROUX, Céline, Chargée de recherche, ESO, Munich
PELLO, Roser, Astronome, LAM, Marseille
PUECH, Matthieu, Astronome-adjoint, GEPI, Meudon
BLAIZOT, Jérémy, Astronome, CRAL, Lyon
RICHARD, Johan, Astronome-adjoint, CRAL, Lyon

Rapporteur
Rapporteuse
Examinatrice
Examineur
Examineur
Directeur de thèse

A Bon-Papa (†)

Abstract

Les galaxies sont entourées d'une grande quantité de gaz très étendu, principalement composé d'hydrogène froid. Cette région, appelée milieu circumgalactique (CGM), est le lieu des échanges de gaz entre la galaxie et son milieu environnant, et est par conséquent un élément clef à observer pour comprendre les phénomènes qui régissent la formation et l'évolution des galaxies. Cette étude est particulièrement importante afin de déterminer quels éléments physiques sont impliqués dans les échanges de matière entre les galaxies et leur milieu environnant et en quelle proportion. Ce travail de thèse étudie, par l'observation, le milieu circumgalactique des galaxies distantes ($z > 3$) grâce à la raie d'émission Lyman- α et l'effet de lentille gravitationnelle. Les images des galaxies ainsi observées sont amplifiées et multipliées améliorant la résolution spatiale atteinte et permettant d'étendre l'étude du CGM à une nouvelle population de galaxies plus faibles. Pour mener cette étude, un échantillon de dix-sept amas de galaxies a été constitué. Tous ces amas ont été observés à la fois avec le télescope spatial Hubble et l'instrument MUSE au VLT. A partir de ces observations, des catalogues de *redshifts* complets, de tous les objets détectés dans chaque champ, ont été construits. Grâce à ces nombreuses sources détectées, les modèles de masse établis pour chaque amas font partie des modèles les plus contraints et les plus précis qui existent.

A partir de ces catalogues, l'échantillon *Lensed Lyman-Alpha MUSE Arc Sample* (LLAMAS) a été constitué en regroupant toutes les sources associées à une émission Lyman- α , avec une mesure de *redshift* robuste de 602 galaxies au total). L'étude de cet échantillon a montré que :

- Le milieu circumgalactique est un milieu complexe, au sein duquel plusieurs phénomènes physiques interviennent. Les mesures spatiales ont confirmé que l'émission Lyman- α est systématiquement plus étendue que l'émission UV de la galaxie, et que les propriétés des halos d'hydrogène sont liées aux propriétés des galaxies hôtes. De plus le pic spatial d'émission Lyman- α n'est pas toujours coïncident avec l'émission UV de la galaxie principale.
- Les profils des raies Lyman- α émergentes sont très variés. Ces variations sont le témoin des multiples caractéristiques que peut prendre du milieu circumgalactique d'une source à l'autre et des diffusions successives des photons à travers le nuage d'hydrogène.
- Le milieu circumgalactique n'est pas homogène et isotrope. L'étude résolue des variations des paramètres de l'émission Lyman- α à travers le halo a montré que les propriétés de la distribution en hydrogène neutre varient au sein même du CGM.

La comparaison avec les simulations a permis d'identifier plusieurs scénarios physiques qui pourraient expliquer les différents résultats obtenus. Parmi ces scénarios, les vents stellaires, les variations de la distribution d'hydrogène, l'émission de galaxies satellites ou en cours de fusion et l'influence de la structure grumeleuse de la formation stellaire ont été particulièrement discutés. Enfin les perspectives de ce travail de thèse et les futurs projets instrumentaux attendus dans ce domaine sont présentés à la fin de ce manuscrit.

Abstract

Galaxies are surrounded by a copious amount of extended gas, mostly composed of neutral hydrogen. This area, called the circumgalactic medium (CGM), is the place of gas exchanges between the host galaxy and its close environment, and so the CGM is a crucial region to observe to understand the processes involved in the formation and evolution of galaxies. This study is very important to determine how these different physical processes are in play. This thesis study, through spectroscopic and photometric observations, the circumgalactic medium of very distant galaxies ($z > 3$) thanks to the Lyman- α emission. Considering the low surface brightness of these sources and the detection limits of individual objects, all the sources were observed through the gravitational lensing effect to take benefit of the magnification effect.

To perform this work, a sample of 17 galaxy clusters was built. All these clusters were observed with both the Hubble Space Telescope and the MUSE instrument on the VLT. Thanks to these observations, a complete redshift catalogues and a very detailed mass model were constructed for each cluster.

The Lensed Lyman-Alpha MUSE Arc Sample (LLAMAS) was constructed from all the Lyman- α emitters detected in these catalogues with a robust redshift measurement (602 LAEs). The study of this sample has shown that :

- The circumgalactic medium is a complexe medium, across which various physical processes could occur. The spatial study of each galaxy has confirmed that the Lyman-alpha emission is always more extended that the UV one, and that the Lyman- α haloes properties were correlated to the host galaxies characteristics. Besides, the spatial peak of Lyman- α emission is note necessary spatially consistent with the UV emission of the main galaxy.
- The sources present a large diversity of Lyman- α line profiles. These different profiles are the witness of the different properties the circumgalactic medium can have and of the multiple scattering of the Lyman- α photons across the halo.
- The circumgalactic medium is not homogeneous and isotrope. The resolved study of the variations of the Lyman- α line parameters across the halo has shown that the neutral hydrogen distribution properties can vary inside the CGM.

The comparison of these results with numerical simulations allowed to identify different scenarios which could explain the results obtained. Among them, the galactic outflows, neutral hydrogen distribution, Lyman- α emission from satellite galaxies, and the clumpiness of the star formation distribution were mostly discussed. Finally, the prospects of this thesis work, as well as the futur instrumental projects waited for this research topic are presented.

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse, Johan Richard, pour son temps, son attention et sa patience durant ces années de thèse. Je lui suis également très reconnaissante de la confiance qu'il m'a fait en me confiant ces très précieuses et très nombreuses données MUSE qui ont été acquises en partie durant ma thèse et qui m'ont permis de construire un unique et original jeu de données. Enfin, je le remercie d'avoir pris le temps de répondre à chacune de mes questions et de m'avoir enseigné tous les aspects des études par effet de lentille gravitationnelle.

Je remercie également Jérémy Blaizot, pour ses conseils toujours pertinents et le temps qu'il a réussi à m'accorder, particulièrement pendant ma troisième année, et ce malgré un emploi du temps plus que chargé.

Je remercie ma colocataire, Pauline, pour son soutien durant ces trois années (et les cinq précédentes également), particulièrement pendant les derniers mois de la rédaction du manuscrit ainsi que pour sa relecture attentive de mon manuscrit.

Je remercie Alexandre, pour m'avoir patiemment écouté lui raconter par le menu les différentes étapes de la rédaction du manuscrit ou de la préparation de la soutenance dans son bureau, alors qu'il avait probablement beaucoup plus important à faire.

Je remercie mes deux rapporteurs, Céline Péroux et Daniel Schaerer, d'avoir accepté de relire ma thèse et pour leurs commentaires et suggestions avisés. Je remercie également Roser Pello et Mathieu Puech d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie tous les doctorants du CRAL qui ont commencé ou achevé leur thèse pendant la mienne, particulièrement Arnaud, Johany, Mathieu, Laurence, Marion, Maxime, Stéphane, Kieran; ainsi que toutes les personnes du laboratoire que j'ai eu la chance de connaître personnellement : Karen, Diane, Emmanuel, Arlette, Lucie, Antoine, Sylvie, Alycia, Béatrice, Rémi, Roland, Nicolas et Jeff.

Enfin, je remercie mes parents de m'avoir permis de faire de longues études dans les meilleures conditions possibles.

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Remerciements	ix
1 Introduction	1
1.1 La physique extragalactique	1
1.1.1 Naissance de l’astrophysique extragalactique	1
1.1.2 Découverte de l’expansion de l’univers	2
1.1.3 Le modèle cosmologique moderne	3
1.1.4 Grandeurs importantes pour l’observation des galaxies	6
1.2 Formation et évolution des galaxies	7
1.2.1 Formation des structures dans l’univers	7
1.2.2 Différents types de galaxies	9
1.2.3 Grands problèmes de la formation galactique	10
1.3 Le milieu circumgalactique	13
1.3.1 Composition du milieu circumgalactique	15
1.3.2 Observations du CGM	16
1.3.3 La physique de la raie Lyman- α	20
1.3.4 Production des photons Lyman- α	25
1.3.5 Profils des raies Lyman- α	27
1.3.6 Les halos Lyman- α	34
1.3.7 Projet de thèse	37
2 MUSE et l’effet de lentille gravitationnelle	43
2.1 MUSE	43
2.1.1 L’instrument MUSE	43
2.1.2 Type de données obtenues	44
2.1.3 Améliorations apportées à l’instrument	46
2.1.4 Type d’observations effectuées avec MUSE	49
2.1.5 Observation des émetteurs Lyman- α avec MUSE	51
2.2 L’effet de lentille gravitationnelle	52
2.2.1 Formalisme	55
2.2.2 Strong lensing dans les amas de galaxies	59
2.3 Lenstool	61
Reconstruction de sources	63
2.3.1 Observations d’amas de galaxies avec MUSE	64
3 Observation des amas de galaxies	69
3.1 Observation des amas	69
3.1.1 GTO MUSE	70
3.1.2 Amas hors GTO	71

3.2	Réduction des données	71
3.2.1	Correction des effets instrumentaux	71
3.2.2	Correction des effets de l'atmosphère et production du cube final	74
3.2.3	Traitement postérieur des données	75
3.2.4	Estimation de la variance	77
3.2.5	Présentation non-exhaustive des problèmes rencontrés lors de la réduction des données	78
3.3	Mesure des <i>redshifts</i>	80
3.3.1	Détection du <i>continuum</i> HST	84
3.3.2	Détection des raies d'émission	84
3.3.3	Estimation de la PSF	85
3.3.4	Extraction spectrale	85
3.3.5	Inspection des sources	86
3.3.6	Traitement des images multiples	87
3.3.7	Croisements avec les catalogues précédents	88
3.3.8	Analyse spectrale	91
3.4	Construction des modèles d'amas	92
3.4.1	Paramétrisation des modèles	92
3.4.2	Modèles d'amas finaux	93
3.5	Echantillon final	93
3.5.1	Distribution en <i>redshifts</i>	93
3.5.2	Distribution des amplifications	99
3.5.3	Volume de l'échantillon	101
4	The Lensed Lyman-Alpha MUSE Arc Survey (LLAMAS)	103
4.1	Sélection des émetteurs Lyman- α	103
4.1.1	Mesure des propriétés spectrales des LAEs	104
4.1.2	Création des images en bande étroite	105
4.1.3	Extraction des spectres	107
4.1.4	Production des spectres et images NB finaux	107
4.1.5	Cas particulier des LBGs	108
4.2	Propriétés globales de l'échantillon	108
4.2.1	Mesure du flux Lyman- α	108
4.2.2	Propriétés de l'émission UV	109
5	Morphologie des émetteurs Lya	113
5.1	Modélisation de l'émission dans le plan source	113
5.1.1	Méthode du SHAPEMODEL	114
5.1.2	Sélection des sources à modéliser	115
5.1.3	Propriétés générales des sources modéliser	116
5.1.4	Type de modélisation utilisé	117
5.2	Distribution spatiale de l'émission Lyman- α	123
5.2.1	Mesure des propriétés étendues des galaxies LLAMAS	123
5.3	Corrélations entre l'émission Lyman- α et les propriétés des galaxies hôtes	126
5.4	Ellipticité des profils d'émission	129
5.4.1	Mesure de l'ellipticité	129
5.5	<i>Offsets</i> spatiaux entre l'émission Lyman- α et l'émission UV	130
5.5.1	Mesure des <i>offsets</i>	130
5.5.2	Etude des liens en les <i>offsets</i> et les propriétés des LAEs	135
5.5.3	Mesure de la distance elliptique entre l'émission UV et l'émission Lyman- α	136
5.6	Incertitudes dues à l'effet de lentille gravitationnelle	138

5.6.1	Dispersion des mesures dans les systèmes multiples	138
5.6.2	Nouvelle mesure de l'amplification gravitationnelle	140
6	Propriétés spectrales des émetteurs Lyman-α	145
6.1	Profils spectraux des raies Lyman- α	145
6.2	Mesure du <i>redshift</i> systémique	149
6.3	Profils de raies avec deux pics d'émission	155
6.3.1	Fraction de double-pic dans l'échantillon	155
6.3.2	Propriétés des double-pic	158
6.4	Ajustement des raies avec des modèles de vents	162
6.4.1	Structures des modèles de CGM	164
6.4.2	Ajustements des spectres des LAEs de l'échantillon LLAMAS	166
7	Propriétés résolues des halos Lyman-α	169
7.1	Reconstruction dans le plan source	172
7.2	Variation des paramètres de la raie Ly α dans le CGM	175
7.3	Propriétés résolues du CGM	178
8	Discussion générale	181
8.1	Mesure des propriétés des LAEs sur une simulation <i>zoom-in</i>	181
8.1.1	Présentation de la simulation	181
8.1.2	Production d'images observées simulées à partir de la simulation	183
8.1.3	Mesure des propriétés morphologiques des halos simulés	184
8.2	L'effet de lentille gravitationnelle pour l'étude des galaxies distantes	191
8.2.1	Avantages de l'effet de lentille gravitationnelle	191
8.2.2	Limites des études utilisant uniquement l'effet de lentille gravitationnelle	192
8.3	Origine des halos Lyman- α et de leurs propriétés pour les galaxies à grand <i>redshifts</i>	193
8.3.1	Structure de la distribution d'hydrogène neutre dans le CGM	193
8.3.2	Emission des galaxies satellites ou en fusion	196
8.3.3	Grumeaux de formation stellaire dans les galaxies à grand <i>redshift</i>	198
9	Conclusion et perspectives	201
9.0.1	Conclusions de l'étude de l'échantillon LLAMAS	201
9.0.2	Perspectives pour l'étude du CGM	203
10	Appendice A	207
11	Appendice B	209
12	Appendice C	211
13	Appendice D	221
14	Appendice E	269

Table des figures

1.1	Premier dessin d'une "nébuleuse" et photographie du télescope du Mont Wilson . . .	3
1.2	Age de l'Univers en fonction du <i>redshift</i> et évolution du taux de formation stellaire en fonction du <i>redshift</i>	8
1.3	Séquence de Hubble	10
1.4	Cartographie des galaxies observées dans le sondage SDSS et illustration d'une simulation Millenium	13
1.5	Représentation schématique de la formation des galaxies	14
1.6	Vue d'artiste du milieu circumgalactique	15
1.7	Images de la simulation Eagle	17
1.8	Profils d'absorption observées dans les halos COS	18
1.9	Schéma représentant l'absorption de la lumière émise par un quasar en arrière-plan par le gaz des galaxies d'avant-plan	18
1.10	8 galaxies de l'échantillon LARS	20
1.11	Images composites de l'émission Lyman- α des halos détectés dans Matsuda et al. 2012	21
1.12	Schéma représentant la structure fine et hyperfine de l'hydrogène	23
1.13	Différents profils d'émission Lyman- α entre $z = 0.029$ et $z = 6$	28
1.14	Représentation de trois types de modèles de CGM sphériques	29
1.15	Figures extraites de Verhamme et al. 2006 représentant différents types de profils spectraux Lyman- α simulés	30
1.16	Schéma représentant différents modes d'émission et de diffusion des photons Lyman- α	38
1.17	Figures extraites de Gronke et al. 2017 représentant différents profils d'émission Lyman- α simulés à partir d'un milieu d'hydrogène grumeleux	39
1.18	Figures extraites de Hoag et al. 2019 et Lemaux et al. 2021 représentant les mesures d'offsets spatiaux entre l'émission UV et Lyman- α dans les galaxies à grand <i>redshift</i>	39
1.19	Figure extraite de Leclercq et al. 2017 représentant la distribution des tailles UV des LAEs par rapport aux tailles des halos Lyman- α	40
1.20	Figures extraites de Shibuya et al. 2019 représentant l'évolution cosmologique des paramètres des LAEs	40
2.1	Photographie de l'instrument MUSE au VLT	44
2.2	Schéma général du fonctionnement de l'instrument MUSE	45
2.3	Schéma de principe du découpeur de champ de MUSE	45
2.4	Schéma de principe représentant la déformation du front d'onde lors de la traversée de l'atmosphère	46
2.5	Schéma de principe représentant le fonctionnement de l'optique adaptative	48
2.6	Photographie du télescope Yépun au VLT	48
2.7	Photographie du panneau de contrôle de l'optique adaptative au VLT	49
2.8	Photographie représentant la qualité des observations NFM de MUSE	50
2.9	Figure extraite de ? représentant 6 halos Lyman- α observés avec MUSE	52

2.10	Figure extraite de Leclercq et al. [2017] représentant 3 halos Lyman- α observés avec MUSE dans l'UDF	53
2.11	Figure extraite de Swinbank et al. [2015] représentant l'émission Lyman- α de la galaxie TNJ1338	54
2.12	Représentation du banc optique gravitationnel	56
2.13	Schéma représentant les différentes configurations d'images multiples produites par l'effet de lentille gravitationnelle	60
2.14	Exemple de deux séquence rouges dans l'amas du BULLET	62
2.15	Image dans le plan image et le plan source de la galaxie à $z = 4.03$ dans l'amas MACS0940	64
2.16	Modélisation de l'émission Lyman- α de la galaxie à $z = 4.03$ dans l'amas MACS0940	65
2.17	Figure composée de 5 LAEs étendus observés grâce à MUSE	67
3.1	Exemples de calibration MUSE	74
3.2	Exemple d'amélioration de la qualité des images MUSE grâce à l'autocalibration	76
3.3	Décroissance de variance total des données des cubes MUSE en fonction de la base de vecteurs propres sur laquelle elles sont décomposées	77
3.4	Représentation de l'amélioration de la qualité des données MUSE à différents stades de la réduction	78
3.5	Evolution des la variance des données MUSE avant et après correction de la corrélation du bruit	79
3.6	Représentation de plusieurs problèmes rencontrés lors de la réduction des données MUSE	81
3.7	Deux poses différentes de l'amas MACS2214 avant et après suppression de la détection d'un satellite	81
3.8	Carte du temps d'exposition MUSE des amas étudiés	82
3.9	Diagramme représentant les grandes étapes de la construction des catalogues de <i>redshifts</i>	83
3.10	Interface graphique de SOURCE INSPECTOR	88
3.11	Exemple d'ajustement de raies effectué avec PYPLATEFIT	91
3.12	Cartographie des sources des catalogues possédant une mesure de <i>redshift</i> spectroscopique sur chaque amas étudié.	94
3.12	Suite de la Figure 3.12	95
3.12	Suite de la Figure 3.12	96
3.12	Suite de la Figure 3.12	97
3.12	Suite de la Figure 3.12	98
3.13	Distribution en <i>redshifts</i> de l'échantillon final	100
3.14	Distribution des amplifications mesurées avec LENSTOOL pour toutes les sources lentillées des catalogues	100
3.15	Représentation de la surface effective dans le plan source du volume de détection de chaque amas	101
4.1	Exemples de raies Lyman- α observées dans quatre galaxies différentes de l'échantillon LLAMAS	105
4.2	Exemple d'une images NB optimisée en SNR	106
4.3	Exemples de deux galaxies LBG détectées dans l'échantillon LLAMAS	106
4.4	Schéma récapitulatif de la première étape de l'étude des LAEs	107
4.5	Distributions en <i>redshift</i> , amplification gravitationnelle et magnitude UV des images Lyman- α de l'échantillon LLAMAS.	109
4.6	Comparaison des propriétés des galaxies LLAMAS avec les galaxies de l'UDF	110

4.7	Distributions du taux de formation stellaire et de la pente UV β pour les galaxies LLAMAs détectées dans HST	110
4.8	Schéma représentant la structure du manuscrit	111
5.1	Distribution des valeurs de Δ_{mag} en fonction du nombre de pixels détectés et du rapport signal sur bruit des sources simulées en émission UV et Lyman- α	116
5.2	Distribution des propriétés des galaxies sélectionnées pour être modélisées dans le plan source	117
5.3	Schéma représentant les différents modèles spatiaux d'émission Lyman- α dans le plan source	121
5.4	Résultats des neuf modèles d'émission Lyman- α différents pour un même objet	123
5.5	Distribution des valeurs de concentration de l'émission Lyman- α	124
5.6	Distribution des valeurs d'étendue Lyman- α et UV pour les galaxies LLAMAS et UV	127
5.7	Distribution des valeurs de l'étendue Lyman- α en fonction des paramètres de la galaxie hôte	128
5.8	Distribution des mesures de tailles UV et Lyman- α en fonction du <i>redshift</i>	128
5.9	Distribution de la taille des halos Lyman- α en fonction de la luminosité Lyman- α et du paramètre β	129
5.10	Distribution de l'ellipticité des profils d'émission UV et Lyman- α	131
5.11	Exemples de différents types d' <i>offsets</i> spatiaux observés dans l'échantillon LLAMAS	133
5.12	Distribution des valeurs d' <i>offsets</i> spatiaux mesurés entre l'émission UV et Lyman- α	134
5.13	Distribution entre les valeurs d' <i>offsets</i> et le <i>redshift</i> et le SFR UV	135
5.14	Distribution des valeurs d' <i>offsets</i> en fonction de β de l'étendue Lyman- α	136
5.15	Distribution des valeurs de distance elliptique dans l'échantillon	137
5.16	Evolution de la distance elliptique en fonction l'étendue UV et Lyman- α des galaxies	139
5.17	Dispersion mes mesures au sein des systèmes d'images multiples	141
5.18	Illustration de la variation des mesures en fonction de l'amplification des images multiples	142
5.19	Distribution des nouvelles mesures d'amplification en fonction des mesures de LENSTOOL	143
6.1	Distributions en FWHM de plusieurs échantillons de LAEs	146
6.2	Distribution des valeurs d'asymétrie de raie Lyman- α dans l'échantillon LLAMAS	148
6.3	Deux spectres de galaxies de l'échantillon LLAMAS possédant une mesure du <i>redshift</i> systémique	150
6.4	Deux spectres de galaxies de l'échantillon LLAMAS possédant une mesure du <i>redshift</i> systémique	151
6.5	Relation entre la FWHM des raies Lyman- α et le décalage spectral du pic rouge	153
6.6	Mosaïque des profils Lyman- α de l'échantillon LLAMAS présentant un double pic	156
6.7	Fractions de profil avec un double-pic en fonction du <i>redshift</i> , de la magnitude UV et de l'amplification gravitationnelle	157
6.8	Distributions des valeurs de luminosité et de <i>redshift</i> des profils Lyman- α présentant un double-pic d'émission	159
6.9	Distribution des valeur d'écartement entre les deux pics d'émission Lyman- α	159
6.10	Comparaison entre les valeurs du rapport des luminosité des deux pics d'émission Lyman- α et la luminosité totale Lyman- α des sources	162
6.11	Mesures des décalages spectraux des deux pics d'émission Lyman- α	163
6.12	Corrélations entre les paramètres des deux pics d'émission Lyman- α et les paramètres spatiaux des halos.	164
6.13	Dix exemples de spectres Lyman- α ajustés avec des modèles simplifiés de CGM	167

7.1	Emission Lyman- α représentée sur les images HST pour les deux halos très étendus étudiés dans Claeyssens et al. [2019]	170
7.2	Carte des variations des paramètres de la raie Lyman- α pixels par pixels dans les deux halos Lyman- α de Claeyssens et al. [2019]	172
7.3	Schéma représentant le déplacement des images produit par l'effet de lentille gravitationnelle	173
7.4	Carte des régions dans le plan source et image pour les deux halos étendus	176
7.5	Cartes des paramètres spectraux de la raie Lyman- α dans le plan source pour les deux halos amplifiés.	177
7.6	Distribution des valeurs de FWHM et de décalage spectraux de la raie Lyman- α à travers les deux halos étudiés	179
8.1	Comparaison des paramètres de la galaxie simulée avec les galaxies de l'UDF et du LLAMAS	183
8.2	Illustration des galaxies simulées et des observations UDF et LLAMAS associées	185
8.3	Comparaison des étendues spatiales UV et Lyman- α des galaxies simulées avec les galaxies observées dans les échantillon UDF et LLAMAS.	186
8.4	Distributions des valeurs d' <i>offsets</i> spatiaux mesurés dans les galaxies simulés	187
8.5	Evolution de l' <i>offset</i> spatial avec le <i>redshift</i> dans les galaxies simulées	188
8.6	Comparaison entre les <i>offsets</i> mesurés dans la simulations et ceux mesurés dans l'échantillon LLAMAS	188
8.7	Comparaison entre les distances elliptiques mesurés dans la simulations et ceux mesurés dans l'échantillon LLAMAS	189
8.8	Comparaison des mesures effectuées sur les images simulées originales et UDF et LLAMAS	190
8.9	Figures extraites de Mitchell et al. [2021] et Maiolino et al. [2015]	196
8.10	Deux exemples d' <i>offsets</i> observés dans la galaxie simulée	197
9.1	Proposition d'observations d'une galaxie LLAMAS avec XShooter/VLT et NIRS-PEC/JWST	205

Liste des tableaux

1.1	Table résumant les principaux échantillons de LAEs observés	41
1.2	Suite de la Table 1.1	42
3.1	Table résumée des amas étudiés	70
3.2	Résumé des observations MUSE des 17 amas de galaxies	72
3.3	Distributions en <i>redshift</i> des images détectées dans les champs d'amas	89
3.4	Propriétés moyennes des modèles de masse	99
5.1	Table résumant le nombre d'images et d'objets sélectionnées pour être modélisées dans le plan source	118
5.2	Description des différents modèles appliqués aux images Lyman- α	120
5.3	Résumé de la répartition des images en fonction du meilleur modèle d'émission ajusté	122
6.1	Liste des raies d'émission utilisées pour mesurer les <i>redshifts</i> systémiques	153
6.2	Table recensant les sources de l'échantillon LLAMAS possédant une mesure du <i>redshift</i> systémique	154
7.1	Propriétés générales des halos Lyman- α présentés dans Claeyssens et al. [2019]	171
10.1	Table résumée des principaux paramètres des galaxies LLAMAS	208

Liste des abbreviations

AGN	Active Galactic Nucleus
AO	Adaptive Optic
BCG	Bright Cluster Galaxy
CCD	Charge Coupled Device
CDM	Cold Dark Matter
CGM	Circum Galactic Medium
COS	Cosmic Origins Spectrograph
dPIE	double Pseudo Isothermal Elliptical
ELT	Extremely Large Telescope
ESO	European Southern Observatory
EW	Equivalent Width
FF	Frontier Fields
FMA	Focusing Mirrors Array
FWHM	Full Width Half Maximum
GTO	Guarantee Time of Observation
HST	Hubble Space Telescope
HDFS	Hubble Deep Field Survey
IDA	Image Dissector Array
IFU	Integral Field Unit
IGM	Inter Galactic Medium
ISM	Inter Stellar Medium
JWST	James Web Space Telescope
KCWI	Keck Cosmic Web Imager
LAB	Lyman-Alpha Blob
LAE	Lyman-Alpha Emitter
LAH	Lyman-Alpha Haloes
LARS	Lyman Alpha Reference Sample
LASD	Lyman Alpha Spectral Database
LBG	Lyman Break Galaxy
LLAMAS	Lensed Lyman Alpha MUSE Arc Sample
LSF	Line Spread Function
MPDAF	MUSE Python Data Analysis Framework
MUSE	Multi Unit Spectrograph Explorer
MXDF	MUSE eXtremely Deep Field
NB	Narrow-Band
NFM	Narrow Field Mode
PIEMD	Pseudo-Isothermal Elliptical Component Model
PSF	Point Spread Function
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SFG	Star Forming Galaxy
SFR	Star Formation Rate
SIS	Singular Isothermal Sphere
SNR	Signal to Noise Ratio

UDF	Ultra Deep Field
VLT	Very Large Telescope
WFM	Wild Field Mode
ZAP	Zurich Atmosphere Purger

Constantes physiques

Vitesse de la lumière	$c_0 = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Masse de l'électron	$m_e = 9.1094 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse du noyau d'hydrogène	$m_H = 1.00794 \text{ u}$
Constante de Boltzmann	$k_B = 1.38064852 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Constante universelle	$G = 6.6742 \times 10^{-11} \text{ N m}^{-2} \text{ kg}^{-2}$
Constante de Planck	$h = 6.62607015 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Charge élémentaire	$e = 1.602176634 \times 10^{-19} \text{ C}$
Permissivité du vide	$\epsilon_0 = 8.85418782 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Masse solaire	$M_\odot = (1.9884 \pm 0.0002) \times 10^{30} \text{ kg}$
Parsec	$1 \text{ pc} = 3.085677581 \times 10^{16} \text{ m}$

Chapitre 1

Introduction

Qu'y a-t-il de mieux réglé par l'auteur de la nature que le cours des astres ? Qu'y a-t-il au monde qui soit établi sur des lois plus fixes et plus immuables ?

Augustin d'Hippone, La cité de Dieu
21, 8

Aujourd'hui encore, la galaxie la plus connue et la plus étudiée est la Voie Lactée, abritant entre autres, notre système solaire et la Terre. Cette galaxie fait partie de la catégorie des galaxies spirales, elle contiendrait environ 3000 nébuleuses planétaires, un peu moins de 200 amas stellaires globulaires répertoriés, et 20 supernovae y exploseraient par an. La Voie Lactée mesure environ 50000 années-lumières de rayon et aurait atteint l'âge de 13.66 milliards d'années (âge de l'étoile la plus vieille observée dans la Voie Lactée). Composée de milliers de milliers d'étoiles, elle illumine les nuits depuis toujours et constitue à elle seule un objet d'observation et d'étude scientifique et intarissable.

On estime qu'il existe entre 200 et 500 milliards de galaxies dans l'univers. Beaucoup sont semblables à la nôtre, d'autres présentent des caractéristiques très différentes. L'étude de ces galaxies, à travers l'histoire de l'univers, représente le champ d'expertise de l'astrophysique extragalactique. Parmi ces myriades de galaxies peuplant l'espace-temps, les premières galaxies formées, les plus éloignées de la Terre, restent les plus difficiles à observer et donc à caractériser, alors qu'elles représentent pourtant l'unique opportunité d'étudier le commencement de l'histoire de l'univers et son évolution jusqu'à aujourd'hui. Cette thèse porte sur l'étude d'une partie de ces galaxies très lointaines, observées aujourd'hui, telles qu'elles étaient il y a plusieurs milliards d'années, au début de l'histoire de l'univers.

1.1 La physique extragalactique

1.1.1 Naissance de l'astrophysique extragalactique

La première référence à la possible existence d'objets célestes extérieurs à la Voie Lactée est généralement attribuée à l'astronome britannique Thomas Wright (1711-1786) qui fait référence, dans son ouvrage *On Original Theory or New Hypothesis of the universe*, publié en 1750, à des "nébuleuses" observées qui, se distinguant des autres corps célestes, pourraient être le fruit d'une "création externe". Cinq ans plus tard, le philosophe Emmanuel Kant (1724-1804) généralise la description de Wright dans *Histoire universelle de la nature et théorie du ciel*. Il y décrit notre galaxie comme un disque en rotation constitué d'étoiles liées gravitationnellement, et interprète les nébuleuses qui parsèment la voûte céleste comme des systèmes semblables à la Voie Lactée, qu'il baptise "univers-îles". Cent dix de ces nébuleuses sont répertoriées et décrites dans le grand

catalogue d'objets célestes de Charles Messier (1730-1817), dont les identifiants sont encore utilisés aujourd'hui. Quelques années plus tard, une partie de ces objets est identifiée par William Herschel (1738-1822) comme étant des amas d'étoiles globulaires ou des nébuleuses planétaires, appartenant à la Voie Lactée. Cependant, les astronomes étaient à l'époque dans l'impossibilité de mesurer les distances qui séparent tous ces corps, le caractère interne ou externe à la Voie Lactée restait donc encore très flou. En 1845, William Parsons (1800-1867) identifie la forme spirale de certaines nébuleuses (cf. Figure 1.1). Tous ces éléments vont initier et alimenter le Grand Débat, ouvert officiellement à Washington en 1920. Ces discussions sur la nature des nébuleuses spirales et la taille de l'univers opposeront principalement deux personnalités : Heber Curtis (1872-1942) et Harlow Shapley (1885-1972). Harlow Shapley soutient que les nébuleuses font partie intégrante de la Voie Lactée, qui constitue alors l'univers tout entier. A l'inverse, Heber Curtis défend le concept kantien d'univers-îles, les nébuleuses sont, selon lui, des systèmes semblables à la Voie Lactée, évoluant à des distances très grandes. Le seul moyen de trancher entre ces deux modèles était de parvenir à mesurer les distances qui séparent les objets.

Il fallut attendre Edwin Hubble (1889-1953), pour qu'une réponse soit enfin apportée. Entre 1923 et 1925, à l'aide du télescope du Mont Wilson (cf. Figure 1.1), Edwin Hubble effectuera une étude détaillée d'un type d'étoiles particulier, appelées céphéïdes. Ces étoiles ont la particularité de "clignoter" en brillance au gré des contractions et des décontractions de leur enveloppe. En effet, l'opacité du gaz de la photosphère, la partie externe des étoiles, détermine comment la lumière produite par la fusion nucléaire en son coeur, peut s'échapper. Dans le cas des céphéïdes, cette partie externe se contracte et se dilate alternativement, en raison d'un déséquilibre auto-entretenu des forces de pression du gaz et de gravité. Ces mouvements s'accompagnent de variations en température, et donc en densité, responsables de la variation périodique de la luminosité. La durée d'un cycle est d'environ quelques jours (quelques semaines maximum). En 1912, Henrietta Leavitt (1868-1921) a montré que les céphéïdes avec un plus long cycle sont plus lumineuses que les autres. Cette relation entre période et la luminosité est importante car ainsi si l'on connaît la luminosité intrinsèque, mesurée à partir de la période des cycles d'un objet, on peut alors comparer cette valeur avec la luminosité apparente sur le ciel, et en déduire la distance de l'objet à la Terre. A peu près à la même période, Ejnar Hertzsprung (1873-1967) réussit à calibrer cette relation entre la période et la luminosité grâce à la distance de plusieurs céphéïdes mesurée à l'aide de la parallaxe. C'est finalement grâce à cette relation qu'Edwin Hubble montra que les céphéïdes de la nébuleuse M31 sont si distantes qu'elles doivent se situer bien en dehors de notre galaxie. Cette découverte marque le début de l'astrophysique extragalactique.

1.1.2 Découverte de l'expansion de l'univers

En observant et en étudiant des objets de plus en plus lointains, une deuxième grande découverte sur la nature de l'univers est faite : les objets s'éloignent les uns des autres, l'univers est donc en expansion. En effet, Hubble a remarqué en 1929 que la lumière provenant des galaxies lointaines était plus rouge qu'attendu. Cet effet est encore plus évident lorsque l'on observe le spectre (i.e. la mesure de la quantité d'énergie émise par un objet à différentes longueurs d'onde) de ces galaxies. On peut alors identifier que les principales raies spectrales (en émission ou en absorption) des galaxies sont observées à des longueurs d'onde plus rouges (plus grandes) lorsque la distance des galaxies est grande. Cet effet est appelé le *redshift* et nous indique que toutes les galaxies semblent s'éloigner les unes des autres et que les galaxies les plus lointaines sont aussi celles qui s'éloignent le plus vite. Le décalage spectral d'une galaxie s'exprime :

$$z = \frac{\lambda_m - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (1.1)$$

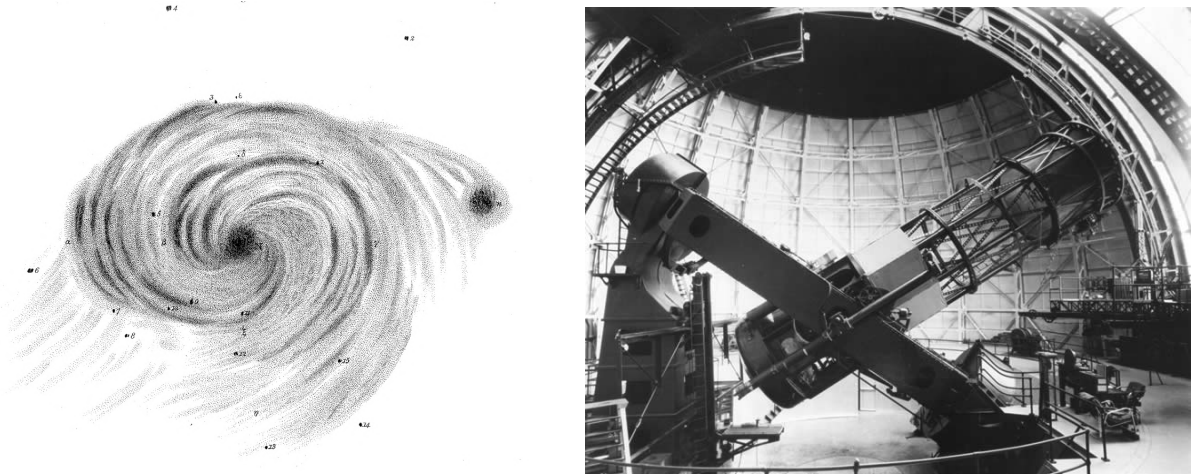


FIGURE 1.1 – *Gauche* : Premier croquis d'une "nébuleuse spirale" observée et dessinée par William Parsons en 1850. Cette galaxie correspond à l'objet M51 du catalogue de Messier. *Droite* : Photo du télescope du Mont Wilson, grâce auquel Hubble découvrit les étoiles céphéides dans une autres galaxies.

où λ_m est la longueur d'onde observée d'une raie, λ_0 est la longueur d'onde émise dans un référentiel au repos, c la vitesse de la lumière et v la vitesse de récession de l'objet. En mesurant le décalage spectral d'un objet suffisamment lointain pour que ses mouvements propres soient négligeables devant la vitesse de récession, on accède donc à l'information de distance de la galaxie. En parallèle, plusieurs travaux théoriques d'Alexander Friedmann (1888-1925) et de l'abbé Georges Lemaître (1894-1966), ont indépendamment dérivé la même loi (connue ensuite comme la loi de Hubble-Lemaître) à partir de la théorie de la Relativité Générale d'Albert Einstein (1879-1955) publiée en 1919. Fort de cette émulation scientifique théorique, Hubble suggère, dans une publication de 1929, que ses observations sont compatibles avec la solution des équations d'Einstein pour un univers homogène, isotrope et en expansion. Si l'on inverse simplement le phénomène d'expansion : les objets qui s'éloignent maintenant les uns des autres doivent avoir été un jour proches. En suivant cette logique on obtient un point où toute la matière et l'énergie se seraient trouvées condensées dans un volume extrêmement petit comparé au volume actuel de l'univers. La théorie du *Big Bang* suggère alors qu'une explosion aurait provoqué cette expansion des éléments à partir de ce point, qui est donc considéré comme le point initial de l'univers physique. Deux preuves observationnelles vont venir soutenir ce modèle : la détection du fond diffus cosmologique (rayonnement de basse énergie résiduel de l'époque chaude de l'histoire de l'univers) et la mesure de l'abondance des éléments légers (c'est-à-dire des abondances relatives des différents isotopes de l'hydrogène, de l'hélium et du lithium qui se sont formés pendant la phase chaude primordiale). Beaucoup d'autres observations plus ou moins directes viendront encore consolider ce modèle qui reste aujourd'hui le modèle d'univers le plus plébiscité par les astronomes.

1.1.3 Le modèle cosmologique moderne

Le modèle cosmologique a ensuite beaucoup évolué pour aboutir au modèle actuel, dit standard ou Λ CDM, considéré comme le modèle le plus simple qui rende compte des propriétés mesurées du cosmos (i.e. de l'existence du fond diffus cosmologique, de la structure à grande échelle de l'univers et de la distribution des galaxies, l'abondance des éléments légers et l'accélération de l'expansion de l'univers). Le scénario du modèle Λ CDM est basé sur la théorie de la relativité générale d'Einstein et la métrique de Robertson & Walker qui décrit la forme de l'espace-temps. Dans ce contexte, la distance entre deux points de l'espace-temps s'écrit :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin(\theta)^2 d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

$R(t)$, qui représente la trace du tenseur de courbure contracté $R_{\mu\nu}$, est lié à la taille spatiale de l'univers à un instant t . k décrit la courbure de l'univers et peut prendre les valeurs $-1, 0$ ou 1 selon que l'univers est ouvert, plat ou fermé. On définit alors le paramètre d'échelle sans dimension :

$$a(t) = \frac{R(t)}{R_0(t)} = \frac{a_0}{1+z} \quad (1.3)$$

avec $R_0(t)$ la valeur actuelle de $R(t)$ et a_0 la valeur actuelle du paramètre d'échelle. Le taux d'expansion de l'univers s'écrit ainsi :

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.4)$$

et on note H_0 la valeur actuelle de l'expansion de l'univers. L'équation d'Einstein qui lie la géométrie de l'univers (représentée par le tenseur de courbure $R_{\mu\nu}$) à son contenu en énergie (représenté par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$) est donnée par :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \frac{8\pi G}{c^4} \quad (1.5)$$

avec G la constante gravitationnelle universelle et Λ la constante cosmologique. La résolution de cette équation dans le cadre d'un univers homogène et isotrope conduit au système d'équations de Friedmann ([Friedmann 1922](#)) qui traduit les relations entre le paramètre d'échelle $a(t)$, son évolution temporelle et les propriétés physico-temporelles de l'univers :

$$H^2(t) = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{c^2}{3} \Lambda \quad (1.6)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{c^2}{3} \Lambda \quad (1.7)$$

$$\frac{d(\rho c^2 a^3)}{dt} = -p \frac{d(a^3)}{dt} \quad (1.8)$$

où ρ représente la densité totale du contenu en énergie de l'univers à l'instant t . On définit alors la densité critique ρ_c correspondant à la densité de l'univers euclidien (i.e. avec $k = 0$) à l'instant t :

$$\rho_c(t) = \frac{3}{8\pi G} H^2(t) \quad (1.9)$$

Si l'on rapporte les densités des différentes composantes de l'univers à cette densité critique, l'équation de Friedmann peut alors s'écrire :

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)} = \Omega_m(t) + \Omega_r(t) + \Omega_\Lambda(t) = 1 + \Omega_k(t) \quad (1.10)$$

$$\iff \left(\frac{H(t)}{H_0} \right)^2 = \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda + \frac{\Omega_k}{a^2} \quad (1.11)$$

avec :

$$\Omega_m(t) = \frac{\rho_m(t)}{\rho_c(t)} \quad (1.12)$$

$$\Omega_r(t) = \frac{\rho_r(t)}{\rho_c(t)} \quad (1.13)$$

$$\Omega_\Lambda(t) = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c(t)} = \frac{c^2 \Lambda}{3H^2(t)} \quad (1.14)$$

$$\Omega_k(t) = \frac{\rho_k(t)}{\rho_c(t)} = \frac{kc^2}{R_0^2 a^2(t) H^2(t)} \quad (1.15)$$

avec $\rho_m(t)$ la densité d'énergie des particules non relativistes de matière (baryonique et non baryonique). $\rho_r(t)$ représente la densité d'énergie du rayonnement (particules relativistes, photons et neutrinos), ρ_Λ est une quantité avec la dimension d'une énergie, qui représente la densité d'énergie liée à la constante cosmologique. Enfin ρ_k est une quantité liée à la courbure de l'univers. Le contenu en énergie de l'univers a été contraint, dans un premier temps en combinant les observations du fond diffus cosmologique et la détection des Supernovae les plus distantes connues (Efstathiou 1991, Perlmutter et al. 1999), puis plus précisément par la collaboration Planck (Planck Collaboration et al. 2014) qui mesure :

$$\Omega_k = 0 \Rightarrow \text{univers plat (Rubino – Martin et al. 2003)} \quad (1.16)$$

$$\Omega_m = \Omega_b + \Omega_{\text{DM}} \simeq 0.26 \quad (1.17)$$

$$\Omega_\Lambda \simeq 0.69 \quad (1.18)$$

avec Ω_b la densité des baryons et Ω_{DM} celle de matière noire. Mather et al. [1990] a montré que le rayonnement était dominé par la densité des photons du fond diffus cosmologique induisant $\Omega_r \approx 5 \times 10^{-5}$, ce qui rend le paramètre Ω_r négligeable. Freedman et al. [2001] a contraint le paramètre de Hubble $H_0 = 70 \text{ km. s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Le nombre minimal de paramètres décrivant ce modèle est de six : trois pour le contenu en énergie (baryons, matière noire, énergie noire), deux pour le spectre des fluctuations initiales (cf Section 1.2.1) et le dernier concerne la profondeur optique de la réionisation de l'univers (cf Section 1.2.1). Ce modèle en particulier suppose une courbure générale de l'espace-temps nulle ($k = 0$). Si l'on choisit ce modèle, l'univers est alors dominé, non par la matière baryonique, mais pas la matière noire froide (i.e. non relativiste) qui n'interagit que par la gravité, appelée *Cold Dark Matter* (CDM). Cette matière, parce qu'elle n'interagit pas avec la force électromagnétique, ne peut être détectée. De plus, du fait qu'elle n'interagisse pas avec le rayonnement, les fluctuations de la matière noire peuvent se créer dès que l'univers devient dominé par la matière. Plus tard, une fois découplée des photons, la matière baryonique tombera sur ces potentiels gravitationnels produits par la distribution fluctuante de la matière noire, entraînant ainsi la formation de structures baryoniques telles que les galaxies. Si le contenu en matière de l'univers reste donc encore un mystère, à cause de la nature inconnue de la matière noire, le contenu en énergie l'est encore plus. L'univers semble être dominé aujourd'hui par une énergie noire (Λ) qui se manifeste telle une force de répulsion qui accélère l'expansion de l'univers. Bien que l'existence de l'énergie noire ait été découverte en 1999 (Riess and Filippenko 1998, Perlmutter et al. 1999), sa nature est encore inconnue.

Malgré ses nombreux succès, à petite échelle, quand la physique baryonique devient dominante, la validité du modèle standard est plus difficile à soutenir. Trois principaux problèmes (expliqués plus en détail dans la Section 1.2.3), outre l'inconnue de l'énergie noire, ont été identifiés et ne sont toujours pas résolus :

- Le problème des satellites manquants : les simulations prédisent plus de sous-structures dans la distribution en matière noire que ce qui est observé à travers le nombre de galaxies satellites dans les galaxies proches.
- La catastrophe du moment angulaire : les simulation hydrodynamiques forment des disques trop petits comparés aux observations.
- Le profil de la distribution de la matière noire : les simulations prédisent que le profil de

densité de la matière noire est très "piqué" au centre, alors que les observations rapportent seulement des profils de densité plats dans les régions centrales des galaxies.

Plusieurs solutions sont envisagées pour résoudre ces problèmes, parmi lesquelles l'introduction de différents types de matière noire ou bien la modification de la théorie de la gravitation. Améliorer notre compréhension du processus de formation des galaxies pourrait également permettre de résoudre ces problèmes.

1.1.4 Grandeurs importantes pour l'observation des galaxies

Afin d'étudier par l'observation les propriétés intrinsèques des galaxies, il est nécessaire de connaître, le plus précisément possible, la distance de ces objets. La distance d'un objet de la Terre est accessible via la mesure du *redshift* introduit précédemment. Le *redshift* s'exprime :

$$z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{em}}} \quad (1.19)$$

avec λ_{em} la longueur d'onde émise et λ_{obs} la longueur d'onde observée. A partir de la valeur du *redshift*, les relations générales permettant de convertir z en un âge ou une distance dépendent de la notion physique utilisée et des valeurs des paramètres cosmologiques choisies ($\Omega_m, \Omega_\Lambda, H_0$).

On définit ainsi le temps de trajet d'un photon émis à l'instant t_1 à un *redshift* z :

$$t_0 - t_1 = \int_{t_1}^{t_0} dt = \frac{1}{c} \int_{r_1}^{r_0} a(t) dt = \frac{1}{c} \int_{t_1}^{t_0} \frac{dr}{1+z} = \int_0^z \frac{dz'}{(1+z')H(z')} \quad (1.20)$$

Cette durée, permet donc de dater les sources astrophysiques observées. On peut en déduire l'âge de l'univers observable :

$$T = \int_0^\infty \frac{dz}{(1+z)H(z)} \quad (1.21)$$

ainsi que les temps cosmiques, mesurant l'âge de l'univers au moment de l'émission du photon par la source :

$$t_h(z) = \int_z^\infty \frac{dz'}{(1+z')H(z')} \quad (1.22)$$

Avec les paramètres cosmologiques définis ci-dessus, l'âge de l'univers observable est de $T \simeq 13.7$ milliards d'années (cf Figure 1.2)

Distance de luminosité

Si une galaxie localisée à z possède une taille angulaire θ , le diamètre physique d_{kpc} de cette galaxie peut être calculé grâce à la distance de diamètre angulaire D_A :

$$d_{\text{kpc}} = \theta D_A \quad (1.23)$$

avec :

$$D_A = \frac{c}{1+z} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (1.24)$$

La distance de luminosité D_L permet de relier la luminosité intrinsèque d'une source à sa densité de flux observée :

$$D_L = (1+z)^2 D_A \quad (1.25)$$

La brillance de surface observée (i.e. flux par unité de surface) des sources astronomiques décroît avec le *redshift*, plus un objet est situé loin plus son émission apparent sera faible :

$$SB_{\text{obs}}(z) = \frac{SB_{\text{em}}}{(1+z)^4} \quad (1.26)$$

Magnitude

La brillance d'une galaxie se définit à l'aide de sa magnitude apparente. Dans le système de magnitude AB (Oke 1974), la magnitude s'exprime d'un filtre x :

$$m_x^{\text{AB}} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{f_\nu}{3.6308 \times 10^{-23} \text{ W. m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}} \right) \quad (1.27)$$

avec

$$f_\nu = \text{densité de flux en } \text{W.m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (1.28)$$

La magnitude apparente dépend de la distance, ce dont on a besoin de s'affranchir pour étudier la brillance intrinsèque des objets. La magnitude absolue est définie comme la magnitude apparente d'une étoile si elle était située à 10 pc.

$$m - M = -2.5 \log_{10} \left(\frac{f(d)}{f(10 \text{ pc})} \right) = 5 \log_{10}(d) - 5 \quad (1.29)$$

avec

$$f(d) = \left(\frac{10}{d(\text{pc})} \right)^2 f(10 \text{ pc}) \quad (1.30)$$

La luminosité monochromatique à partir d'une magnitude absolue dans le système AB s'exprime :

$$L_\nu [\text{W.Hz}^{-1}] = 4.34 \times 10^{13} \times 10^{-0.4 \times M_x^{\text{AB}}} \quad (1.31)$$

Le flux monochromatique reçu s'écrit donc :

$$F_\nu = \frac{L_\nu(1+z)}{4\pi D_L^2} \quad (1.32)$$

1.2 Formation et évolution des galaxies

1.2.1 Formation des structures dans l'univers

La théorie du *Big Bang* prédit qu'au début de son histoire (après la première seconde de son existence et jusqu'à la recombinaison), l'univers se composait essentiellement de matière baryonique, de rayonnement et de matière noire. La matière et le rayonnement étaient en équilibre thermique où les atomes neutres formés sont instantanément dissociés par un photon ; ce milieu est donc totalement ionisé. A mesure que l'espace s'est étiré, la température a diminué jusqu'à ce que le rayonnement ne soit plus assez énergétique pour entretenir la matière dans cet état ionisé. Les photons ont pu alors sortir librement et les atomes neutres se former : cette période s'appelle la "recombinaison" ; le milieu est devenu transparent et neutre. C'est ce rayonnement initial que l'on détecte encore aujourd'hui, appelé fond diffus cosmologique (ou CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Il constitue l'un des piliers de la théorie du *Big Bang* (cf section 1.1.3). Le CMB a été détecté pour la première fois accidentellement en 1965 par Arno Penzias et Robert Wilson (Penzias and Wilson 1965). Ce signal est uniforme et isotrope dans le ciel, ce qui implique que l'univers

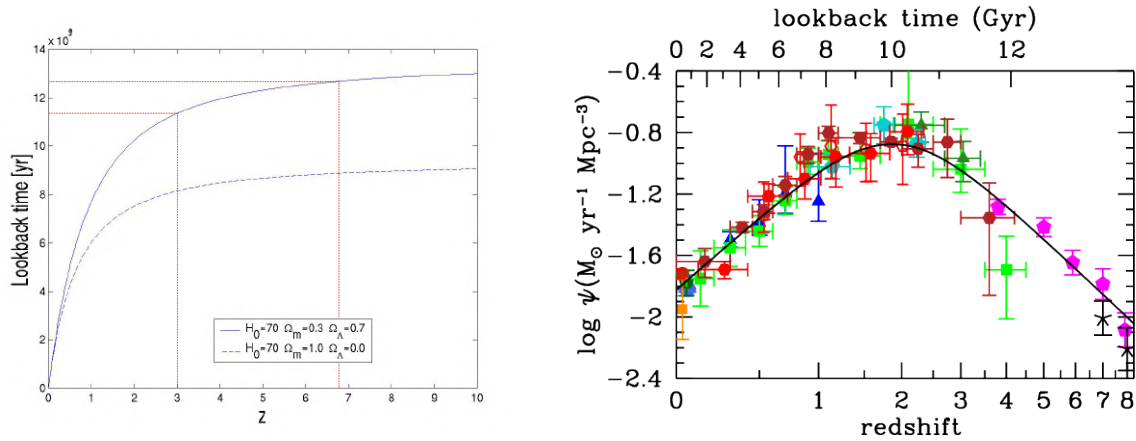


FIGURE 1.2 – *Gauche* : Evolution de l'âge de l'univers avec le *redshift*. Les lignes rouges indiquent l'âge de l'univers à $z = 3$ et $z = 6.7$. Figure adaptée du *Hubble deep field and the distant universe book*. *Droite* : Variation du taux de formation stellaire moyen des galaxies en fonction du *redshift*. Figure extraite de [Madau and Dickinson 2014](#).

devait être homogène et lisse à l'origine. Comment expliquer alors la formation des grandes structures et la complexité de l'univers actuel ?

En 1992, le satellite COBE (pour *Cosmic Microwave Background Explorer*) détecta pour la première fois des fluctuations de température (et donc de densité) de l'ordre de 10^{-5} dans le spectre du CMB ([Smoot et al. 1992](#)) responsables de la formation des galaxies et des structures que nous observons aujourd'hui. Ces résultats seront ensuite confirmés par des mesures et expériences plus précises ([Hancock et al. 1994](#), [Lineweaver et al. 1995](#)) dont WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, [Spergel et al. 2003, 2007](#)). L'hypothèse la plus probable expliquant la formation de ces structures après l'époque de la recombinaison se base sur un modèle de formation "hiérarchique" des structures. Les fluctuations initiales de densité dans le CMB ont provoqué l'agglomération gravitationnelle de condensats de matière noire préalablement formés. A ce stade la dynamique de la matière est dominée uniquement par la matière noire qui va former les premières structures filamenteuses. Les halos de matière noire ainsi formés vont piéger le gaz environnant dans leur puits de potentiels. Le gaz peut alors se refroidir et se condenser pour former les premiers noyaux de galaxies à des échelles sub-galactiques qui vont peu à peu fusionner pour former plus tard des galaxies ([Binney 1977](#), [Silk 1977](#)).

Après la recombinaison des photons et des électrons, la plupart du gaz d'hydrogène dans le milieu intergalactique devait être neutre. Le scénario le plus communément admis prédit que la formation des premières galaxies vers $z = 10 - 30$ a réionisé le gaz neutre environnant. On appelle cette période la réionisation de l'univers. Un des principaux domaines de recherche astrophysique actuel consiste à déterminer quand et comment cette transition a eu lieu. Le principal scénario avancé (?) propose que chaque galaxie formée a ionisé son environnement proche formant ainsi des millions de petites bulles ionisées qui vont croître au fur et à mesure de la formation des galaxies pour former de plus grandes régions ionisées jusqu'à l'ionisation complète de l'univers. Les modèles les plus récents prédisent que la réionisation aurait eu lieu entre $z = 15$ et $z = 6$. A partir de $z = 6$, l'univers est rempli d'un fond UV ionisant appelé *Ultra-Violet Background* (UVB).

1.2.2 Différents types de galaxies

Tandis que l'évolution gravitationnelle des structures de la matière noire est bien connue, notamment grâce aux travaux théoriques, aux simulations numériques et aux observations de la distribution des galaxies dans l'univers (Reichard et al. 2008), les observations nous donnent accès aux propriétés des galaxies et à leur distribution, éléments nécessaires pour relier les galaxies au champ de densité de matière noire et comprendre comment elles se sont formées et ont évolué. Les galaxies résident dans des halos de matière noire. Elles sont constituées à la fois de matière noire et de matière baryonique (poussière, gaz et étoiles), et sont donc sensibles à des processus physiques qui n'affectent pas la matière noire froide. La compréhension des processus de formation et d'évolution des galaxies nécessite donc de pouvoir modéliser des processus physiques complexes tels que les *feedback* stellaires ou la physique des trous noirs. En effet les galaxies, composées d'amas d'étoiles, de gaz, de poussière et de matière noire, offrent une grande variété de types morphologiques, de tailles et de masses. Les plus petites contiennent quelques 10^7 étoiles, tandis que les galaxies les plus massives peuvent en abriter plus de 10^{12} . Entre 1924 et 1936, Edwin Hubble a mis au point une classification des types morphologiques des galaxies locales (cf Figure 1.3), appelée "séquence de Hubble" dans laquelle on trouve :

- des galaxies spirales : ce sont des galaxies avec une géométrie planaire que l'on peut décomposer comme un disque en rotation autour d'un bulbe stellaire. Dans les régions qui constituent la structure spirale, on trouve un gaz comprimé plus dense dont le taux de formation stellaire est supérieur au reste du disque. Le bulbe est quant à lui composé d'étoiles plus âgées qui auraient migré depuis le disque. La plupart des galaxies spirales sont dites "barrées", du fait de la structure rectiligne qui traverse le noyau galactique.
- des galaxies elliptiques : ce sont des galaxies dont la forme évoque un ellipsoïde plus ou moins plat. Contrairement aux galaxies spirales, les galaxies elliptiques forment peu ou pas d'étoiles en raison de la très faible quantité de gaz. Les populations d'étoiles y sont donc plus vieilles.
- des galaxies lenticulaires : galaxies intermédiaires, à mi-chemin entre les galaxies spirales et les galaxies elliptiques. Elles se caractérisent par un grand bulbe massif, autour duquel gravite un disque peu actif en terme de formation stellaire, et où l'on ne distingue pas de structure spirale.
- des galaxies irrégulières : il s'agit de galaxies qui ne rentrent dans aucune des trois catégories décrites ci-dessus. Elles montrent des morphologies chaotiques, composées d'étoiles jeunes et de grandes quantités de gaz.

Ces galaxies observées par Hubble étaient toutes relativement proches de la Voie Lactée, donc à faible *redshift* ($z < 0.1$). Les galaxies de l'univers distant montrent pour leur part des morphologies plus complexes. En effet les observations des champs profonds, comme par exemple les champs profonds du télescope Hubble, réalisées en 1995, 1998 et 2004, ont montré que l'univers contenait des centaines de milliards de galaxies et que ces galaxies lointaines et donc jeunes étaient morphologiquement très différentes des galaxies locales. La proportion de galaxies irrégulières est très élevée à grand *redshift*; de plus, ces galaxies sont globalement plus petites, plus gazeuses et plus chaotiques dans leur structure. Ces observations indiqueraient que les galaxies elliptiques géantes que nous observons aujourd'hui n'étaient pas encore formées à l'époque et se seraient constituées par la fusion successive de galaxies irrégulières plus petites. Ces galaxies étaient également plus bleues, ce qui signifie qu'elles formaient plus d'étoiles que maintenant. L'observation des nombreuses galaxies à différents décalages spectraux a permis d'estimer la variation du taux de formation stellaire en fonction de l'âge de l'univers et de montrer que cette formation a culminé il y a environ dix milliards d'années (cf Figure 1.2) soit à *redshift* $z = 2$. Si le système de classification de Hubble ne peut pas s'appliquer aux galaxies lointaines, l'évolution de celles-ci doit y conduire.

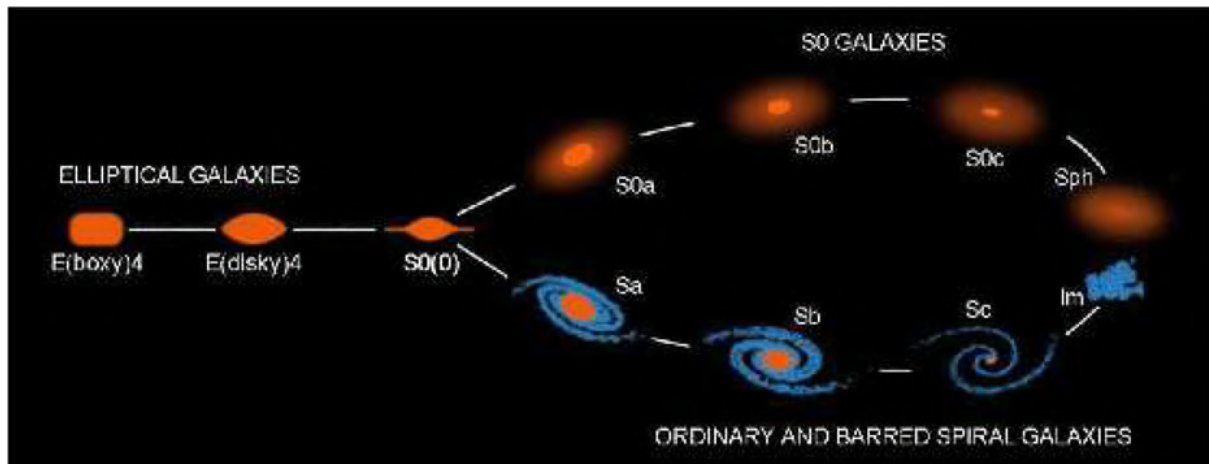


FIGURE 1.3 – Séquence de Hubble présentant les différents types de galaxies observées. Crédits : <https://ned.ipac.caltech.edu/level5/March14/Conselice/Figures/figure1.jpg>

Malgré l'arrivée de nouveaux moyens d'observations et de calculs extrêmement puissants pour les simulations numériques, les astronomes restent toujours incapables de résoudre plusieurs soucis d'adéquation entre les simulations et les observations concernant la formation des galaxies. Comment l'hydrodynamique du gaz, les champs magnétiques, les vents stellaires, les supernovae, et les interactions avec d'autres galaxies influencent la formation et l'évolution des galaxies et de la formation stellaire reste très difficile à modéliser et requiert un très grand nombre de paramètres libres. De nouvelles observations sont nécessaires pour contraindre ces modèles et améliorer notre compréhension de la formation des galaxies.

1.2.3 Grands problèmes de la formation galactique

Aux grandes échelles (> 1 Mpc), le modèle de formation hiérarchique CDM des structures est raisonnablement bien établi grâce aux simulations cosmologiques (Springel et al. 2005, 2006, cf Figure 1.4). Ces modèles sont en accord avec les observations des grandes structures (amas et groupes de galaxies) et la distribution statistique des galaxies. En revanche, à petite échelle, les détails de la formation et de l'évolution des galaxies restent moins bien connus. Deux raisons principales expliquent ces lacunes : 1. la composante baryonique de l'univers qui constitue en partie les galaxies est très difficile à modéliser par la complexité des processus physiques sous-jacents ; 2. les observations détaillées de galaxies à grand *redshift*, c'est-à-dire de galaxies au début de leur histoire de formation, manquent pour contraindre les modèles.

Le gaz, contrairement à la matière noire, est une matière baryonique collisionnelle, elle est donc soumise à beaucoup plus de phénomènes physiques (i.e. formation stellaire, refroidissement du gaz, *feedback*...) qu'il est nécessaire de comprendre et de prendre en compte dans les simulations. Dans les dernières simulations, trois problèmes majeurs rendent compte de cette difficulté à modéliser la formation des galaxies :

1. **La catastrophe du moment angulaire** : Le moment angulaire gouverne la structure des disques galactiques supportés par la rotation. Comme décrit dans la section précédente, les disques galactiques se forment par instabilité gravitationnelle à travers la condensation et le refroidissement des baryons dans les halos de matière noire. Les halos de matière noire sont supposés acquérir leur moment angulaire via les forces de marée (Fall and Efstathiou 1980, Peebles 1969) des structures en interaction ; et puisque les baryons subissent les mêmes forces de marée, ils devraient présenter la même distribution de moment angulaire.

Cependant les simulations hydrodynamiques ont montré que les structures qui fusionnent perdent une partie significative de leur moment angulaire par transfert vers la partie extérieure du halo par friction dynamique ou par effet de marée (Maller and Dekel 2002). En conséquence, les baryons associés à ces structures tombent dans la partie centrale de la galaxie, conduisant à la formation de petits disques concentrés au coeur, dominés par de larges bulbes (Navarro and Benz 1991, Navarro and Steinmetz 2000, Navarro and White 1994). De plus, les quantités de moment angulaire prédites sont en désaccord avec les valeurs mesurées dans les galaxies observées (van den Bosch 2001). Plusieurs solutions à ce problème sont proposées, toutes basées sur la même idée : empêcher le refroidissement du gaz lors de l'assemblage initial du halo et donc empêcher ou retarder l'effondrement du nuage de gaz proto-galactique ce qui permet de réduire la perte du moment angulaire du gaz qui sédimente dans le disque. Plusieurs mécanismes pourraient empêcher efficacement le refroidissement du gaz et sa condensation. Parmi ceux-ci le *feedback* des supernovae représente le processus le plus discuté. Cette idée, déjà introduite en 1978 par White and Rees [1978] et Weil et al. [1998], reste encore peu claire aujourd'hui.

2. **Le problème dit de "core-cusp"** : ce problème réfère au désaccord entre les densités centrales de matière noire prédites par la théorie et celles mesurées dans les observations. Les halos de matière noire des galaxies observées, spécialement des galaxies de faibles masses, présentent des profils de densité constants ou plats, appelés "coeur" (Burkert 1995, de Blok et al. 2001, Oh et al. 2011, Spekkens et al. 2005, Swaters et al. 2003), alors que les simulations cosmologiques rapportent des distributions de densité, appelées "cusps", qui divergent au centre des halos de matière noire (Navarro et al. 1997, Ishiyama et al. 2013, Navarro et al. 2010). Pour aplatir le "cusp" central, le potentiel gravitationnel des halos de matière noire doit être modifié. Cela peut se faire par des effets gravitationnels des baryons du halo de matière noire, produisant ainsi une expansion de la composante de matière noire, et donc réduisant sa densité centrale. Deux catégories de mécanismes permettraient cette réduction : le *feedback* des supernovae (Navarro et al. 1996, Read and Gilmore 2005, Pontzen and Governato 2012, Teyssier et al. 2013, Martizzi et al. 2012) et les AGN (Martizzi et al. 2013), générant tous deux des vents galactiques et redistribuant ainsi le gaz, ou bien la friction dynamique induite par des grumeaux massifs ou des instabilités du disque (El-Zant et al. 2001, Goerdt et al. 2010, Inoue and Saitoh 2011).
3. **Manque de galaxies satellites** : Il y a un désaccord entre le nombre de galaxies satellites prédit par les simulations et le nombre de galaxies satellites observées dans le groupe local de galaxies (Kauffmann et al. 1993, Klypin et al. 1999). Les simulations prédisent également la présence de sous-halos qui sont trop massifs et trop denses comparés aux plus brillants satellites observés autour de la Voie Lactée. Ainsi, non seulement le nombre de satellites prédit par les simulations est trop élevé mais leur distribution en masse est également trop haute. Plusieurs mécanismes de suppression de la formation stellaire conduisant à la formation d'un grand nombre de sous halos de faibles masses, non observables, sont étudiés pour répondre à ce problème. Parmi eux on trouve la photoionisation (Benson et al. 2002, Gnedin 2000, Hoeft et al. 2006, Pfrommer et al. 2012, Quinn et al. 1996, Wadepuhl and Springel 2011), l'injection d'énergie par les supernovae dans le gaz environnant des halos les plus massifs (Dekel and Woo 2003, Governato et al. 2007) et l'effet de marée dû à la présence de disques baryoniques. De récentes études (Brooks et al. 2013, Del Popolo and Le Delliou 2014) ont suggéré qu'une combinaison de ces effets associés à la physique baryonique, pourraient amener à la fois le nombre de satellites et leurs masses en accord avec les observations. Enfin, les observations récentes de nouvelles galaxies satellites plus faibles (Belokurov et al. 2008, 2010, Irwin et al. 2007, Simon and Geha 2007) ont permis de suggérer l'existence de plus de satellites dans le groupe local qu'observé jusqu'à maintenant.

Ces études ont, entre autres, démontré que les processus physiques entrant en jeu dans la formation et l'évolution des galaxies sont plus complexes, et que les processus physiques du milieu interstellaire et des supernovae sont également importants. Les études de la formation stellaire à petite échelle ($<100\text{pc}$) se sont révélées cruciales pour comprendre les propriétés des disques galactiques (Agertz et al. 2011). En comparaison avec les effets de supernovae, la physique de la formation stellaire à petite échelle s'est révélée plus efficace dans la régulation de la formation stellaire et la formation de galaxies réalistes dans les simulations. Augmenter la valeur de l'énergie injectée par les supernovae peut produire un rapport entre le bulbe et le disque plus réaliste mais conduit à la formation de disques distordus. À l'inverse, une faible efficacité de formation stellaire ($\sim 1\%$) conduit à former des galaxies avec des disques étendus, des courbes de rotation plates et des bulbes modérés, plus en accord avec les propriétés observées des galaxies du type de la Voie Lactée. Les *feedbacks* des étoiles jeunes et massives, sous forme de vents stellaires, de pression du rayonnement et de photoionisation des régions H_{II} , qui injectent de l'énergie et du moment cinétique dans l'ISM avant l'explosion en supernovae, jouent un rôle déterminant dans la régulation de la formation stellaire (Agertz et al. 2013, Hopkins et al. 2011, Roškar et al. 2013, Stinson et al. 2013).

Cependant, les disques stellaires ainsi obtenus sont plus massifs qu'attendu pour une masse de halo donnée. De plus, la plupart des simulations produisent trop de baryons dans les étoiles pour être des modèles viables de formation galactique (Guo et al. 2010). Ces résultats suggèrent que d'autres mécanismes que les *feedback* stellaires sont nécessaires à la modélisation de la formation et de l'évolution des galaxies que l'on observe. Modéliser les différents processus impliqués dans la formation des galaxies à petite (ISM) et grande (interaction avec les grandes structures) échelle nécessite une bonne connaissance des processus eux-mêmes, qui peut être acquise par de nouveaux travaux théoriques et de nouvelles observations qui viendront contraindre ces simulations.

Interactions avec les grandes structures

Comme cela a été expliqué dans la section 1.2.1, la matière de l'univers est distribuée suivant un champ de densité non-linéaire, composé de noeuds qui connectent les filaments qui eux-mêmes entourent des larges régions vides. Ce réseau est nommé *cosmic web* (Bond et al. 1996) et représente le squelette de matière noire de l'univers. Les baryons évoluent le long de ce squelette et se déplacent des régions vides vers les filaments puis vers les noeuds. Le *cosmic web* a d'abord été identifié dans les simulations cosmologiques dans les années 1970 (Doroshkevich and Shandarin 1978, Zel'Dovich 1970) avant d'être réellement observé dans les années 1980 grâce à la reconstruction de la distribution des galaxies autour d'un amas de galaxies dans le *Center for Astrophysics Redshift Survey* (CfA, de Lapparent et al. 1986). Ces observations ont démontré que les galaxies ne sont pas aléatoirement distribuées dans l'espace mais assemblées en "bulles". Plus tard le *Two degrees Fields Galaxy Redshift Survey* (2dFGRS, Percival et al. 2001) et le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, Reichard et al. 2008) ont confirmé cette structure filamentaire. Cependant, il est impossible d'observer directement la matière noire et détecter les baryons dans ces filaments reste très difficile. De récentes simulations hydrodynamiques (Millennium (Springel et al. 2005), Horizon-AGN (Dubois et al. 2016), BAHAMAS (McCarthy et al. 2017) et Illustris-TNG (Springel et al. 2018)) ont fait évoluer de très grands nombres de particules (jusqu'à 15 625 000 000 particules de matière noire) par gravité et ont inclus des processus physiques liés aux interactions baryoniques. Ces simulations, associées à de nombreuses observations ont démontré la dépendance environnementale des galaxies (Alpaslan et al. 2016, Laigle et al. 2018, Malavasi et al. 2017, Peng et al. 2015, 2010, Pintos-Castro et al. 2019, Sarron et al. 2019). Par exemple, dans un environnement dense, comme un amas de galaxies, les galaxies sont plus passives (i.e forment moins d'étoiles, Pintos-Castro et al. 2019). La corrélation entre les propriétés des galaxies et les environnements moins denses, tels que les filaments cosmiques, a aussi été observée : en effet le spin des galaxies est mesuré aligné le long

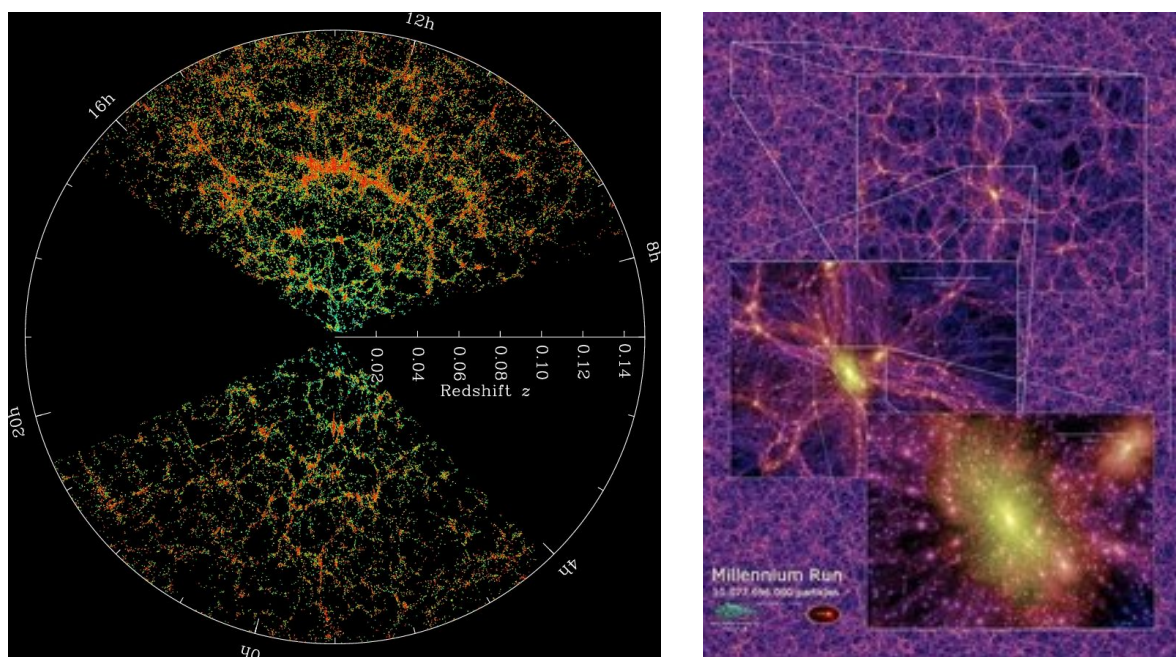


FIGURE 1.4 – *Gauche* : Résultats du sondage SDSS (Reichard et al. 2008) représentant la distribution des galaxies observées dans l’univers. Chaque point représente une galaxie et le rayon représente le *redshift*. Crédits : <https://www.sdss.org/science/> *Droite* : Illustration de la simulation Millenium, représentant la toile cosmique. Les différents *zoom* montrent la structure des filaments et un noeud. Crédits : <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/galform/virgo/millennium/>

de l’axe des filaments (Aragon-Calvo and Yang 2014, Codis et al. 2015). Il a aussi été démontré que les galaxies dans les filaments ont tendance à être plus massives et plus passives (Alpaslan et al. 2016, Laigle et al. 2018, Malavasi et al. 2017, Sarron et al. 2019).

Les galaxies évoluent ainsi au sein de grandes structures, leur formation et évolution sont nécessairement impactées par les interactions qui peuvent exister. Le milieu qui sépare les galaxies est appelé le milieu inter-galactique (IGM pour *Intergalactic medium* en anglais), qui constitue un grand réservoir de gaz. La compréhension des processus physiques qui régulent la formation et l’évolution des galaxies repose à la fois sur la compréhension des processus internes (formation d’étoiles, *feedback*, structures des disques, vents stellaires...) et des interactions entre les galaxies et leur environnement. Ces interactions, à l’échelle des galaxies individuelles, sont encore aujourd’hui mal connues, spécialement à grand *redshift*. Un lieu privilégié à étudier pour mieux les comprendre est le milieu circumgalactique (CGM pour *circumgalactic medium* en anglais). Le CGM, l’environnement local immédiat de la galaxie, est aussi l’interface entre les galaxies et l’IGM au sein duquel ont lieu tous les échanges de matière entre les galaxies et l’IGM (cf Figure 1.6)

1.3 Le milieu circumgalactique

En 1956, Lyman Spitzer évoquait l’existence d’une couronne galactique environnant les galaxies jusqu’à 1500 pc. Bahcall and Spitzer [1969] confirmèrent ces observations en détectant, par absorption, la présence de gaz étendu autour des galaxies à *redshift* entre 1 et 3. La première occurrence du terme *Circumgalactic medium* revient à Greg Bryan, en 2008, lors de l’assemblée COSPAS au Canada (Bryan 2008). Malgré cela, il n’existe pas aujourd’hui de définition explicite du CGM. Rudie et al. [2012] propose de définir le CGM comme la région entourant la galaxie dans un rayon

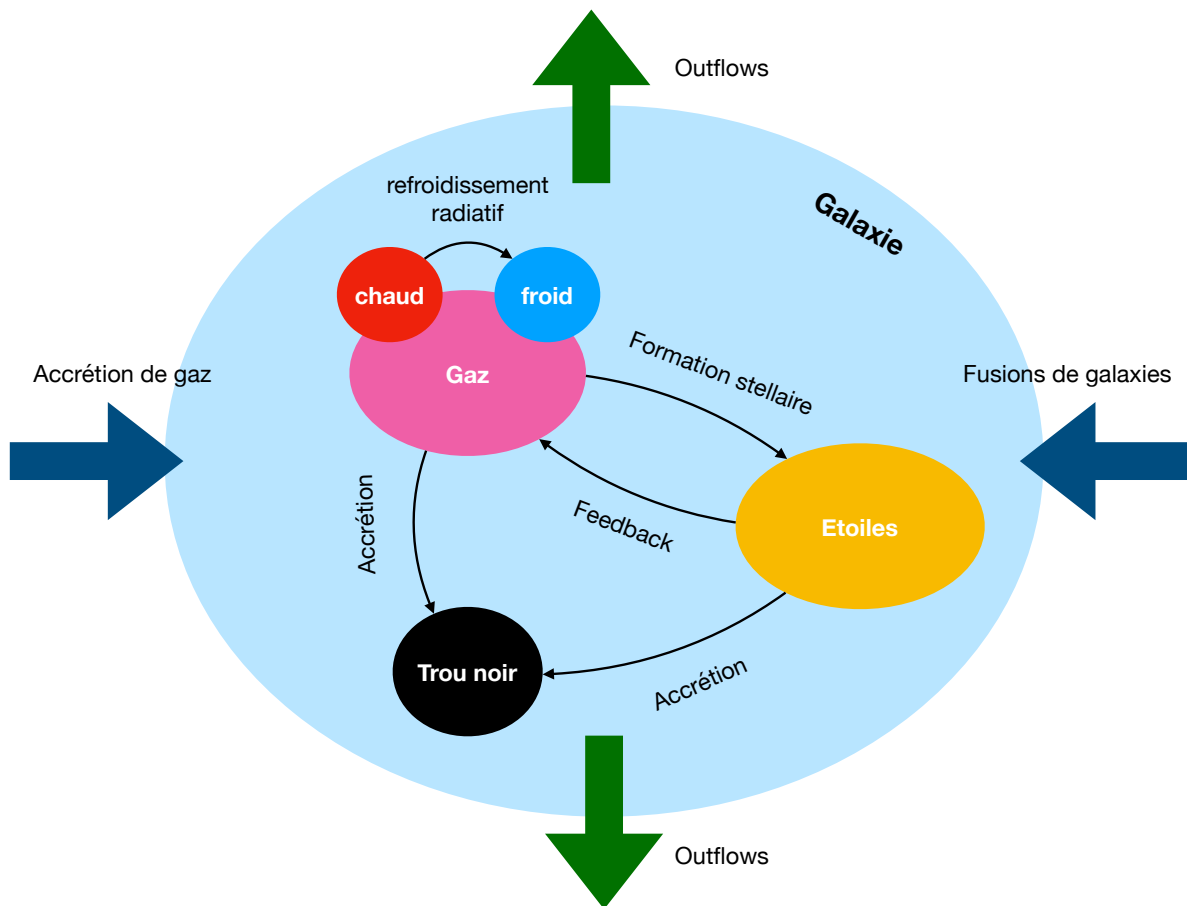


FIGURE 1.5 – Schéma représentant les principaux processus de la formation et de l'évolution des galaxies. Les galaxies sont constituées de gaz, d'étoiles et dans certains cas d'un trou noir. Le gaz permet de nourrir la formation stellaire et peut être accrété dans le trou noir. Il est refroidi dans la galaxie par refroidissement radiatif. La formation stellaire peut réintroduire du gaz (au moyen des *feedbacks*). Les galaxies interagissent avec leur environnement : elles peuvent accréter du gaz provenant de l'IGM, fusionner avec d'autres galaxies, ou bien éjecter du gaz via des vents galactiques (*outflows*).

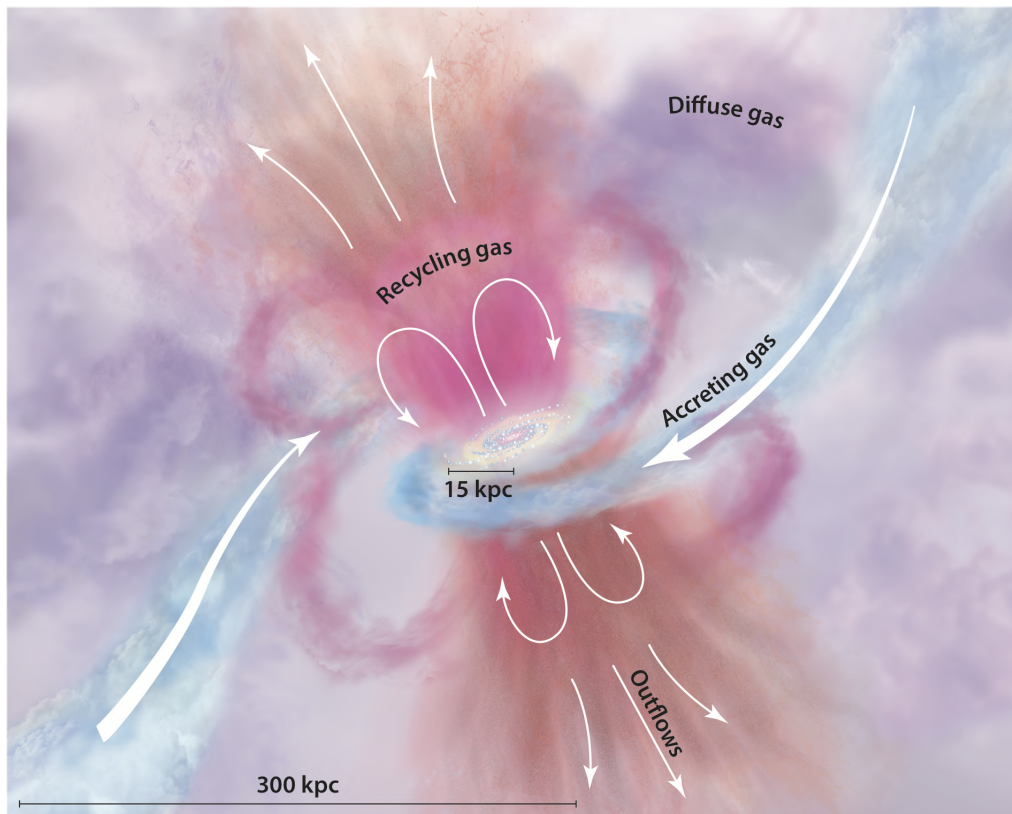


FIGURE 1.6 – Vue d’artiste du milieu circumgalactique. On peut voir la galaxie au centre, entourée de gaz dans différents états au sein desquels se produisent plusieurs phénomènes physiques (accrétion, éjections). Figure extraite de [Tumlinson et al. 2017](#)

de 300 kpc et une vitesse de $\pm 300 \text{ km.s}^{-1}$. Une autre distance fréquemment adoptée pour définir le CGM est le rayon du viriel du halo de matière noire hébergeant la galaxie. Dans tous les cas, le CGM est un milieu complexe, multi-phasique et siège de nombreux phénomènes physiques. Son observation directe est rendue très complexe par sa faible densité, spécialement à grand *redshift*.

1.3.1 Composition du milieu circumgalactique

Détecté d’abord en absorption grâce aux spectres des quasars, puis directement en émission, les observations du CGM montrent qu’il s’agit d’un milieu multi-phasique complexe, à tous les *redshifts*.

Les résultats du spectrographe COS (*Cosmic Origins Spectrograph*) du télescope HST par [Thom et al. \[2012\]](#), suggèrent la présence d’une grande quantité d’hydrogène neutre, étendue jusqu’à 150 kpc, autour des galaxies actives et passives. En plus de cette phase froide tracée principalement par la raie Lyman- α (dont la physique est détaillée dans la section 1.3.3), le CGM est composé d’une phase chaude ($T \sim 10^{5-6} \text{ K}$) tracée par les raies de recombinaison du gaz à haute ionisation gaz telle que l’émission O_{VI} ([Tumlinson et al. 2011](#)). Ces deux phases représentent des indicateurs des différents mécanismes internes au CGM. En effet, l’émission la raie O_{VI} est détectée jusqu’à de grands rayons et provient probablement d’excitations collisionnelles du gaz dans de puissants jets, aussi appelés *outflows*. Les *outflows* de gaz riche en métaux sont omniprésents à tous les *redshifts* ([Erb et al. 2012](#), [Heckman et al. 1990](#), [Newman et al. 2012](#), [Rubin et al. 2014](#), [Weiner et al. 2009](#)). Ils peuvent atteindre des vitesses très grandes (jusqu’à $\sim 1000 \text{ km.s}^{-1}$) et éjecter des masses à un taux équivalent à 2 ou 3 fois le taux de formation stellaire instantané ([Bouché et al. 2012](#)).

Des *outflows* sont détectés jusqu'à 70 kpc (Tripp et al. 2011) et contribuent essentiellement à l'enrichissement chimique de l'IGM et à la régulation de la formation stellaire dans les galaxies. Cette régulation de la formation stellaire peut s'effectuer de deux façons : en éjectant du gaz de la galaxie et en induisant de la pression aux extrémités des vents (Cresci et al. 2015). À l'inverse, les mécanismes d'accrétion sont faiblement contraints. L'existence de tels phénomènes est suggérée par la quasi non-évolution de la densité de masse en gaz neutre (Zafar et al. 2013) malgré le pic de formation stellaire observé à $z \sim 2.1$ (Cucciati et al. 2012). Seuls quelques exemples d'accrétion ont été observés (Fraternali et al. 2004, Giavalisco et al. 2011, Péroux et al. 2016). La difficulté d'observer ces accrétions viendrait de fait que l'accrétion du gaz dans les galaxies peut se produire via des flux collimatés de gaz froid à faible taux de recouvrement (*Cold Mode Accretion* Bordoloi et al. 2011, Dekel and Birnboim 2006, Kereš et al. 2005, Ocvirk et al. 2008, Stewart et al. 2011, van de Voort and Schaye 2012). De plus, les récents travaux de Kacprzak et al. 2012 et Schroetter et al. 2015 suggèrent que la matière est éjectée le long de l'axe mineur de la galaxie alors que l'accrétion se produit préférentiellement le long de l'axe majeur, qui a un angle solide plus faible que l'axe mineur. La Figure 1.6 représente une vue d'artiste du CGM avec les différents mécanismes cités ci-dessus. Des preuves de l'existence d'une composante chaude ($T > 10^6$ K) ont été apportées par l'émission diffuse en rayon X (Anderson and Bregman 2010, Anderson et al. 2013), et grâce aux absorptions observées le long des lignes de visée des quasars (Gupta et al. 2012, Williams et al. 2005, voir Figure 1.9). Le caractère multiphasique du CGM est également rapporté par les simulations hydrodynamiques, qui exhibent un mélange de gaz froid (10^4 K) et chaud (10^{5-6} K) à l'intérieur du rayon du viriel de la galaxie (Ford et al. 2013, Shen et al. 2013, Stinson et al. 2012, Suresh et al. 2017) représenté dans la Figure 1.7. La Figure 1.8 montre les raies d'absorption de différents ions détectés avec différentes vitesses et largeurs mettant en évidence la complexité cinématique du CGM. Ces variations montrent que le CGM peut être composé de plusieurs composantes avec différents états d'ionisation, densités et vitesses. Caractériser les états d'ionisation, la composition chimique et la densité du gaz est nécessaire pour correctement comprendre les relations symbiotiques entre le gaz, les étoiles de la galaxie et le CGM. Cependant, les différentes raies ne sont pas accessibles aux observations (spatiales et au sol) à tous les *redshifts* ce qui complique les études du CGM. La phase froide du CGM est principalement sondée par les éléments neutres ou les faibles ions (H_I , Na_I , Ca_{II}) et la poussière.

1.3.2 Observations du CGM

En absorption : Il existe beaucoup d'études recherchant à détecter l'émission étendue de raies tel que Mg_{II} , C_{IV} , ou Lyman- α associées à des galaxies à tous les *redshifts*. Une méthode indirecte d'observation du CGM consiste à utiliser un objet brillant lointain, tel qu'un quasar, situé sur la même ligne de visée qu'une ou plusieurs galaxies plus proches (voir Figure 1.9). En comparant les localisations des galaxies aux raies d'absorption observées dans les spectres des quasars, qui ne correspondent pas au *redshift* du quasar, on peut sonder la présence et les propriétés du gaz environnant ces galaxies d'avant-plan (Bouché et al. 2012). L'analyse de cette empreinte du CGM de la galaxie visible dans le spectre permet alors la caractérisation du gaz environnant la galaxie (densité de gaz neutre, cinématique, métallicité). La mesure de la métallicité des galaxies est particulièrement importante puisqu'elle témoigne directement de son activité de formation stellaire et de son évolution. Ces observations ont confirmé que le CGM était un milieu multi-phasique. Les galaxies les plus massives sont souvent associées avec un halo d'émission X (Mulchaey 2000, Rosati et al. 2002), montrant que leur CGM est dominant dans sa phase chaude, bien que les observations de raies d'absorption indiquent la présence de gaz froid.

En émission : Steidel et al. [2010] ont utilisé 512 paires de galaxies, avec une faible séparation angulaire, pour étudier la démographie des absorptions de gaz jusqu'à 125 kpc autour des galaxies

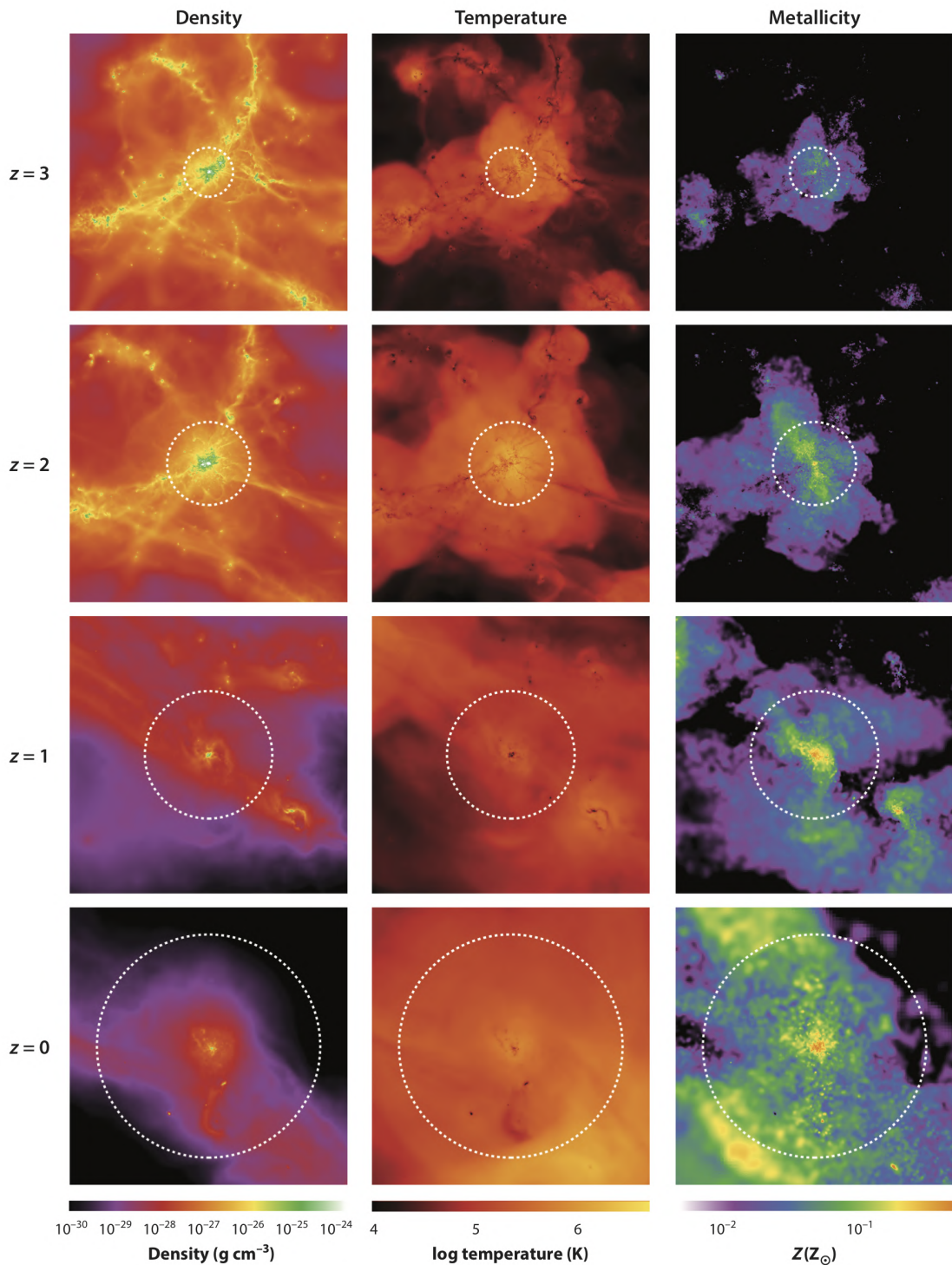


FIGURE 1.7 – Images de la simulation Eagle (Schaye et al. 2015) présentant une galaxie à 4 *redshifts* différents (entre de 0 et 3). Les colonnes représentent, de gauche à droite, la densité du gaz, la température et la métallicité. Le cercle blanc représente le rayon du viriel de la galaxie. Cette simulation représente bien la complexité du CGM et son évolution avec le *redshift* d'une galaxie.

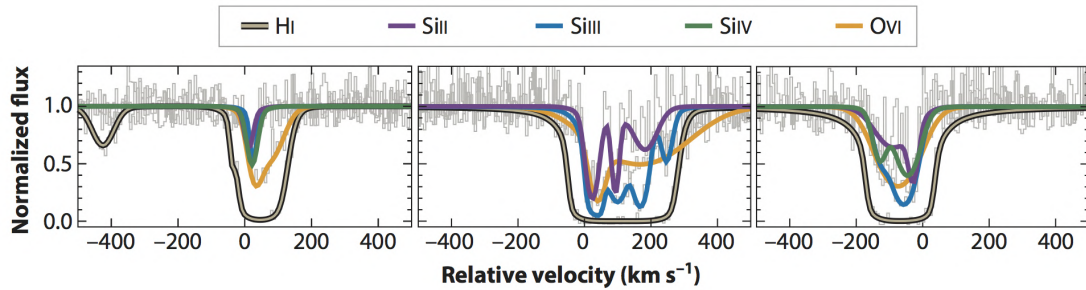


FIGURE 1.8 – Figure extraite de Tumlinson et al. 2017. Les trois panneaux représentent les profils d’absorption de 5 raies dans 3 objets du *COS-Halo survey* (Werk et al. 2016). La vitesse de la galaxie est à $v = 0 \text{ km}^{-1}$ sur l’axe des abscisses. Ces résultats illustrent la diversité de profils et des paramètres des absorptions dans le CGM.

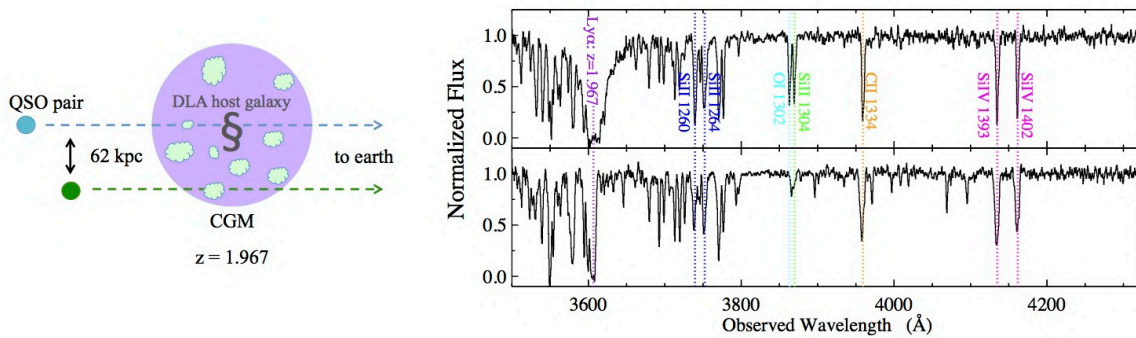


FIGURE 1.9 – Schéma représentant l’absorption de la lumière émise par un quasar en arrière-plan par le CGM d’une galaxie en avant-plan. Le spectre du haut représente le spectre observé sur la ligne de visée bleue (ce qui correspond au centre de la galaxie d’avant-plan). Le spectre en dessous représente les mêmes raies d’absorption produites par le CGM de la galaxie. Crédits : <https://krubin.sdsu.edu/index.php/research/probing-the-gaseous-environments-around-damped-lya-systems/>

avec $2 < z < 3$, et son lien avec les vents galactiques. Ils ont étudié la distribution de gaz absorbant avec le CGM des galaxies en avant-plan observées dans les spectres des galaxies d'arrière-plan. Etudier le spectre des galaxies elles-mêmes en tant que preuve de l'absorption, donne des informations sur la cinématique du gaz par rapport aux étoiles (dans ce gaz des raies d'absorption, décalées vers le bleu, indiquent la présence d'*outflows*). Cependant, on ne connaît pas la distance qui lie le gaz aux positions des étoiles. Les spectres des galaxies en arrière-plan, d'un autre côté, permettent de connaître la distance projetée de la galaxie grâce à leur raies d'émission. En combinant les deux méthodes, on peut tracer les mouvements et la distribution du gaz dans le CGM. En détectant directement le CGM en émission, on peut alors cartographier les propriétés du gaz autour de la galaxie (cinématique, composition en gaz neutre et en métaux ou encore les échanges gazeux). Des détections de gaz autour de galaxies locales ont été obtenues, par exemple grâce à la raie O_{VI} (Hayes et al. 2016) ou H_I (Walter et al. 2008). Malgré cela, la raie Lyman- α reste le meilleur moyen de détecter le CGM en émission à tous les *redshifts*. Prédit par Partridge and Peebles 1967, l'émission Lyman- α est l'une des raies d'émission les plus brillantes produites dans l'univers. Partridge and Peebles [1967] expliquent que les galaxies à grand *redshift* produisent une forte émission Lyman- α par recombinaison de l'atome d'hydrogène dans le milieu interstellaire chauffé par les jeunes étoiles massives. De plus, Partridge and Peebles [1967] évoquaient la possibilité d'une forte diffusion des photons dans le gaz ionisé de l'IGM qui étale le rayonnement des galaxies jeunes. Bien que les récentes études ont montré que l'émission Lyman- α détectée n'atteint pas les niveaux de brillance de surface prédit par Partridge and Peebles 1967, leur travail reste une excellente étude théorique suggérant que la forte émission Lyman- α de galaxies à grand *redshift* est reliée physiquement aux premières galaxies de l'univers et à l'état d'ionisation de l'IGM qui représentent aujourd'hui encore deux sujets étudiés à travers l'émission Lyman- α des galaxies : la formation de galaxies et la réionisation de l'univers. A faible *redshift*, plusieurs études ont pu détecter des halos d'émission Lyman- α , par exemple Kunth et al. [2003] ont détecté l'émission Lyman- α étendue autour de deux galaxies observées avec la caméra ACS du télescope spatial Hubble. En 2014, la campagne d'observation d'émetteurs Lyman- α dans l'univers local LARS (pour *Lyman Alpha Reference Sample*, Hayes et al. 2013b), observa 14 galaxies (8 d'entre elles sont montrées dans la Figure 1.10). La majorité de ces objets montrent une forte émission Lyman- α (représentée en bleu sur la figure) plus étendue que l'émission du *continuum* UV (en vert) et l'émission H α (en rouge, émission produite dans l'ISM). Les nombreuses études de cet échantillon, ont montré que l'émission UV de ces galaxies est très "grumeleuse" et montre des signes de fusion récente. Plusieurs corrélations entre la fraction d'échappement des photons Lyman- α et les propriétés de la galaxie ont été mesurées, montrant entre autres, que la turbulence dans les systèmes formant des étoiles favorise l'échappement des photons Lyman- α .

A plus grand *redshift*, la détection de ces halos Lyman- α est plus difficile, principalement autour des galaxies de faible masse, en raison des limites de sensibilité et de résolution des instruments. Les premiers halos détectés grâce à l'imagerie en bande étroite ont été rapportés par Madau et al. [1998], puis Fynbo et al. [2001]. L'arrivée des grands relevés ainsi que le développement de techniques de détection adaptées, ont permis d'observer de plus en plus d'émetteurs Lyman- α (appelés LAEs pour *lyman-alpha emitters*). Dans un premier temps, beaucoup d'études ont utilisé la méthode du *stacking* (qui consiste à sommer les spectres ou images de différents objets pour augmenter le rapport signal sur bruit des détections) pour tenter de détecter l'émission diffuse et étendue autour des galaxies. Par exemple, Matsuda et al. [2012] et Momose et al. [2014] ont respectivement combiné 2000 et 4500 LAEs à $z \sim 3$ et $2.2 < z < 6.6$ (cf Figure 1.11). Les profils radiaux de brillance de surface de l'émission Lyman- α sont généralement bien ajustés par une distribution exponentielle circulaire de la forme :

$$SB(r) = S_0 \times \exp(-r/r_s) \quad (1.33)$$

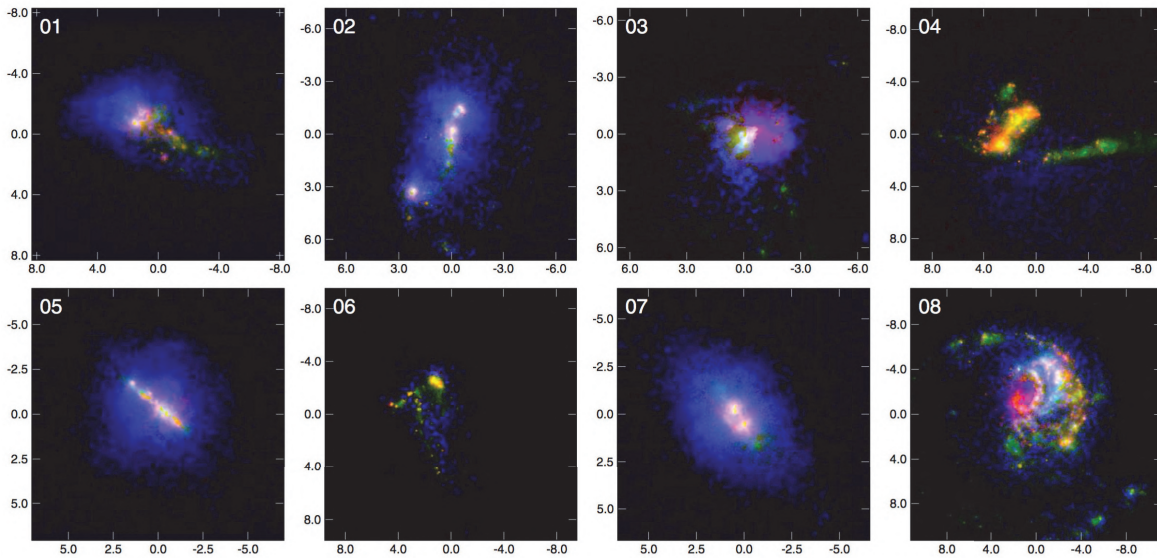


FIGURE 1.10 – Figure extraite de [Hayes et al. 2013b](#) représentant 8 galaxies de l'échantillon LARS à faible *redshift*. L'émission UV de chaque galaxie est représentée en vert, l'émission de la raie H_α en rouge et l'émission Lyman- α du CGM en bleu.

avec S_0 l'amplitude au centre du profil et r_s le rayon caractéristique qui donne une mesure de l'extension spatiale de l'émission Lyman- α et permet ainsi la comparaison entre les différentes études. La plupart des études sur les halos Lyman- α trouvent que la taille caractéristique de l'émission Lyman- α autour des galaxies (entre 5 et 30 kpc) est plus grande que celle de l'émission UV. Parmi les grands relevés de LAEs on peut notamment citer : *The Hawaii Survey* ([Cowie and Hu 1998](#)), *The Large Area Lyman Alpha Survey* ([Rhoads et al. 2000](#)), *The Subaru surveys* ([Ouchi 2003](#)), *The Multi wavelength Survey* by Yale-Chile ([Gawiser et al. 2007](#)), *the Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX) Pilot Survey* ([Adams et al. 2011](#)) et enfin le *Very Large Telescope (VLT) MUSE survey* ([Bacon et al. 2017](#)). En parallèle, de nombreuses études ont mesuré le profil spectral des raies Lyman- α émises, mettant en évidence une grande diversité de profils. Ces différents profils et le caractère étendu de l'émission Lyman- α témoignent de l'existence de multiples processus physiques responsables de la production, de la diffusion et de l'échappement des photons Lyman- α à travers l'ISM, le CGM puis l'IGM. Afin d'interpréter toutes ces observations, il est nécessaire de connaître la physique de l'émission et de la propagation des photons Lyman- α dans ces différents milieux.

Parmi les structures détectées par l'émission Lyman- α il faut aussi citer l'existence de blobs Lyman- α . Les blobs Lyman- α (LAB pour *Lyman Alpha Blob* en anglais) sont des grandes nébuleuses d'émission Lyman- α observées dans l'univers à grand *redshift*. Les LAB ont été découverts dans les années 1980 autour de galaxies radio à grand *redshift* ([McCarthy 1993](#)). Depuis les années 2000, plusieurs blobs sans galaxie radio ou AGN associée ont été découverts ([Steidel et al. 2000](#)). Ces blobs montrent des structures filamentaires et leur morphologie est très proche de celle des blobs associés à une galaxie radio ; plusieurs processus peuvent expliquer la formation de ces structures : l'accrétion de gaz froid, les vents galactiques et la photoionisation par d'intenses épisodes de formation stellaire ou d'obscurs AGN ([Matsuda et al. 2009](#)).

1.3.3 La physique de la raie Lyman- α

L'atome d'hydrogène représente plus de 90% des éléments de l'univers et l'émission Lyman- α étant la raie de recombinaison la plus intense de celui-ci, elle est émise par la plupart des objets

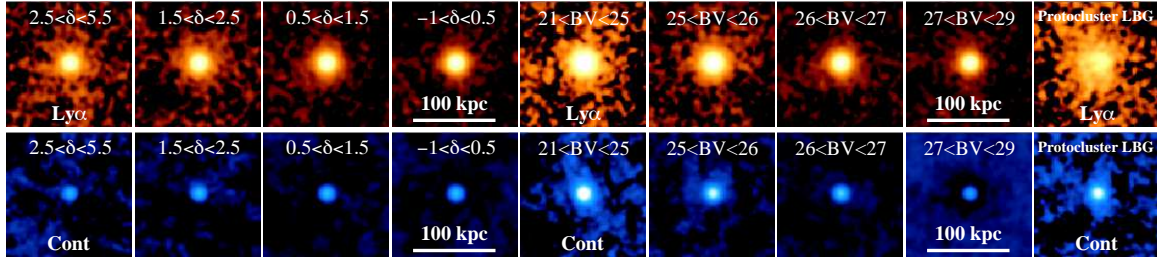


FIGURE 1.11 – Figure extraite de [Matsuda et al. 2012](#) représentant les images composites d'un sous échantillon de galaxies à $z = 3.1$. La ligne du haut représente les images en bande étroite de l'émission Lyman- α et celle du bat l'émission du *continuum*. La ligne horizontale blanche indique 100 kpc (physique). Les images sont affichées selon une échelle logarithmique. On constate que toutes les images Lyman- α sont plus étendues que les images du *continuum* des galaxies.

astrophysiques. La physique de la raie Lyman- α est très complexe de par son caractère résonant. Pour étudier l'émission Lyman- α il est nécessaire de bien comprendre à la fois les mécanismes de production et de diffusion de ces photons.

En 1913, Niels Bohr (1885-1962) décrit l'atome d'hydrogène comme un électron de charge $-e$ et de masse m_e , qui orbite autour d'un noyau de masse infinie. Ce modèle prédit que les niveaux n d'énergie E_n de cet atome peuvent s'exprimer :

$$E_n = -hcR_\infty \frac{1}{n^2} \quad (1.34)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et R_∞ la constante de Rydberg qui vaut :

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \quad (1.35)$$

avec ϵ_0 la perméabilité du vide. En 1928, Paul Dirac (1902-1984) corrigea ce modèle en prenant en compte le caractère relativiste de l'électron. La vitesse de celui-ci ne peut en effet pas être négligée devant celle de la lumière. L'équation obtenue par Dirac fait alors apparaître la structure fine de l'atome d'hydrogène. Les niveaux d'énergie dépendent à présent de deux nombres quantiques : le nombre quantique principal n et le nombre quantique J associé au moment cinétique total de l'électron : $J = L + S$ (avec L le moment cinétique orbital de l'électron et S son spin) ; ils s'écrivent :

$$E_{nJ} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{\alpha}{n - \epsilon_J}\right)^2} - m_e c^2} \quad (1.36)$$

avec α la constante de structure fine valant $\alpha = e^2/hc$ et $\epsilon_J = J + \frac{1}{2} - \sqrt{\left(J + \frac{1}{2}\right)^2 - (Z\alpha)^2}$. Les transitions atomiques sont soumises aux règles de sélection : $\Delta J = 0, \pm 1$, $\Delta S = 0$, $\Delta L = \pm 1$. Les transitions sont dites interdites si elles enfreignent ces règles. Cependant, la théorie de Dirac ne permet pas de prendre en compte de manière exacte la masse finie du noyau. Pour tenir compte de cette masse, on remplace dans l'équation de Dirac (1.36) la masse de l'électron par sa masse réduite $\mu = \frac{m_e M}{m_e + M}$ où m_e représente la masse de l'électron et M la masse du proton. En ajoutant également une correction relativiste due au recul du noyau qui vaut :

$$E_n(\text{recul}) = - \left(\frac{\mu^2 c^2}{M + m_e} \right) \frac{(\alpha)^4}{8n^4} \quad (1.37)$$

les niveaux d'énergie deviennent : $E_{nJ}^H + E_n(\text{recul})$. Ils ne dépendent que des nombres n et J , mais pas du nombre quantique L associé au moment orbital. D'après cette théorie, les niveaux d'énergie de même n et J mais de L différents devraient être dégénérés. En 1947, Willis Lamb (1913-2008) et Robert Retherford (1912-1981) ont montré une différence d'énergie de l'ordre de 1GHz (Lamb and Retherford 1947) entre les niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ de l'atome d'hydrogène, ce qui est contraire à la théorie de Dirac. En conclusion de cette découverte, un nouveau terme appelé déplacement de Lamb est introduit dans l'expression des niveaux d'énergie :

$$E_{n,L,J} = E_{nJ}^H(\text{Dirac}) + E_n(\text{recul}) + E(\text{Lamb}) \quad (1.38)$$

La Figure 1.12 représente les deux premiers niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène, faisant apparaître la structure fine, le déplacement de Lamb et la structure hyperfine (représentée par les niveaux F, elle consiste en une séparation des niveaux d'énergie en deux niveaux très proches, provoquée par le couplage spin-spin entre le noyau et l'électron) de l'atome.

Les cascades radiatives des niveaux supérieurs vers le niveau fondamental $n = 1$ produisent un ensemble de raies spectrales dans l'UV appelées raies de Lyman. La première, appelée raie Lyman- α , est produite par les transitions des états $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ vers le niveau $1S_{1/2}$ (la transition $2S_{1/2} \rightarrow 1S_{1/2}$ étant interdite, en rouge sur la Figure 1.12). Ces transitions sont spontanées et quasi-instantanées, la durée de vie maximale de l'état $2P$ valant $\Delta t \sim 1.6 \times 10^{-9}$ s (taux d'émission de $1/\Delta t \sim \Gamma \sim 6.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$). La valeur de la longueur d'onde λ d'un photon nécessaire pour faire passer le système d'un état initial i d'énergie E_i à un état final f d'énergie E_f est donnée par la relation :

$$E_f - E_i = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \rightarrow \lambda = \frac{hc}{\Delta E} \quad (1.39)$$

L'énergie minimale d'ionisation (permettant de décrocher l'électron de l'atome) est donc $E_{\text{ion}} = 13.6 \text{ eV}$, soit $\lambda = 912 \text{ \AA}$. Les photons Lyman- α sont produits lors de la transition $n = 2 \rightarrow 1$ entre le premier état excité et le niveau fondamental de l'atome d'hydrogène. Les photons émis ont une énergie de 10.2 eV, soit $\lambda = 1215.66 \text{ \AA}$.

Résonance et diffusions

La raie Lyman- α est une raie résonante. Le taux d'émission spontanée Γ étant connu, le principe d'incertitude d'Heisenberg $\Delta E \Delta t \sim h$ indique que les niveaux d'énergie ne sont pas discrets. La fréquence d'un photon émis par la transition $2P \rightarrow 1S$ n'est pas unique mais définie par une distribution Lorentzienne :

$$\phi_L(\nu) = \frac{\Gamma/4\pi^2}{(\nu - \nu_{\text{Ly}\alpha})^2 + (\Gamma/4\pi)^2} \quad (1.40)$$

avec $\nu_{\text{Ly}\alpha} = 2.466 \times 10^{15} \text{ Hz}$. Inversement, un atome dans son état fondamental peut être excité au niveau $2P$ par un photon dont la fréquence n'est pas exactement $\nu_{\text{Ly}\alpha}$.

La probabilité de diffusion d'un photon de fréquence ν dans la raie Lyman- α par un atome d'hydrogène dépend de la section efficace de diffusion $\sigma(\nu)$:

$$\sigma(\nu) = \sigma_{\text{Ly}\alpha} \cdot \phi_L(\nu) \quad (1.41)$$

avec $\sigma_{\text{Ly}\alpha} = 6.9 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$ la section efficace pour la fréquence de résonance $\nu = \nu_{\text{Ly}\alpha}$.

Dans un gaz contenant de l'hydrogène neutre, les photons de fréquence $\nu \sim \nu_{\text{Ly}\alpha}$ sont diffusés de manière résonante : ils sont sans cesse absorbés et ré-émis par les atomes à une fréquence proche du centre de la raie. Quand l'énergie du photon correspond exactement à l'énergie nécessaire pour passer du niveau fondamental au niveau excité d'un atome, on dit que le photon est en

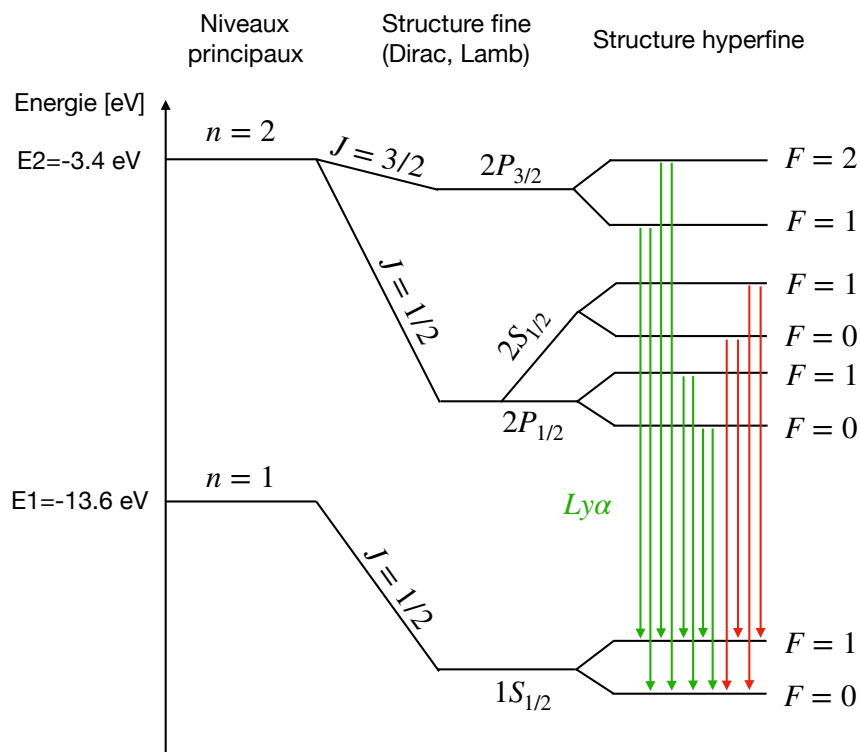


FIGURE 1.12 – Schéma représentant la structure fine et hyperfine de l'atome d'hydrogène. Les flèches vertes représentent les transitions menant à la formation de photons Lyman- α . La flèche rouge indique une transition interdite par les règles de sélection.

résonance avec l'atome. Pour que les photons sortent du nuage d'hydrogène, ils doivent sortir de la résonance, c'est-à-dire se décaler en fréquence vers le rouge ou vers le bleu (i.e. pour ne plus interagir avec les atomes d'hydrogène).

Les atomes ont un mouvement thermique dans le gaz décrit par une distribution de vitesses Maxwellienne $f(v)$:

$$f(v)dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_H}{2kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-m_H v^2 / k_B T} dv \quad (1.42)$$

où T est la température du gaz et k_B la constante de Boltzmann. La vitesse thermique des atomes d'hydrogène est donc :

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_H}} = 12.85 T_4^{1/2} \quad (1.43)$$

où T_4 est la température du milieu en unité de 10^4 K et m_H la masse de l'atome d'hydrogène. La distribution de vitesses des atomes dans le gaz implique (par effet Doppler) qu'un photon de fréquence ν sera vu par un atome à la vitesse v à une fréquence ν' :

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \frac{v}{c}} \sim \nu \times \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad (1.44)$$

Cet effet contre-balance la diffusion résonante en permettant aux photons d'être vus par les atomes à des fréquences décalées du centre de la raie Lyman- α . En prenant en compte le mouvement thermique du gaz, on peut réécrire la section efficace vue par un photon de fréquence ν :

$$\sigma(\nu)^{tot} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu') f(v) dv = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{12} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_L(\nu(1 - \frac{v}{c})) f(v) dv \quad (1.45)$$

avec $f_{12} = 0.4162$ la force d'oscillateur pour la transition $n = 1 \rightarrow n = 2$. On peut alors exprimer le décalage en fréquence :

$$x = \frac{\nu - \nu_{Ly\alpha}}{\Delta\nu_D} \quad (1.46)$$

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

Le profil d'absorption des photons Lyman- α par un gaz d'hydrogène dont la distribution de vitesse est décrite par une distribution maxwellienne est donné par un profil de Voigt :

$$\Phi_{Voigt}(x) = \frac{H(a, x)}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \quad (1.47)$$

où $H(a, x)$ est la fonction de Hjerting définie par :

$$H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(y - x)^2 + a^2} \quad (1.48)$$

Cette fonction n'a pas de solution analytique exacte mais on peut dériver une solution approximative selon le régime dans lequel se trouve le photon, i.e. selon la fréquence du photon. Pour les photons à petit décalage spectral (dans le coeur de la raie), le profil d'absorption se comporte comme une distribution maxwellienne. Ces photons ont plus de chance d'interagir dans le centre de la raie avec des atomes de vitesse $v \sim x$. En revanche, les photons à grand décalage spectral x (dans les ailes de la raie) ont une plus forte probabilité d'être absorbés dans les ailes du profil d'absorption par des atomes de vitesse proche de 0 puisque dans ce régime le profil lorentzien domine.

A chaque diffusion, le photon est absorbé et ré-émis à la même longueur d'onde (situation appelée diffusion cohérente) dans le référentiel de l'atome (la cohérence de diffusion n'est vraie que dans le référentiel de l'atome). Soit un atome possédant un vecteur vitesse \vec{v} absorbe et ré-émet un photon de fréquence ν dans son référentiel de repos :

$$\nu_i^{\text{ext}} = \nu \times \left(1 - \frac{\vec{k}_i \cdot \vec{v}}{c}\right) \quad (1.49)$$

$$\nu_f^{\text{ext}} = \nu \times \left(1 - \frac{\vec{k}_f \cdot \vec{v}}{c}\right) \quad (1.50)$$

avec ν_i^{ext} la fréquence d'absorption dans le référentiel extérieur, ν_f^{ext} la fréquence d'émission dans le référentiel extérieur, \vec{k}_i la direction incidente du photon et \vec{k}_f la direction d'émission. La direction de ré-émission n'est pas isotrope mais dépend de l'angle incident β et du régime d'interaction (coeur ou aile de la raie).

Le parcours des photons Lyman- α dépend fortement de l'opacité du gaz traversé. On peut définir τ_x l'opacité (ou profondeur optique) du gaz vu par un photon de fréquence x en fonction de la section efficace de diffusion totale :

$$\tau_x = \int_0^s n_H \sigma_x^{\text{tot}} ds \quad (1.51)$$

avec ds le chemin du photon dans le gaz. La probabilité qu'un photon de fréquence x parvienne à parcourir une distance s sans interagir est alors de $P = e^{-\tau_x}$ et sa probabilité d'être diffusé par un atome de $P_{\text{diff}} = 1 - e^{-\tau_x}$. Dans un milieu homogène en hydrogène, on peut définir la densité de colonne par $N_H = n_H \times s$ atomes.cm⁻² avec n_H la densité volumique. L'opacité vue par un photon dans un milieu de densité de colonne N_H s'écrit alors :

$$\tau_x = \sigma_x^{\text{tot}} N_H \quad (1.52)$$

τ_x est maximale au centre de la raie Lyman- α quand $x = 0$.

Lors de leur parcours dans le gaz, les photons peuvent interagir avec de la poussière, qui peut alors soit diffuser, soit détruire les photons.

1.3.4 Production des photons Lyman- α

Il existe plusieurs processus physiques pouvant aboutir à la formation d'un photon Lyman- α . En dehors du cas de transfert radiatif, l'émission Lyman- α n'est en général que la dernière étape d'une cascade radiative, qui se produit lorsqu'un atome d'hydrogène dans un état $n > 2$ se désexcite vers l'état $2P$, et enfin revient dans l'état fondamental via l'émission d'un photon Lyman- α . Pour apporter à un atome d'hydrogène l'énergie suffisante pour l'amener dans un état $n > 2$, il existe essentiellement deux possibilités : soit l'énergie provient de la collision avec un électron libre dans le gaz, soit c'est le résultat de la recombinaison d'un électron libre sur un proton.

Excitation collisionnelle : La collision d'un électron libre avec un atome d'hydrogène va, si l'énergie cinétique de l'électron est suffisante, exciter l'atome dans un état $n > 1$. Dans sa revue sur la physique de la raie Lyman- α , [Dijkstra \[2014\]](#) présente les principaux résultats des nombreuses études théoriques sur la diffusion d'un électron sur un atome d'hydrogène. Le taux de collision entre un atome d'hydrogène et un électron menant l'atome dans l'état $2P$ est proportionnel à la densité d'électrons libres n_e dans le milieu, et au coefficient $q_{1S \rightarrow 2P}(T)$ qui décrit la probabilité que l'atome se retrouve effectivement dans l'état $2P$ suite à la collision. Ce coefficient dépend à la fois

de l'énergie cinétique de l'électron et de la température du gaz.

Recombinaison : L'atome résultant de la recombinaison d'un électron sur un proton peut se retrouver dans n'importe quel niveau (n, l) , selon l'énergie cinétique apportée par l'électron lors de sa collision avec le proton. Cette énergie dépend de la différence de vitesse entre les deux particules, qui va à son tour dépendre des distributions des vitesses des électrons et des protons, chacune décrite par une distribution maxwellienne. Dans un plasma d'hydrogène thermalisé, on a $T_e \sim T_p = T$ avec T_e la température des électrons et T_p celle des protons, ce qui revient à dire que les protons et les électrons ont la même énergie cinétique. Le rapport de masse entre le proton et l'électron étant de l'ordre de 1800, la vitesse typique d'un électron est bien supérieure à celle d'un proton. La probabilité qu'un électron à la vitesse v se recombine sur un proton pour donner un atome dans l'état (n, l) entre t et $t + dt$ est proportionnelle au nombre de protons que l'électron pourra rencontrer pendant dt , et qui vaut $n_{\text{HII}} dV$ où $dV = \sigma_{n,l} v dt$. Si on note $P_{\text{Ly}\alpha}^{n,l} = P(n, l \rightarrow \text{Ly}\alpha)$ la probabilité que la cascade radiative à partir de cet état (n, l) donne un photon Lyman- α , on peut calculer cette probabilité à l'aide des coefficients d'Einstein $A_{n',l',n'',l''}$ pour la transition $(n', l') \rightarrow (n'', l'')$. En principe une recombinaison vers un niveau n quelconque peut immédiatement donner lieu à une transition $n \rightarrow 1$ en émettant un photon de la série de Lyman. Cependant, dans la plupart des plasmas astrophysiques, la densité d'hydrogène neutre est suffisamment importante pour que le gaz soit opaque à ces photons, qui sont alors absorbés localement. Par exemple, une recombinaison dans l'état $4P$ pourrait donner lieu à l'émission d'un photon $\text{Ly}\gamma$, qui sera immédiatement réabsorbé pour repeupler le niveau $4P$. Si le plasma astrophysique est complètement ionisé, alors il est transparent aux photons de la série de Lyman. Les transitions jusqu'au niveau fondamental sont alors possibles. Dans le cas opaque (cas B), on définit la probabilité d'émission Lyman- α P_B et à l'inverse on définit P_A dans le cas ionisé (cas A) :

$$P_A(\text{Ly}\alpha) = 0.41 - 0.165 \log\left(\frac{T}{10^4 \text{K}}\right) - 0.015\left(\frac{T}{10^4 \text{K}}\right)^{-0.44} \quad (1.53)$$

$$P_B(\text{Ly}\alpha) = 0.686 - 0.106 \log\left(\frac{T}{10^4 \text{K}}\right) - 0.009\left(\frac{T}{10^4 \text{K}}\right)^{-0.44} \quad (1.54)$$

La littérature donne $P_B(\text{Ly}\alpha) \sim 0.68$. En réalité $P_B(\text{Ly}\alpha)$ varie entre 0.90 et 0.56 entre 10^2K et 10^5K .

Production des photons Lyman- α :

Différents phénomènes astrophysiques peuvent mener à la production de photons Lyman- α dans les galaxies ou leur milieu environnant :

Régions HII : La production des photons Lyman- α dans les galaxies découle probablement en grande partie de la formation stellaire dans l'ISM. La composition de l'ISM est variable mais largement dominée par des atomes et des ions d'hydrogène et d'hélium ; du gaz moléculaire et des grains de poussière sont également présents. Les grains de poussière (graphite ou silicate de taille de l'ordre du micron) sont des éléments importants pour la formation des molécules H_2 responsables de la formation stellaire. Le flux stellaire peut fortement perturber l'état d'ionisation du gaz supposé à une température d'environ 10^4K et situé proche des étoiles. Les étoiles massives de type spectral O ou B ont des atmosphères très chaudes et émettent ainsi une importante quantité de photons ionisants pour l'hydrogène, ce qui crée des régions ionisées appelées régions HII , dans le milieu interstellaire des galaxies. A l'intérieur de ces bulles, un équilibre s'établit alors entre photo-ionisation et recombinaison, et une fraction de ces recombinaisons mènera à la production de photons Lyman- α . Cet équilibre implique que le taux de photo-ionisation soit égal au taux de

recombinaison. Si tous les photons ionisants sont consommés dans la région H_{II}, alors on peut directement relier le taux de recombinaison au taux de production de photons ionisants. Dans ces conditions, le milieu est toujours opaque aux photons Lyman- α (cas B) et donc *a fortiori* opaque aux photons ionisants du *continuum* de Lyman. Si on note $\dot{N}_{Ly\alpha}$ le taux de production de photons ionisants et \dot{N}_{ion} celui de photons Lyman- α , alors on aura :

$$\dot{N}_{Ly\alpha} = P_B(Ly\alpha)\dot{N}_{ion} \sim 0.68\dot{N}_{ion} \quad (1.55)$$

En réalité il peut arriver qu'une partie des photons ionisants puisse s'échapper, auquel cas il faut tenir compte de la fraction d'échappement des photons ionisants f_{esc} :

$$L_{Ly\alpha} = \dot{N}_{Ly\alpha} = P_B(Ly\alpha)(1 - f_{esc})\dot{N}_{ion} \quad (1.56)$$

Dans les régions H_{II} galactiques, les photons ionisants sont produits par les étoiles massives, ayant une courte durée de vie, \dot{N}_{ion} décroît donc très vite avec l'âge des populations stellaires. La production de photons Lyman- α va donc diminuer très vite si la formation de nouvelles étoiles ne vient pas compenser le vieillissement des populations stellaires. Ainsi, l'observation d'un flux important d'émission Lyman- α dans une galaxie peut indiquer un fort taux de production stellaire. On peut alors exprimer le taux de formation stellaire à l'aide de la luminosité Lyman- α (Dopita and Sutherland 2003) :

$$SFR \sim \left(\frac{L(Ly\alpha)}{1.1 \times 10^{42} \text{erg.s}^{-1}} \right) M_{\odot} / \text{an} \quad (1.57)$$

Régions ionisées autour des quasars : de la même manière les quasars, qui sont des puissantes sources de photons ionisants UV, créent des régions H_{II} géantes dans et autour de leur galaxie hôte, et donc émettent beaucoup de flux Lyman- α (McCarthy 1993).

Fluorescence : On parle d'émission fluorescente Lyman- α lorsque la source principale d'ionisation est la photoionisation suivi de recombinaison. Dans ce cas on s'intéresse à la photoionisation des atomes d'hydrogène par des photons qui ne sont pas produits dans la galaxie elle-même mais proviennent du fond UV externe (Cantalupo et al. 2005, Kollmeier et al. 2010).

Refroidissement radiatif : En parallèle des sources d'émission Lyman- α reliées à la photo-ionisation de l'hydrogène neutre dans et autour des galaxies, Haiman et al. [2000], et Fardal et al. [2001] ont proposé que l'effondrement gravitationnel du gaz devrait produire une grande quantité de rayonnement Lyman- α . A grand *redshift*, l'essentiel de l'accrétion sur les galaxies se fait dans le mode d'accrétion froide (Kereš et al. 2005). Au cours de son effondrement, le gaz dans ces filaments devient de plus en plus dense, favorisant ainsi les collisions ; ces excitations collisionnelles vont mener à l'émission de photons Lyman- α . Fardal et al. [2001] suggèrent que l'accrétion sur les galaxies de 10^{10} à $10^{11} M_{\odot}$ peut produire des luminosités Lyman- α de l'ordre de $L_{Ly\alpha} \sim 10^{41}$ à 10^{43} erg .s⁻¹, uniquement par refroidissement radiatif.

1.3.5 Profils des raies Lyman- α

Les observations spectroscopiques d'émetteurs Lyman- α ont montré qu'il existe une grande diversité de profils de raies Lyman- α que ce soit dans l'univers lointain ou local (cf Figure 1.13). A grand *redshift* les raies Lyman- α observées présentent généralement un fort pic d'émission asymétrique rouge (i.e. le pic de la raie est décalé vers le rouge pas rapport à la prédiction basée sur le *redshift* systémique qui trace la vitesse du gaz dans l'ISM de la galaxie). Certaines d'entre elles présentent également un pic d'émission "bleu" (i.e. le pic de la raie est décalé vers le bleu pas rapport

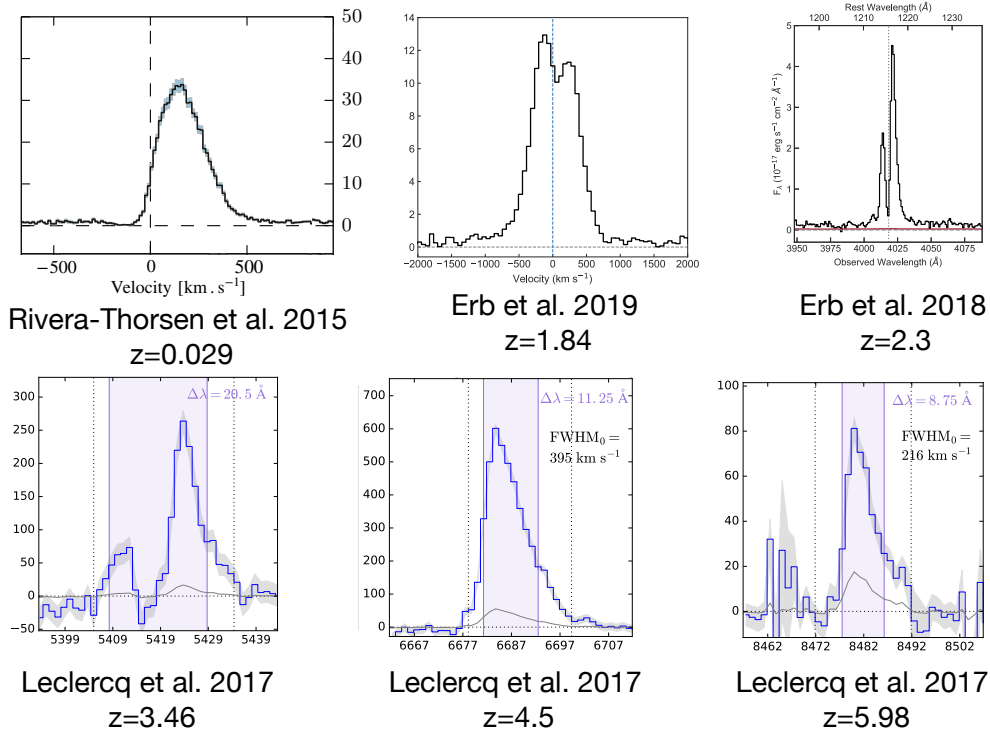


FIGURE 1.13 – Mosaïque de raies Lyman- α observées à différents *redshifts* entre $z = 0.029$ et $z = 5.98$. On observe différents types de profils présentant 1 ou 2 pics d'émission plus ou moins asymétriques.

à la prédiction basée sur le *redshift* systémique). Selon les cas, lorsqu'il existe deux pics d'émission, le pic bleu est soit très faible par rapport au pic rouge (environ dix fois plus faible, ce qui est le cas dans la grande majorité des profils à doubles pics observés), soit identique ou plus puissant (cas beaucoup plus rares). A faible *redshift*, il est plus difficile de détecter les raies Lyman- α puisqu'il faut les observer dans l'UV. Plusieurs études ont néanmoins réussi à détecter plusieurs raies présentant les mêmes types de profils qu'à grand *redshift* (comme le montre le premier spectre de la Figure 1.13 extrait de l'échantillon LARS). Cependant, les spectres Lyman- α à faible *redshift* présentent plus de profils atypiques avec deux pics d'émission ou des raies d'émission plus centrées sur le *redshift* systémique.

Le fait qu'il existe une si grande diversité de profils spectraux de la raie Lyman- α montre que plusieurs processus physiques participent à la formation et la diffusion des photons Lyman- α à travers l'ISM, le CGM puis l'IGM et que les propriétés de ces milieux varient d'une galaxie à l'autre. Afin de décrypter les propriétés spectrales des raies Lyman- α il est nécessaire de comprendre les paramètres physiques qui influent sur la morphologie des raies à tous les *redshifts*.

Plusieurs études ont tenté de reproduire les profils de raies observés grâce à des simulations numériques afin de comprendre des effets des paramètres physiques de l'ISM, du CGM et de l'IGM sur ceux-ci. Les simulations hydrodynamiques incluant le transfert radiatif sont aujourd'hui les simulations numériques les plus abouties aussi bien à l'échelle cosmologique qu'à l'échelle des galaxies (on parle dans ce cas de simulations *zoom-in*), cependant ces simulations peinent à reproduire des raies Lyman- α compatibles avec celles observées (Behrens et al. 2019, Mitchell et al. 2021, Smith et al. 2019). Les spectres ainsi simulés présentent des pics bleus plus forts qu'observé et trop de flux coïncidant avec le *redshift* systémique des galaxies. Les seules simulations capables à l'heure actuelle de reproduire des spectres Lyman- α réalistes sont les modèles idéalisés utilisant

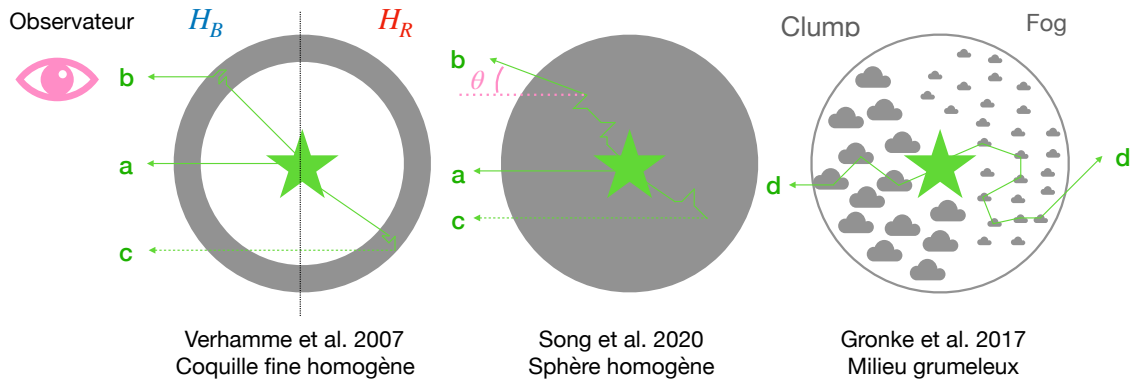


FIGURE 1.14 – Trois différents modèles de CGM idéalisés construits par [Verhamme et al. 2006](#), [Song et al. 2020](#) et [Gronke et al. 2017](#). De gauche à droite le CGM est représenté par : une coquille fine, une sphère pleine homogène et une sphère pleine remplie d'un milieu "grumeleux". Les lignes vertes représentent différents chemins que peuvent prendre les photons Lyman- α émis par la source au centre (représentée par l'étoile verte). Trois cas principaux sont représentés : l'échappement direct des photons sans interactions avec le CGM (cas a), l'émission d'un photon après plusieurs diffusions dans le CGM (cas b) et l'émission d'un photon par rétro-diffusion après plusieurs diffusions dans l'hémisphère opposé à l'observateur (cas c) qui est finalement diffusé vers l'observateur. Dans les cas où le milieu est en expansion, on notera H_B l'hémisphère s'approchant de l'observateur et H_R celui s'éloignant. Dans le cas d'un milieu grumeleux, on distingue deux régimes principaux : un milieu grumeleux (*clumpy*) quand les nuages d'hydrogène sont larges (d1) et un milieu brumeux (*fog*) dont les grumeaux sont plus petits (d2).

des coquilles en expansion pour représenter le CGM (parmi celles-ci on étudiera particulièrement : [Verhamme et al. \[2006\]](#), [Gronke et al. \[2017\]](#), [Song et al. \[2020\]](#) dont les modèles de CGM sont présentés en Figure 6.13). Dans ces modèles la source d'émission Lyman- α est ponctuelle, unique, placée au centre d'une coquille ou d'une sphère d'hydrogène neutre, homogène ou non, statique, en expansion ou en effondrement. Ces modèles ne sont pas réalistes d'un point de vue physique, puisque l'on sait depuis longtemps que le CGM est un milieu complexe, multi-phasique, potentiellement non-isotrope et non-homogène, au sein duquel peuvent se produire plusieurs phénomènes physiques tels que l'accrétion de gaz, les vents galactiques, la fusion de plusieurs galaxies... De plus l'émission Lyman- α globale observée pour une galaxie et son CGM peut provenir de plusieurs sources (galaxie principale, galaxie satellite, production *in-situ* dans le CGM, [Mitchell et al. 2021](#)). Malgré cela, ces modèles simplifiés permettent de déterminer les paramètres physiques qui peuvent impacter la forme de la raie Lyman- α et leurs effets.

Ces modèles ont montré que cinq paramètres principaux, présentés dans [Verhamme et al. \[2006\]](#), peuvent fortement impacter la forme des raies Lyman- α émergentes :

- la vitesse d'expansion du halo d'hydrogène V_{exp}
- la profondeur optique due à la poussière τ_a
- la vitesse thermique du gaz b
- la densité de colonne en hydrogène N_{H}
- la fraction de recouvrement du gaz f_c

[Gronke et al. \[2017\]](#) ajoutent plusieurs paramètres concernant la fraction de recouvrement dans un milieu grumeleux. [Song et al. \[2020\]](#) étudie également l'impact du rapport poussière sur gaz (DGR) et du *redshift* systémique des galaxies.

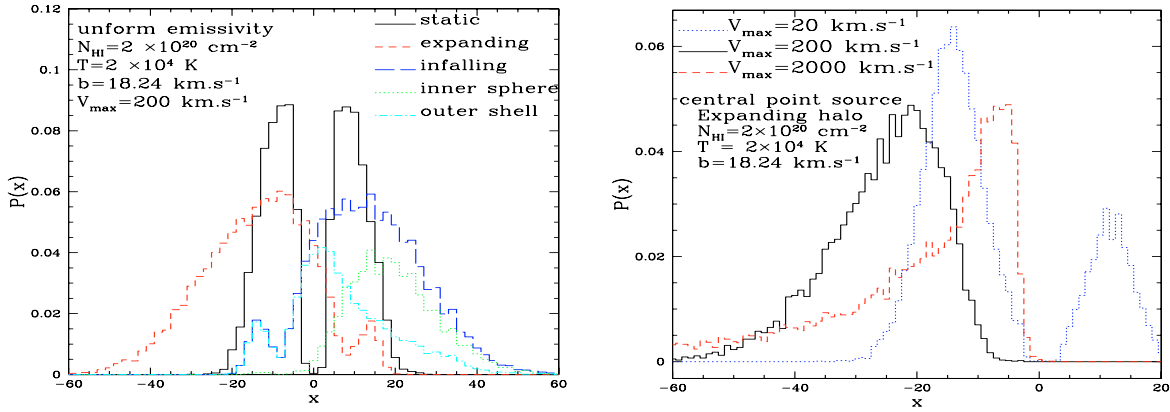


FIGURE 1.15 – Figures extraites de [Verhamme et al. 2006](#). *Gauche* : spectres émergents de différents modèles de coquilles. Le spectre noir est obtenu avec une coquille statique, le rouge à partir d'une coquille en expansion et le bleu à partir d'un milieu en effondrement. Les paramètres communs à ces coquilles sont indiqués en haut à gauche du graphe. *Droite* : Spectres émergents pour trois coquilles avec différentes vitesses d'expansion (20 km.s^{-1} en bleu, 200 km.s^{-1} en noir et 2000 km.s^{-1} en rouge). Les paramètres du milieu sont indiqués à gauche des spectres.

Milieu statique : Dans le cas d'un nuage d'hydrogène statique (les atomes d'hydrogène ont un mouvement thermique (paramètre b) mais le nuage n'est pas en expansion autour de la galaxie), les modèles prédisent des raies Lyman- α avec deux pics d'émission symétriques par rapport au *redshift* systémique de la galaxie. En effet dans ce cas les photons ont pour seul moyen de s'échapper de décaler leur fréquence vers le rouge ou vers le bleu et donc de sortir de la résonance de la raie. En conséquence on n'observe aucun photon émis à la longueur d'onde $\lambda = 1215.67$. L'écartement des pics dépend directement de la densité de colonne en hydrogène n_{H} , plus n_{H} est grand, plus les photons subissent de diffusions avant de s'échapper, et plus les deux pics d'émission sont éloignés les uns des autres et larges (cf Figure 1.15).

Milieu en expansion : Dans le cas d'un halo en expansion (cf Figure 6.13, schéma d'une coquille avec observateur), plusieurs modes d'échappement entrent en jeu. Les atomes d'hydrogène possèdent une vitesse $v(r)$ variant entre 0 et V_{max} . Tous les photons Lyman- α dont la fréquence telle que $V_{\text{max}}/b \in [0, \sim 11]$ vont être vus "dans le coeur de la raie" par les atomes possédant la même vitesse, et seront donc bloqués. Ainsi, la seule solution pour qu'ils s'échappent est que leur fréquence se décale vers le rouge. Le gaz étant en expansion à une vitesse V_{exp} et composé d'atomes dont les vitesses microscopiques sont distribuées selon une distribution maxwellienne, un atome de vitesse particulière v (v peut être positif ou négatif) verra le photon à la longueur d'onde

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{V_{\text{exp}} + v}{c}\right) \quad (1.58)$$

Dans ce cas, soit l'atome absorbe le photon dans le coeur de la raie (si $v \sim -V_{\text{exp}}$), soit l'atome absorbe le photon dans les ailes de la raie (si $v \ll V_{\text{exp}}$ ou bien s'ils vont dans la même direction). La longueur d'onde du photon émis n'est pas la même pour un observateur extérieur. Le premier cas est non négligeable et difficile à interpréter car la dispersion des vitesses b et la largeur naturelle de la raie Lyman- α sont en compétition pour calculer la probabilité de diffusion du photon. Dans le deuxième cas ($v \ll V_{\text{exp}}$), plusieurs situations peuvent se produire. Lorsque l'on observe la coquille, on détecte tous les photons qui s'échappent du milieu dans la direction de l'observateur.

Ces photons peuvent provenir de différents endroits de la coquille. Pour l'observateur, la sphère peut être représentée par un hémisphère qui se rapproche de lui et un autre qui s'éloigne. Un photon de longueur d'onde donnée dans le référentiel de la coquille est vu à une longueur d'onde différente par l'observateur selon l'hémisphère à partir duquel il est émis.

Si le photon est diffusé uniquement dans la partie bleue de la coquille, en supposant que $b \ll V_{\text{exp}}$, un photon arrivant sur l'hémisphère H_B est diffusé dans le référentiel de H_B . L'observateur voit H_B s'approcher de lui à la vitesse $V_{\text{exp}} \cos(\theta)$. Le spectre formé par ces photons émergents est constitué d'un pic asymétrique rouge très proche du *redshift* systémique et d'un plus faible pic d'émission bleu (cf Figure 1.16).

Pour des coquilles qui présentent une faible densité de colonne et/ou une grande vitesse d'expansion du gaz, une quantité importante de photons peut s'échapper directement sans interagir avec les atomes d'hydrogène. Ils forment alors une raie d'émission gaussienne dont le pic sera rouge pour l'observateur (dû au décalage doppler des photons dans le gaz en mouvement).

Enfin, les photons peuvent être rétro-diffusés pour sortir de la coquille. Dans ce cas, des photons émis vers l'hémisphère rouge (H_R) de la coquille, sont diffusés par les atomes à $\lambda \sim \lambda_0 \times (1 + V_{\text{exp}}/c)$ dans le référentiel de H_R . Si ces photons sont ré-émis, après une ou plusieurs diffusions, dans la direction de l'observateur, ils croisent alors des atomes d'hydrogène qui s'éloignent à la vitesse $2V_{\text{exp}} \cos(\theta)$ de H_R . Les photons sont vus très rouges par les atomes de l'hémisphère H_B . Les photons ont donc moins de chance d'interagir avec les atomes d'hydrogène et peuvent s'échapper de la coquille. L'observateur, placé du côté de H_B , voit H_R s'éloigner à la vitesse $V_{\text{exp}} \cos(\theta)$, il observe donc les photons à une longueur d'onde très rouge. Plus les photons subissent de rétro-diffusions, plus ils sont décalés vers le rouge et moins ils auront de chance d'interagir avec les atomes d'hydrogène.

Milieu en effondrement : Lorsque le nuage d'hydrogène est en effondrement vers la source au centre, à l'inverse de la coquille en expansion, la raie d'émission est asymétrique et bleue. (cf figure 5 de Verhamme et al. 2006). Dijkstra et al. [2006] ont également étudié les profils spectraux émergeant d'un milieu d'hydrogène neutre en effondrement et montré que le spectre émergent présentait dans ces cas là un pic bleu dominant associé à un pic rouge presque toujours indétectable.

Impact de la poussière : Quand la profondeur optique due à la poussière τ_a augmente alors la fraction d'échappement des photons Lyman- α diminue. Un milieu très poussiéreux aura pour effet de "creuser" l'écart entre les pics d'émission. Dans leur étude, Song et al. [2020] montre que lorsque le paramètre DGR (pour *Dust to gas ratio* qui représente le rapport entre la quantité de poussière et la quantité de gas du milieu) augmente, le pic Lyman- α émergeant devient plus étroit et plus proche du *redshift* systémique, l'impact du DGR est dans ces cas là plus important quand la profondeur optique du milieu est grande.

Impact de la vitesse d'expansion : Pour de faibles vitesses d'expansion du gaz ($150 < V_{\text{exp}} < 250$ km/s), on observe un seul pic d'émission localisé environ à $\sim 2V_{\text{exp}}$, car les photons diffusés et rétro-diffusés sont confondus. Lorsque la vitesse augmente, le premier pic se rapproche du coeur de la raie; puisque la profondeur optique diminue, les photons ont besoin de moins de diffusions pour s'échapper, et le deuxième pic reste stable à $\sim 2V_{\text{exp}}$. Dans leurs modèles, Song et al. [2020] simulent des milieux dans lesquels la vitesse évolue avec le rayon. Ils trouvent que les modèles

dans lesquels la vitesse d'expansion augmente avec le rayon puis diminue permettent de mieux reproduire 7 des 8 spectres étudiés.

Impact de la vitesse thermique du gaz : l'échappement des photons Lyman- α augmente avec la vitesse thermique b , le pic rouge s'en trouve décalé vers le rouge et un pic bleu apparaît. Lorsque b augmente, le nombre moyen de diffusions avant échappement diminue, donc plus de photons s'échappent (car ils ont moins de chance d'être absorbés par la poussière). Ainsi la valeur de b affecte le régime de diffusion des photons Lyman- α . Par exemple, lorsque $b = 20 \text{ km.s}^{-1}$ avec une vitesse d'expansion $V_{\text{exp}} = 200 \text{ km.s}^{-1}$, les photons arrivent dans la coquille avec $x = -V_{\text{exp}}/b = -10$, ils sont vus dans les ailes de la raie par un atome de la coquille. Le spectre émergent sera donc rouge. Si $b = 150 \text{ km/s}$, $x = V_{\text{exp}}/b \sim -1.3$, les photons seront vus dans le coeur de la raie par les atomes d'hydrogène et donc ré-emis sur une large plage de fréquence, avec une probabilité non nulle d'être ré-emis en bleu. Le spectre émergent exhibera donc un pic bleu.

Absorption totale : Dans un milieu statique avec beaucoup de poussière, les photons Lyman- α pourront être absorbés en totalité.

Taille du halo : Song et al. [2020] ont montré que le spectre émergent varie très peu avec le rayon caractéristique de la sphère.

Il est important de noter que ces différents paramètres sont liés et peuvent être dégénérés. En effet, à densité de colonne fixée, l'expansion du milieu peut redistribuer la matière ce qui entraînera une augmentation ou une diminution de la profondeur optique effective en fonction de la vitesse du milieu. Lorsque le rayon caractéristique du milieu varie, cela impacte à la fois le rayon de dernière diffusion des photons et la profondeur optique effective.

Ces modèles idéalisés présentent un très bon accord avec les spectres observés et ont ainsi permis de mesurer les propriétés moyennes des halos d'hydrogène des galaxies étudiées. Verhamme et al. [2008] ont réussi à reproduire les spectres de 11 galaxies à *break* de Lyman avec des modèles de coquilles en expansion. De plus, ils ont trouvé un très bon accord entre les vitesses d'expansion du milieu mesurées grâce aux modèles et les vitesses d'expansion mesurées grâce aux raies d'absorption de l'ISM, montrant que ces modèles idéalisés peuvent offrir une vision relativement réaliste des conditions physiques moyennes gouvernant le CGM de ces galaxies. De la même manière, [Gronke et al., 2017] ont ajusté les 237 spectres du sondage MUSE Wide avec des modèles, ils ont trouvé que 94% des spectres étaient très bien ajustés par un modèle de coquille en expansion. La majeure partie des LAEs nécessite un milieu en expansion alors que 5% sont mieux reproduits par une coquille en chute vers la source centrale.

En parallèle de ces travaux, les simulations hydrodynamiques ont permis d'identifier certains autres comportements :

Emission Lyman- α *in-situ* : Dans la simulation hydrodynamique *zoom-in* présentée dans Mitchell et al. [2021], une grande quantité des photons Lyman- α sont émis dans le CGM par l'accrétion du gaz froid dans la galaxie (refroidissement radiatif, émission dominante aux grands rayons, $r > 10 \text{ kpc}$). Les photons émis dans ces conditions sont en majorité bleus. L'émission *in-situ* peut également provenir de la recombinaison du gaz ionisé dans le CGM, on sonde alors le gaz ionisé

d'hydrogène présent dans le CGM.

Tous ces processus d'échappement des photons Lyman- α sont résumés dans la Figure 1.16, les raies observées réellement pouvant être la composition de plusieurs phénomènes. Comme nous l'avons expliqué plus haut, les simulations hydrodynamiques, malgré la complexité de la physique qui les compose, échouent actuellement à reproduire les spectres Lyman- α observés, spécialement à grand *redshift*. Les profils Lyman- α formés sont généralement trop bleu (i.e. ils présentent souvent un pic bleu proéminent). Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer ces difficultés :

Transfert radiatif dans un milieu "grumeleux" : Récemment, Gronke et al. [2017] ont simulé, de la même manière, des sphères pleines (l'émission Lyman- α se situe toujours au centre, cf Figure 6.13) composées d'hydrogène en expansion ou statique. A la différence des modèles de Verhamme et al. [2006] décrits ci-dessus, les modèles de Gronke et al. [2017] montrent une distribution en hydrogène "grumeleuse" caractérisée par la fraction de recouvrement (f_c , cf Figure 1.16). Dans un milieu statique, la fraction de recouvrement implique les mêmes effets que la densité de colonne dans les coquilles homogènes statiques. Plus la fraction de recouvrement augmente, plus les deux pics d'émission sont écartés l'un de l'autre et larges. Lorsque le milieu est en expansion, avec f_c fixée, le pic bleu disparaît et le pic rouge se rapproche du *redshift* systémique. A de très grandes vitesses d'expansion ($V_{\text{exp}} \sim 5000 \text{ km.s}^{-1}$) la raie devient centrée à la vitesse systémique du gaz et très asymétrique vers le rouge. Cette étude pourrait expliquer le désaccord entre les simulations hydrodynamiques et les spectres observés, en suggérant que ce désaccord peut être dû à l'existence de petits grumeaux dans le CGM, qui ne peuvent être formés dans les simulations cosmologiques par manque de résolution. Gazagnes et al. [2020] ont étudié 22 galaxies formant des étoiles (sélectionnées à partir de leur émission UV) entre $z = 0.0488$ et $z = 3.07$. Ils ont montré qu'il existe une corrélation claire entre la séparation des pics spectraux et la fraction de recouvrement en hydrogène neutre, plus la fraction de recouvrement est faible, plus les pics sont proches.

Grumeaux de formation stellaire dans l'ISM : De la même manière, Mitchell et al. [2021] suggèrent que les simulations cosmologiques échouent à reproduire les spectres car elles ne résolvent pas suffisamment la structure interne des nuages de formation stellaire dans l'ISM dans lesquels beaucoup de photons Lyman- α sont produits. Kimm et al. [2019], en étudiant l'échappement des photons Lyman- α de nuages individuels de formation stellaire isolés des effets de l'ISM et du CGM, ont montré que les *feedbacks* des étoiles jeunes peuvent conduire à l'expansion de ces nuages et produire ainsi des spectres Lyman- α dominés par un pic rouge. Cependant, ils n'ont pas réussi à reproduire des grands décalages spectraux des raies Lyman- α observées, concluant que des effets de transferts de rayonnement à plus grande échelle dans l'ISM et le CGM sont nécessaires.

Absorption des photons par l'IGM : Un autre argument fréquemment invoqué pour expliquer les différences entre les spectres simulés et ceux observés est l'absorption par l'IGM. Cette hypothèse suggère que l'IGM, principalement composé d'hydrogène froid pourrait absorber les photons Lyman- α lors de leur voyage jusqu'à l'observateur. Plus la galaxie est située à grand *redshift*, plus l'effet de l'IGM doit être important ; en effet plus on s'approche de l'époque de la réionisation ($z \sim 6 - 10$) plus l'IGM est neutre et donc plus son effet sera important sur la transmission des photons Lyman- α . L'effet de l'IGM étant plus important sur la partie bleue de la raie Lyman- α , cela pourrait expliquer à la fois les raies Lyman- α rouge observées à grand *redshift* ainsi que le faible nombre de détections de pics bleus à grand *redshift*. Hayes et al. [2021] confirment ces tendances en comparant les spectres de 74 LAEs à faibles *redshift* ($z < 0.44$) observés avec le spectrographe COS/HST, et 229 LAEs observés avec MUSE ($3 < z < 6.6$). A faible *redshift*, l'effet de l'IGM étant négligeable, ils observent que le ratio en luminosité du pic bleu sur le pic rouge croît rapidement

avec la largeur équivalente des raies. Cet effet n'existe pas dans l'échantillon à grand z , ce qui pourrait être dû aux effets de l'IGM. De plus, à faible *redshift* la contribution du pic bleu en luminosité est de $L_{B/R} \sim 30\%$; elle tombe à 15% à $z \sim 3$ et à 3% à $z \sim 6$. Les simulations utilisées ont montré que cet effet peut être entièrement produit par l'absorption de l'IGM sans besoin d'autres absorptions additionnelles (galaxies satellites ou phénomènes d'accrétions). [Ocvirk et al. \[2021\]](#) ont également étudié, grâce à la simulation CoDaII, le déclin rapide à $z > 6$ de la transmission des photons Lyman- α dans le bleu, qui peut être attribué entièrement à la présence d'hydrogène neutre sur la ligne de visée ainsi qu'aux résidus d'hydrogène neutre dans les régions ionisées, qui peuvent réduire la visibilité, même avec des densités aussi faibles que $n_{\text{H}_I} \sim 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$. En revanche, dans cette étude, 5% des lignes de visée (jusqu'à $M_{1600\text{AB}} > -21$ à $z \sim 7$) restent transparentes et permettent ainsi la transmission des pics bleus. Plusieurs études récentes ont rapporté l'existence de double pics à des grands *redshifts* (par exemple [Meyer et al. 2021](#) ont détecté une raie Lyman- α avec un pic bleu à $z = 6.803$). C'est dans ce contexte que beaucoup de travaux actuels tentent d'améliorer les modèles de transmission de l'IGM. Par exemple, [Byrohl and Gronke \[2020a\]](#), grâce à la simulation cosmologique Illustris TNG100, ont étudié l'impact de l'IGM sur la forme des raies Lyman- α et montré que les courbes de transmission moyennes utilisées jusqu'à aujourd'hui donnent une perception incorrecte des spectres. En effet il existe, selon eux, une dégénérescence dans les simulations entre la densité de colonne en hydrogène des galaxies et du CGM et les effets de l'IGM à $z > 3$. Un IGM plus opaque peut venir compenser un ISM très poreux. Pour casser cette dégénérescence, [Byrohl and Gronke \[2020a\]](#) ont étudié les positions des pics des raies observées ainsi que leur asymétrie et ont montré que l'observation de profils de raies avec 3 pics d'émission permettraient de mieux distinguer ces deux effets, pour retrouver la forme des spectres intrinsèques. Cependant, les observations actuelles de spectres Lyman- α à grand *redshift* sont trop peu résolues pour détecter d'éventuels triples pics.

Ainsi les morphologies spectrales des raies Lyman- α permettent d'accéder à des nombreuses informations concernant la morphologie et la composition du milieu circumgalactique. De plus, le désaccord entre les simulations hydrodynamiques indique qu'un ou plusieurs paramètres sont encore mal contraints dans les simulations. De nouvelles observations de spectres Lyman- α résolus à grand *redshift* ainsi que des paramètres physiques des galaxies seront nécessaire pour contraindre ces paramètres. Enfin, il est crucial de mieux évaluer l'impact de la transmission de l'IGM sur les profils pour correctement interpréter les spectres observés.

1.3.6 Les halos Lyman- α

La propriété résonante de la raie Lyman- α est à l'origine de l'existence des halos d'émission Lyman- α étendus, détectés jusqu'à plusieurs centaines de kpc autour des galaxies. Mesurer les propriétés spatiales des halos Lyman- α et de leur contre-partie UV (émission de l'ISM des galaxies hôtes) permet de caractériser les propriétés spatiales du CGM lui-même (étendue, direction d'émission, variation de la densité de colonne ou de la puissance de l'émission Lyman- α). Depuis la détection des premiers halos Lyman- α étendus (par [Hayashino et al. 2004](#)), plusieurs études différentes ont observé et étudié des échantillons de halos Lyman- α à petit et grand *redshifts*. [[Wisotzki et al., 2018](#)] ont montré, grâce à l'instrument MUSE, que presque 100% des galaxies lointaines ($z = 3 - 6.6$) présentent une émission Lyman- α diffuse importante. Les principaux échantillons et les conclusions de ces travaux sont résumés dans les Tables 1.1 et 1.2. Les principaux résultats obtenus sont :

Propriétés de l'émission UV : Les galaxies présentant une émission Lyman- α importante sont généralement des objets compacts dans l'UV ($\sim 0.1'' - 0.5''$ à $z = 1 - 7$ d'après [Moster et al. 2010](#), [Shibuya et al. 2015, 2016](#), [Wisotzki et al. 2016](#)). [Shibuya et al. \[2019\]](#) ont utilisé un échantillon de 9119 LAEs à $z = 0 - 10$ ainsi qu'un échantillon de 180000 SFGs (*Star Forming Galaxies*) et LBGs

(*Lyman Break Galaxies*) pour étudier les propriétés UV comparées des galaxies dans l'univers. Les LBGs sont des galaxies à grand *redshift*, formant des étoiles et présentant une cassure dans l'émission du *continuum* entre la limite de Lyman et la raie Lyman- α . Cette cassure est due au fait que l'émission située avant la limite de Lyman à 912 Å est presque complètement absorbée par le gaz neutre autour de ces galaxies. Dans [Shibuya et al. \[2019\]](#), la distribution des rayons effectifs de l'émission UV suit une fonction log-normale. L'indice de Sersic (le profil d'émission de Sersic est défini par $\ln(I(R)) = \ln(I_0) - kR^{1/n}$ avec I_0 l'intensité à $R = 0$ et n l'indice de Sersic) médian de l'émission UV vaut $n \sim 1 - 1.5$ montrant que les LAEs typiques ont une morphologie avec un disque stellaire au profil exponentiel. La relation taille-luminosité décroît de manière monotone à grand *redshift* et le rayon effectif r_e médian des LAEs évolue avec z : $r_e \propto (1 + z)^{-1.37}$. Les distributions en r_e et SFR sont très comparables à celles des SFGs et LBGs, montrant que les LAEs ont des compositions stellaires similaires aux SFGs et LAEs et que l'émission Lyman- α est probablement contrôlée par la physique non stellaire (géométrie, cinématique, état d'ionisation des galaxies, du CGM et de l'IGM). Ces résultats sont résumés dans la Figure 1.20. A faible *redshift*, la résolution des observations permet de mesurer les propriétés de l'émission UV à l'échelle des grumeaux de formation stellaire. [Messa et al. \[2019\]](#) a mesuré les propriétés de ces grumeaux de formation stellaire dans les galaxies de l'échantillon LARS. Ils ont montré que ceux-ci ont une densité de formation stellaire plus élevée que dans les région H II des galaxies locales, mais comparables aux densité typiques mesurées dans les grumeaux à $z = 1 - 3$. Les galaxies LARS avec une fraction d'échappement supérieure à 10% ont plus de 50% de leur luminosité UV qui provient des grumeaux.

Etendue de l'émission Lyman- α à grand *redshift* : Une information importante concernant l'émission Lyman- α est l'étendue de celle-ci par rapport à la taille de la composante UV des galaxies. En effet, l'étendue de l'émission Lyman- α trace l'étendue de la phase froide du CGM. Dès les premières observations de LAEs, il a été montré que l'émission Lyman- α est beaucoup plus étendue de l'UV. Pour reproduire l'émission Lyman- α de 145 LAEs observés avec MUSE à $z = 3 - 6.7$, [Leclercq et al., 2017](#) ont décomposé l'émission Lyman- α de chaque source en deux composantes : une coïncidente avec l'émission UV et une composante représentant le "halo", plus étendue. Cette décomposition, postulant que l'émission Lyman- α est principalement émise dans la composante UV des galaxies, a permis de montrer qu'environ 65% de l'émission Lyman- α détectée provient du halo. Ils ont mesuré des rayons caractéristiques de l'émission Lyman- α compris entre 1 et 11 kpc. En comparant la taille de l'émission Lyman- α à celle de l'émission UV, cette étude a montré l'existence d'une corrélation (malgré une grande dispersion des valeurs) entre les deux mesures. L'émission Lyman- α est environ 10 fois plus étendue que l'émission UV des galaxies hôtes (cf Figure 1.19).

Ellipticité de l'émission Lyman- α : Afin de mesurer les paramètres morphologiques des LAEs, [Leclercq et al., 2017](#) ont modélisé l'émission Lyman- α par une ou plusieurs composantes circulaires. Cependant il existe des preuves observationnelles évidentes que la distribution de l'émission Lyman- α peut être plus elliptique. Une distribution elliptique de l'émission pourrait indiquer une direction privilégiée pour l'échappement des photons Lyman- α liée à la structure du CGM. [Shibuya et al., 2014](#) ont mesuré les propriétés de 426 LAEs observés avec HST/ACS et montré que l'émission Lyman- α peut présenter une distribution elliptique. [Chen et al., 2021b](#) a étudié les halos Lyman- α de 59 galaxies à $z = 2 - 3$ observées avec KCWI (à Hawaï). Ils ont montré que l'émission Lyman- α est en moyenne elliptique mais moins que l'émission UV.

Ecart spatial entre l'émission UV et l'émission Lyman- α : [Shibuya et al. \[2014\]](#) ont remarqué que certains LAEs présentent un écart spatial (appelé *offset* dans la suite de la thèse) important (entre 2.5 et 4 kpc) entre l'émission Lyman- α et l'émission UV associée. Ces *offsets* témoignent des

processus multiples et complexes impliqués dans l'émission et la diffusion des photons Lyman- α dans l'ISM et le CGM (cf Figure 1.16). [Shibuya et al. \[2014\]](#) proposent par exemple que ces offsets sont dus à la distribution inhomogène de l'hydrogène perturbée par les fusions de galaxies. [Wisotzki et al. \[2016\]](#) ont également remarqué la présence de petits *offsets* ($< 2''$, soit plus petit qu'un pixel MUSE) dans 75% de leurs galaxies (correspondant à ~ 1.5 kpc à $z3 - 4$). Plus récemment ces offsets ont de nouveau été mesurés principalement par trois études :

- [Hoag et al. \[2019\]](#) ont mesuré les *offsets* sur 300 objets avec $3 < z < 5.5$ et mesuré une valeur médiane de 0.61 ± 0.05 kpc. Ils ont constaté que l'*offset* diminuait avec le *redshift*, mais cette tendance peut être due au manque de résolution des observations à grand *redshift*. Ils ont également trouvé que les galaxies présentant une plus grande largeur équivalente (qui mesure la force de l'émission Lyman- α par rapport à celle du *continuum*) au repos ont un *offset* plus petit (relation significative à 3.5σ). Ce résultat est favorable au scénario selon lequel les halos Lyman- α sont produits essentiellement par la diffusion des photons dans le CGM et consistante avec les résultats de [Shibuya et al. \[2014\]](#). Enfin ils ont remarqué que les galaxies les moins poussiéreuses présentent un plus grand *offset*.
- [Ribeiro et al. \[2020\]](#) ont observé 900 galaxies avec des *redshift* compris entre 2 et 6 et mesuré une valeur médiane de 0.60 ± 0.05 kpc pour l'échantillon total. 10% de leur échantillon présente un *offset* significatif (valeur médiane de 1.9 ± 0.02 kpc). Les hypothèses avancées pour expliquer ces mesures incluent la présence de grumeaux d'émission Lyman- α brillants excentrés de la galaxie et produits par les instabilités violentes du disque galactique. Ces instabilités sont courantes dans les galaxies à grand *redshift* riches en gaz dans lesquelles les hautes densités de surface conduisent à la fragmentation (par autogravité) pour former des grumeaux massifs de formation stellaire. La fusion des galaxies avec des composantes émettant beaucoup de photons Lyman- α peut également expliquer ces *offsets*, spécialement les plus grands.
- [Lemaux et al. \[2021\]](#) ont mesuré les *offsets* dans 64 galaxies à $5 < z < 7$ et mesuré une valeur médiane de 0.61 ± 0.05 kpc. Ils ont remarqué que l'*offset* était plus important quand la composante UV est plus brillante. Plusieurs scénarios peuvent expliquer ces phénomènes : les galaxies brillantes en UV résident dans un halo plus massif et sont plus "grumeleuses", donc l'émission Lyman- α peut y être émise de plusieurs composantes UV différentes, proches avec différents rapport Lyman- α /UV en émission. Des photons Lyman- α émis par du gaz neutre en effondrement ou en expansion. Enfin ils incluent également les fusions et les grumeaux excentrés.

Ces études présentant des distributions d'*offsets* très similaires, montrent bien que les halos Lyman- α sont des structures complexes. En revanche ces travaux n'ont pas permis de distinguer les différents scénarios possibles pouvant mener à la production des ces *offsets*. Une étude plus poussée des LAEs à grand *redshift* à la fois dans les observations et les simulations est nécessaire pour mieux contraindre ces processus.

Corrélations entre les propriétés UV et Lyman- α des galaxies à grand *redshift* : Si l'émission Lyman- α est produite en grande partie dans l'ISM des galaxies alors il devrait exister des corrélations observables entre les propriétés de l'ISM et celles des halos Lyman- α . Le phénomène de transfert radiatif subi par les photons Lyman- α dans le CGM associé à la faible résolution spatiale et spectrale des observations à grand *redshift* rend ces recherches très compliquées. [Leclercq et al. \[2017\]](#) n'ont observé, de manière significative, aucune corrélation de ce type en dehors d'une faible corrélation positive entre la taille du halo en kpc et la magnitude UV des galaxies hôtes. [Ribeiro et al. \[2020\]](#) ont également montré que les galaxies les plus massives présentent moins d'émission Lyman- α (la fraction de LAEs est plus grande chez les petites galaxies), et que les moins poussiéreuses possèdent un halo Lyman- α plus étendu. Du point de vue théorique, les simulations hydrodynamiques récentes incluant les phénomènes de transfert radiatif et combinant plusieurs processus de production de photons Lyman- α , reproduisent très bien les propriétés spatiales des

halos Lyman- α à grand *redshift* en terme d'étendue et de profils de brillance de surface (Mitchell et al. 2021, Kimm et al. 2019, Kakiichi and Gronke 2019). Dans leur simulation *zoom-in*, Mitchell et al. [2021] ont montré que le profil de brillance de surface moyen simulé est très similaire au profil de brillance moyen des LAEs observés avec MUSE (Wisotzki et al. 2018).

1.3.7 Projet de thèse

Mon travail de thèse s'inscrit dans le contexte de l'étude du CGM par l'émission Lyman- α . Comme cela a été expliqué ci-dessus, l'émission Lyman- α , bien que compliquée à interpréter de par sa nature résonante et les multiples processus physiques impliqués dans la production et la diffusion des photons, représente la sonde la plus efficace pour étudier le CGM des galaxies à grand *redshift*. Cependant, à ces distances, les observations sont rendues difficiles par la petite taille apparente des galaxies sur le ciel et la faible brillance de surface de l'émission, surtout aux grands rayons. Grâce à l'instrument MUSE, il est devenu possible d'acquérir rapidement des données à la fois spatiales et spectrales sur les LAEs à $3 < z < 6.7$ (Bacon et al. 2015, Leclercq et al. 2017, Patrício et al. 2016a). Afin de compléter les résultats obtenus par ces études et d'étudier de nouveaux paramètres tels que les *offsets* spatiaux, l'ellipticité de l'émission Lyman- α et les propriétés spectrales des raies avec un meilleur rapport signal sur bruit et une meilleure résolution spatiale, je propose de construire, avec MUSE et HST, un échantillon statistique de LAEs observés par effet de lentille gravitationnelle (l'effet de lentille gravitationnelle est détaillé dans le Chapitre 2).

Dans ce manuscrit, je décris dans un premier temps l'instrument MUSE et l'effet de lentille gravitationnelle qui sont les deux piliers de mes travaux (cf Chapitre 2). Le Chapitre 3 présente la construction de l'échantillon de LAEs étudiés, y compris ma contribution au processus de réductions de données, d'inspection des sources et de construction des catalogues finaux de tous les champs observés. Le Chapitre 4 présente les propriétés générales de cet échantillon par rapport aux échantillons présentés dans l'introduction. Les propriétés spatiales de ces émetteurs Lyman- α étudiées dans le plan source (étendues UV et Lyman- α , ellipticité et *offsets* spatiaux) sont présentées dans le Chapitre 5. Le Chapitre 6 présente les propriétés spectrales des raies Lyman- α de l'échantillon et les implications de ces différents profils sur la structure et la physique du CGM. Les propriétés spectrales résolues de deux galaxies très étendues (i.e. les variations physiques internes au halo) sont présentées dans le Chapitre 7. Enfin le Chapitre 8 discute des interprétations physiques de ces différentes mesures dans le contexte de l'étude du CGM et en comparaison avec une simulation hydrodynamique représentative des LAEs de l'échantillon. Le Chapitre 9 présente les conclusions de cette thèse.

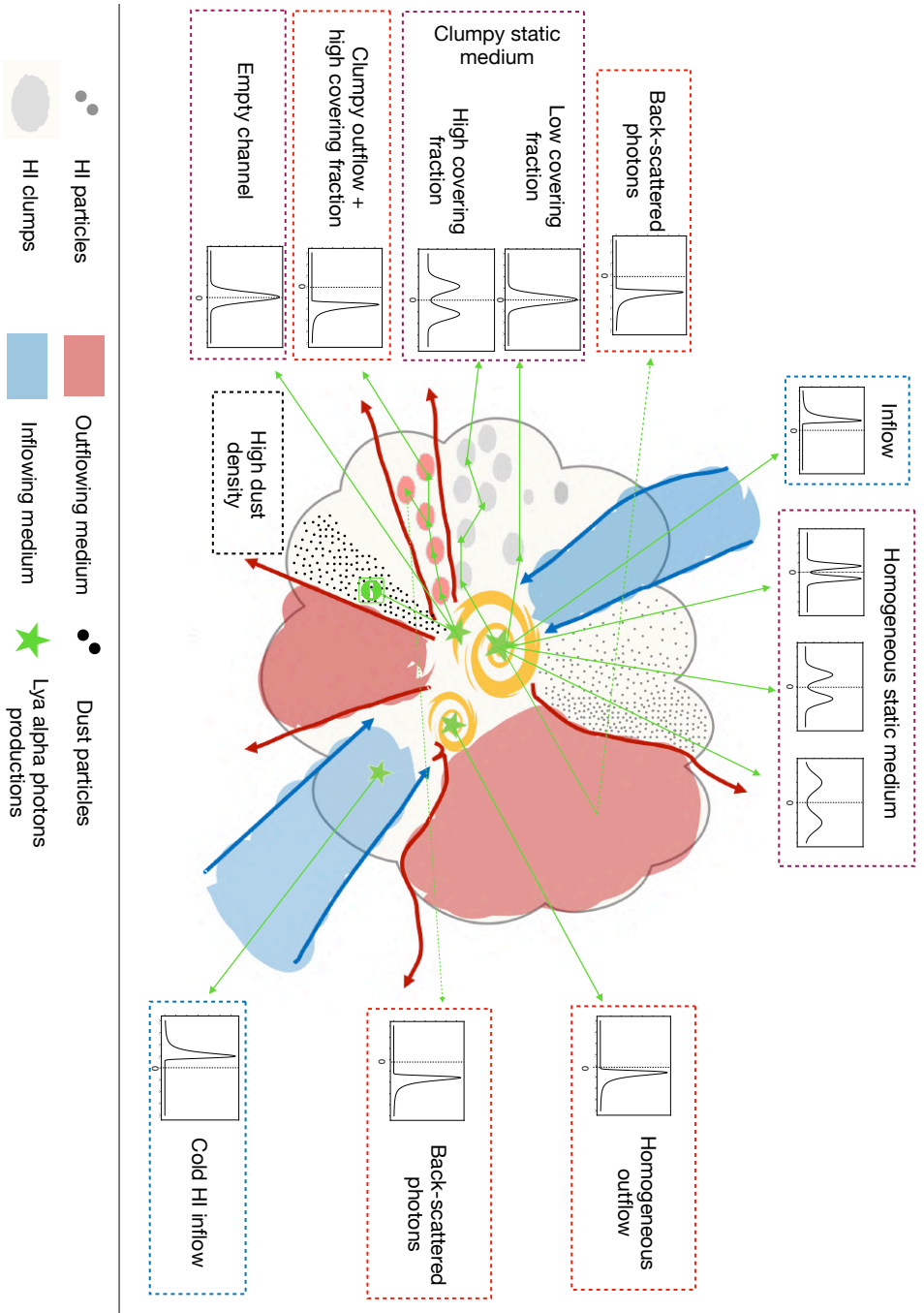


FIGURE 1.16 – Schéma représentant les principaux modes identifiés de production et de diffusion des photons Lyman- α dans le CGM. Dans ce scénario les photons sont émis par trois sources distinctes, représentées par les étoiles vertes : la galaxie principale, une galaxie satellite et un site de production dans un effondrement de gaz. Les flux bleus représentent le gaz en effondrement et les flux rouges le gaz en expansion. Les spectres représentent les profils types que l'on pourrait observer dans chacun de ces cas si l'observateur ne détectait que les photons provenant de chaque ligne de visée représentée en vert. La ligne verticale de chaque spectre représente la vitesse d'émission des photons (*restshift* systémique). Les principaux modes de diffusion identifiés aujourd'hui y sont représentés : échappement direct des photons, diffusions dans un milieu statique à différentes densités de colonne, diffusions dans un milieu grumeleux statique ou en expansion, avec différentes fractions de recouvrement, diffusion des photons dans des milieux en expansion ou en effondrement et absorption des photons par la poussière. L'impact du paramètre b n'est pas du tout représenté dans ce schéma.

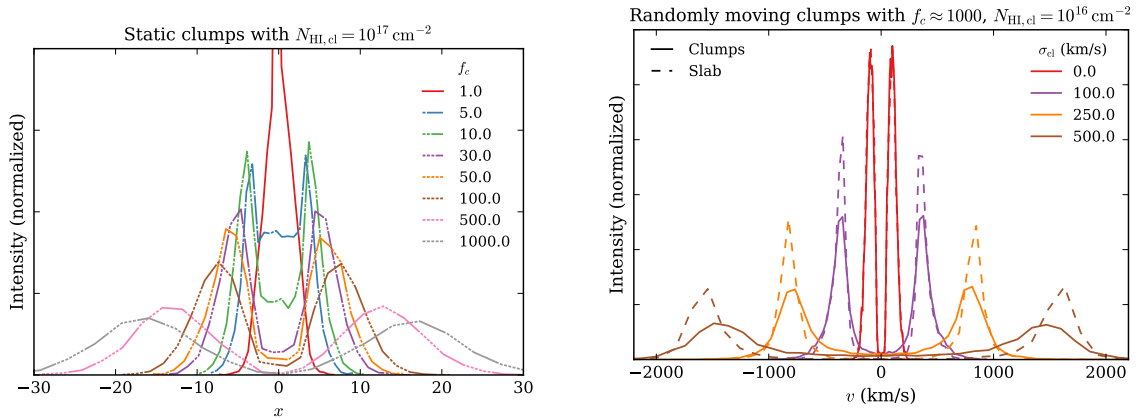


FIGURE 1.17 – Figures extraites de [Gronke et al. 2017](#). *Gauche* : Spectres Lyman- α émergeant d'un milieu grumeleux à densité de colonne constante $N_{\text{HI,cl}} = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ avec différentes valeurs de fraction de recouvrement f_c indiquées (augmenter f_c revient à augmenter la largeur des raies.). *Droite* : Spectres Lyman- α émergeant d'un milieu grumeleux avec une densité de colonne fixée $N_{\text{HI,cl}} = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et une fraction de recouvrement $f_c \sim 1000$. Les grumeaux possèdent différentes vitesses d'expansion propres représentées en rouge, violet, orange et marron. Plus la vitesse des grumeaux est grande plus les pics Lyman- α sont larges et espacés.

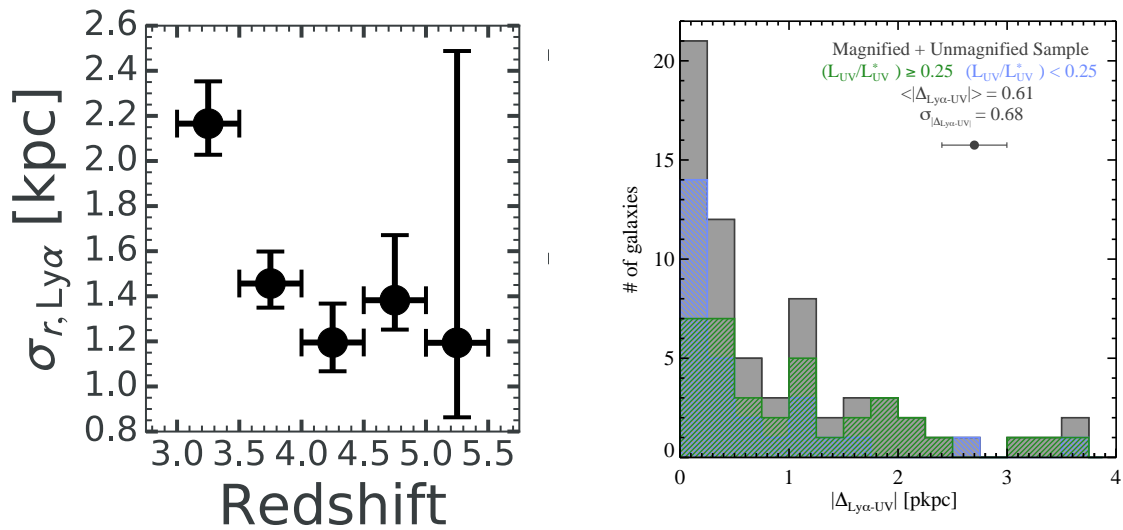


FIGURE 1.18 – *Gauche* : figure extraire de [Hoag et al. 2019](#) représentant l'évolution de l'offset spatial entre l'émission Lyman- α et l'émission UV avec le redshift dans leur échantillon. *Droite* : Figure extraite de [Lemaux et al. 2021](#) représentant la distribution des offsets spatiales mesurées dans l'échantillon VANDELS. La distribution grise représente l'ensemble des objets. Les distributions bleues et vertes correspondent à deux sous-échantillons sélectionnés en fonction de la luminosité UV (indiquée en haut du graphe).

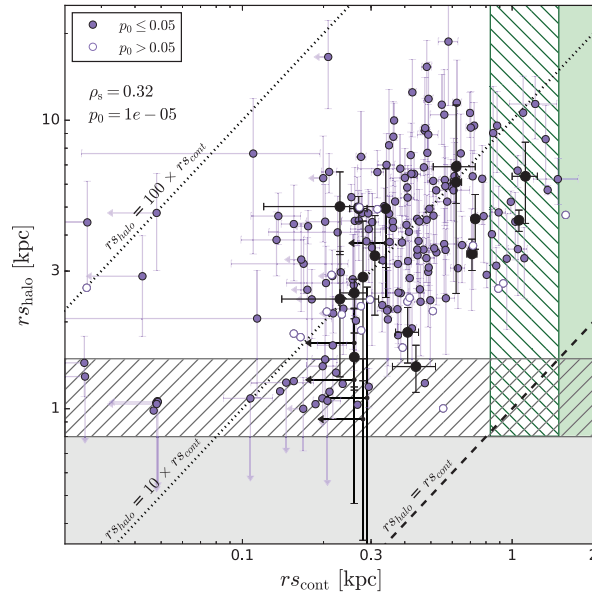


FIGURE 1.19 – Figure extraite de [Leclercq et al. 2017](#) représentant la répartition des 145 halos Lyman- α ($z = 3 - 6$) de l’UDF en fonction de leur taille caractéristique en émission Lyman- α (axe y) et UV (axe x). La zone grisée correspond aux tailles des halos que leur méthode n’est pas capable de mesurer de manière fiable (cette limite dépend de la PSF MUSE et du *redshift* des sources). La zone verte indique le domaine dans lequel leur méthode permet de détecter l’absence de halo autour d’une galaxie. Les limites supérieures sont indiquées par des flèches et les objets sans halo détecté sont représentés par les cercles violets vides. Les halos de [Wisotzki et al. 2016](#) sont représentés en noir et ceux de l’UDF en violet. Les valeurs du coefficient de Spearman et la p-valeur sont données en haut à gauche.

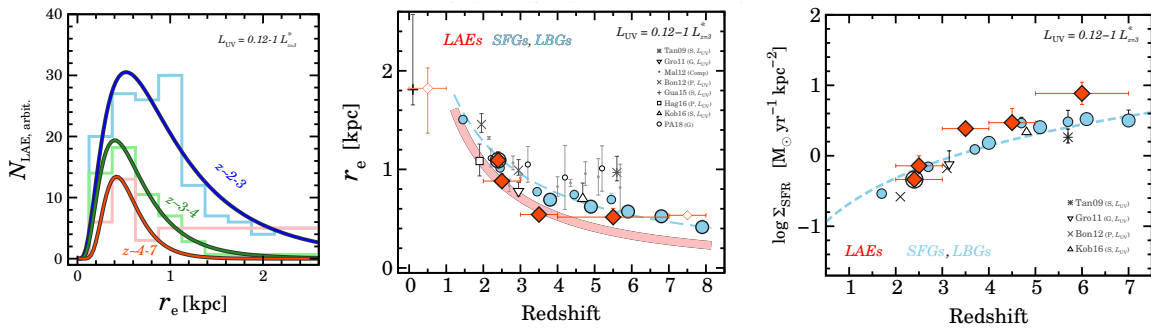


FIGURE 1.20 – Figures extraites de [Shibuya et al. 2019](#). *Gauche* : Distribution des rayons caractéristiques de l’émission du *continuum* des LAEs dans trois classes de *redshift* différentes. *Milieu* : Evolution du rayon caractéristique du *continuum* en fonction du *redshift* pour les trois catégories d’objets étudiés (LAEs, SFGs, LBGs). *Droite* : Evolution de la densité de formation stellaire en fonction du *redshift* pour les trois catégories d’objets (LAEs, SFGs, LBGs).

Référence	Nombre/type	z	Propriétés	Méthode Instrument	Principales conclusions
Hayashino et al. 2004	22 LBGs	z = 3.1	magAB < 25.8	Stacking Subaru Tel.	Détections des halos Ly α étendus ou non.
Rauch et al. 2008	27 LAES	2.6 < z < 3.8	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-18}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$	Longslit VLT/FORS2	Les raies Ly α montre des preuves de transfert radiatif des photons dans des vents galactiques.
Bond et al. 2010	8 LAES	z = 3	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-17} - 10^{-16}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$	Stacking HST/WFPC2	Pas de détection de halo étendus.
Steidel et al. 2011	92 LBGs	z = 2.751 - 3.09	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-17} - 10^{-16}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$	Stacking Keck+Palomar	La luminosité des halos dépend de la puissance de l'émission Ly α centrale.
Matsuda et al. 2012	2128 LAEs, 24 LBGs	z = 3.1	24 < magAB < 27.4	Stacking Subaru Tel.	La taille des halos dépend de leur environnement.
Feldmeier et al. 2013	607 LAEs et LBGs	z = 2.06 - 3.12	limite SB $\sim 10^{-19}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$.arcsec $^{-2}$	Stacking Chandra Tel.	Les galaxies avec de faibles W_0 et brillante ont plus de chance de présenter un halo étendu. Pas de halos détectés à z = 2.
Jiang et al. 2013	83 LAEs	z = 5.5 - 7	$L_{\text{Ly}\alpha} = 10^{42} - 10^{43}$ erg.s $^{-1}$	Stacking HST+Spitzer	Pas de halos étendus Ly α détectés.
Shibuya et al. 2014	426 LAEs	z = 2.2	magAB < 26.5	individual images HST WFPC3-IR	Première mesures d'offset UV-Lyman- α (2.5-4 kpc) et d'éllipticité (0.4-0.6) de l'émission Lyman- α . Anticorrélation entre l'offset et W_0 . Les halos avec une grande W_0 sont moins elliptiques.
Momose et al. 2014	4488 LAEs	z = 2.2 - 6.6	limite SB $\sim 10^{-20}$ erg.s $^{-1}$	Stacking Subaru Tel.	Pas ou très faible évolution des halos Lyman- α avec le <i>redshift</i>
Momose et al. 2016	3556 LAEs	z = 2.2	$L_{\text{Ly}\alpha} = 10^{41.7} - 10^{42.6}$ erg.s $^{-1}$	Stacking Subaru Tel.	Anti-corrélation entre la taille des halos et la luminosité Lyman- α . LAEs à faible luminosité et faible W_0 ont un halo plus proéminent.
Wisotzki et al. 2016	26 LAEs	z = 3 - 6	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-18} - 4 \times 10^{-17}$ erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$	Spectroscopie 3D MUSE	Détection du halo autour de 21 26 galaxies, 70% du flux provient du halo
Xue et al. 2017	1499 LAEs	z = 2.66 - 3.78	$L_{\text{Ly}\alpha} = 10^{42} - 10^{43}$ erg.s $^{-1}$	Stacking	Pas de corrélation entre la taille des halos et la densité de l'environnement. Corrélation avec la luminosité Lyman- α et la magnitude UV. Les conditions physiques du CGM semblent varier avec la masse et le SFR des galaxies

TABLE 1.1 – Table résumée des études sur les propriétés statistiques des halos Lyman- α détectés autour de galaxies LAEs ou LBGs à grand *redshift* (z>2). De gauche à droite, le colonnes présentent : l'article de référence de l'échantillon, le nombre d'objets concernés, la gamme de *redshift*, les propriétés globales des sources, la méthode d'observation et d'analyse et les principales conclusions sur les propriétés du CGM.

Référence	Nombre/type	z	Propriétés	Méthode Instrument	Principales conclusions
Leclercq et al. 2017	145 LAEs	$z = 3 - 6$	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-18} - 10^{-16}$ $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$	Spectro 3D MUSE	Corrélation entre la taille UV et l'étendue Ly α . Pas ou peu de corrélations avec les paramètres des galaxies hôtes.
Erb et al. 2014	36 LAEs	$z = 2 - 3$	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-18} - 10^{-16}$ $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$	Spectro 3D Keck/KCWI	Décalage spectral de la raie Ly α anti-corrélé avec la largeur équivalente de la raie.
Shibuya et al. 2019	9119 LAEs	$0 < z < 10$	$-24 < \text{UV Mag} < -16$	Images	évolution de la taille UV avec le <i>redshift</i> , propriétés similaires entre les LAEs, LBGs, et SFGs
Hoag et al. 2019	300 LBGs	$3 < z < 5$	$-23 < \text{UV Mag} < -19$	Slit	Mesure des offsets UV-Ly α , Corrélation avec la magnitude UV et W_0
Ribeiro et al. 2020	914 LAEs	$2 < z < 6$	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 10^{-20} - 10^{-13.5}$ $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$	Slit VLT/VIMOS	11% des sources présentent un fort offset UV-Ly α . 24% des LAEs montrent un émission Ly α étendue. Ces galaxies sont moins massives et forment moins d'étoiles. Aucunes différences physiques entre les galaxies présentant un offset et les autres.
Wu et al. 2020	310 LAEs	$z = 5.7$	$L_{\text{Ly}\alpha} SB = 1.2 - 4 \times 10^{-18}$ $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$	NB Stacking Subaru Tel.	Les halos sont formés par la diffusion des photons dans le CGM. Les sources plus brillantes en UV, avec de plus petites W_0 présentent un plus grand halo Ly α .
Cao et al. 2020	361 LAEs	$2 < z < 3$	$F_{\text{Ly}\alpha} \sim 5 \times 10^{-17} - 2 \times 10^{-15}$ $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$	Images eBOSS	Echantillon de galaxies lentillées. Grande diversité de profils Ly α
Lemaux et al. 2021	65 LAEs	$5 < z < 7$	$L_{\text{UV Ly}\alpha} = 10^{41.7} - 10^{43}$ erg.s^{-1} erg.s^{-1}	Slit Keck/DEIMOS Spitzer+HST	Mélange de sources lentillées et non-lentillées 40% des galaxies présentent un fort offset UV-Ly α . Les galaxies les plus brillantes en UV, présentent un plus grand offset.

TABLE 1.2 – Suite de la Table 1.1.

Chapitre 2

MUSE et l'effet de lentille gravitationnelle

We want a fireworks theory of evolution. The last two thousand million years are slow evolution : they are the smoke and ashes of bright but very rapid fireworks.

Abbé Georges Lemaître, *Nature*, 1931, vol 128, page 704

L'analyse du milieu circumgalactique présentée dans cette thèse est entièrement réalisée au moyen de données MUSE de galaxies à grand *redshift* zoomées par effet de lentille gravitationnelle par des amas de galaxies. L'association de MUSE avec l'amplification gravitationnelle permet d'observer avec une meilleure résolution spatiale et spectrale des sources lointaines ($z > 3$). Ce chapitre présente l'instrument MUSE et les principales questions scientifiques étudiées grâce à celui-ci, dont l'émission Lyman- α à grand *redshift*. Dans un deuxième temps, seront présentés l'effet de lentille gravitationnelle et ses implications pour l'étude du CGM à grand *redshift*.

2.1 MUSE

L'instrument MUSE (pour *Multi Unit Spectrograph Explorer*, présenté dans la Figure 2.1 et dans Bacon et al. 2015), est un spectrographe intégral de champ installé au VLT (*Very Large Telescope*) depuis le mois de janvier 2014. Le VLT, de l'Observatoire Européen austral (ESO) est installé sur le Mont Paranal, dans le désert d'Atacama au Chili. Il est constitué de quatre télescopes de 8.2 m de diamètre (au miroir principal). Opérationnel depuis 1999, le VLT a connu plusieurs générations d'instruments au fur et à mesure de l'évolution de la science et de la technologie. MUSE est un instrument de seconde génération, installé au foyer Nasmyth du quatrième télescope nommé Yepun.

2.1.1 L'instrument MUSE

Le projet MUSE a été porté par six instituts en plus de l'ESO : le Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (qui en est le directeur), l'Institut Astrophysique de Postdam (AIP) en Allemagne, l'institut astronomique de Zurich en Suisse, l'institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP) de Toulouse en France, l'observatoire de Leiden aux Pays-Bas et enfin l'institut d'astrophysique de Göttingen (IAG) en Allemagne. Ces laboratoires constituent maintenant le consortium MUSE et ont tous participé d'une manière ou d'une autre à l'élaboration et au développement de l'instrument. La première lumière de MUSE a eu lieu le 31 janvier 2014. Au sein du



FIGURE 2.1 – Photographie de l'instrument MUSE sur le VLT. Crédits : ESO

consortium, 80 personnes travaillent aujourd'hui à exploiter au mieux le grand volume de données MUSE acquises. En effet la collaboration a obtenu 255 nuits de temps garanti d'observation (GTO en anglais), soit environ 2040 heures d'observation. Ce temps a été partagé entre douze projets distincts portant sur l'étude des galaxies lointaines et proches, les amas stellaires ou encore les amas de galaxies.

MUSE est un spectrographe 3D intégral de champ en lumière visible, c'est-à-dire qu'il permet d'obtenir à la fois l'information spatiale et spectrale des sources observées. Avant l'arrivée de la spectrographie 3D, les informations spatiales et spectrales étaient forcément obtenues séparément. On pouvait alors soit observer un champ complet en acquérant des images dans des bandes en longueur d'onde larges (comme en utilise l'instrument HST par exemple), ou bien utiliser des masques (ou fentes) ou des fibres puis disperser la lumière provenant d'un seul objet à la fois et en obtenir ainsi le spectre. La spectrographie intégrale de champ permet de découper le champ de vue observé avant de disperser la lumière, afin d'obtenir le spectre de chaque pixel et donc de conserver l'information spatiale et spectrale en une seule observation. Le principe de MUSE (décrit dans la Figure 2.2) est le suivant :

- Le champ est d'abord découpé en 24 "tranches", grâce à un "découpeur de champ" (système composé de 24 miroirs permettant de renvoyer les 24 parties du champ dans 24 directions différentes).
- Chaque section est dirigée vers un IFU (*Integral Field Unit*). L'image est alors à nouveau découpée en 48 segments (grâce à l'IDA pour *Image Dissector Array* en anglais), appelés *slices* (4 colonnes de 12 *slices*) qui sont séparés les uns des autres grâce au FMA (pour *Focusing Mirrors Array* en anglais). Le fonctionnement de ces deux éléments est présenté dans la Figure 2.3.
- La lumière provenant de chaque *slice* est alors dispersée selon la longueur d'onde et dirigée sur un détecteur CDD (*Charge Coupled Device*) de 16.8 millions de pixels.
- Les données sont ré-arrangées pour reformer le champ de vue initial pendant la phase de réduction des données postérieure aux observations (voir Section 3.2 pour plus de détails)

2.1.2 Type de données obtenues

Les données acquises avec MUSE se présentent sous la forme d'un cube à trois dimensions : deux pour l'information spatiale et une dimension spectrale. Le cube est constitué de 320×320

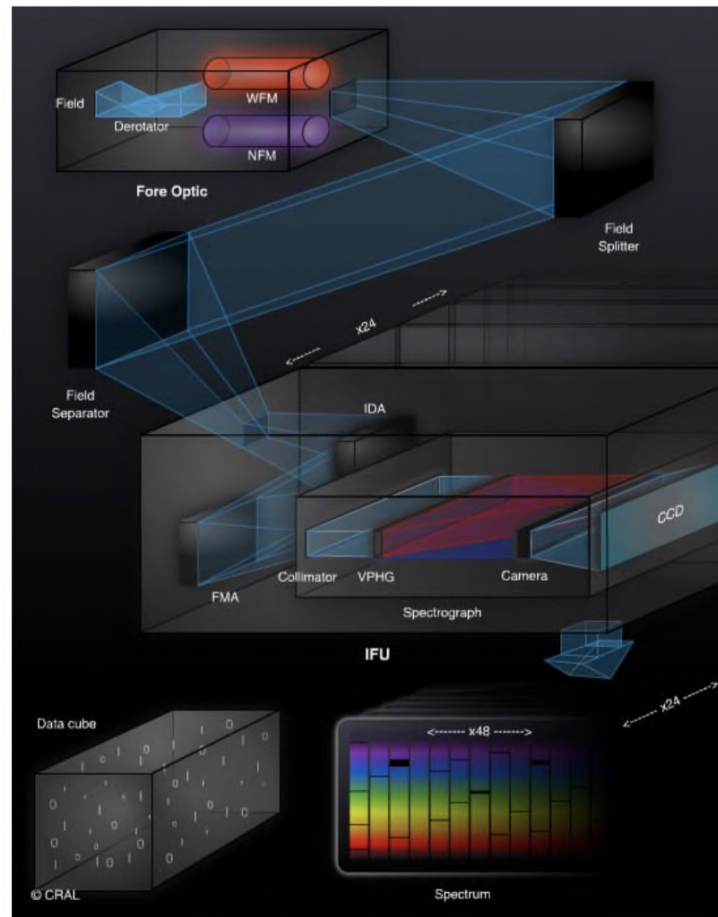


FIGURE 2.2 – Schéma général du fonctionnement de l'instrument MUSE. (crédits : CNRS)

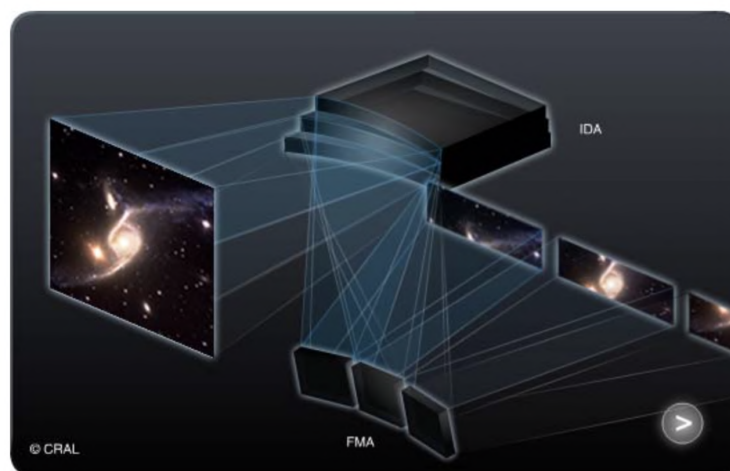


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'IDA et du FMA qui découpent le champ de vue de MUSE. MUSE parvient ainsi à découper le champ initial en 1152 bandes géométriques. (crédits : CNRS)

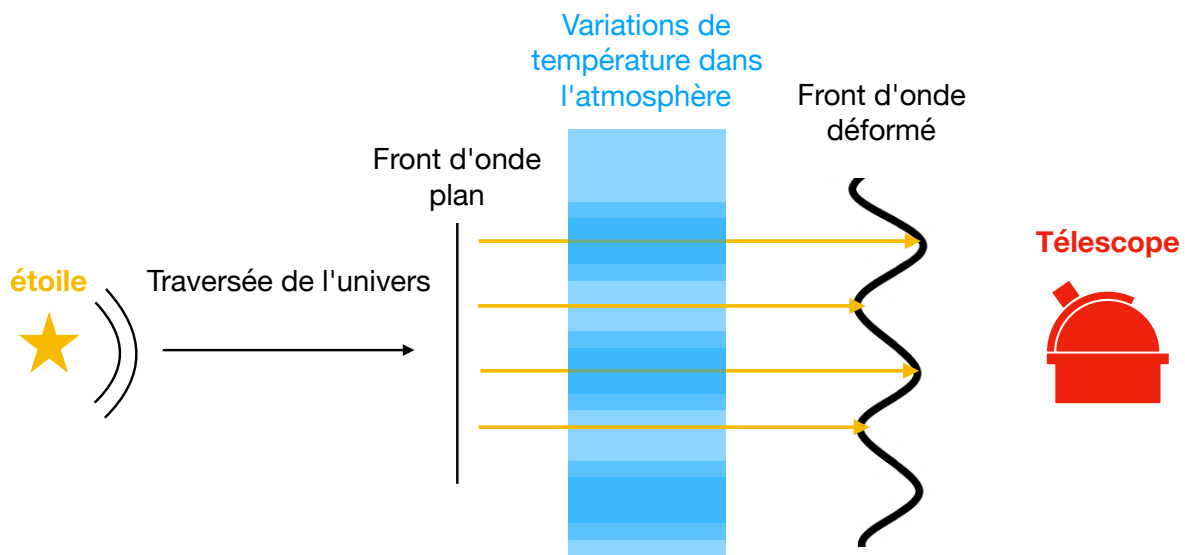


FIGURE 2.4 – Schéma de principe représentant la déformation du front d'onde lors de la traversée de l'atmosphère.

pixels spatiaux (de $0.2'' \times 0.2''$). Les spectres dispersés de chaque pixel spatial sont constitués de 3681 pixels spectraux (de 1.25 \AA) entre 4750 \AA et 9350 \AA . La résolution spectrale de MUSE (définie par $R = \lambda / \Delta\lambda$), qui représente la capacité de l'instrument à séparer deux raies d'émission distinctes, varie de $R = 2000$ dans le bleu à $R = 4000$ dans la partie rouge du spectre. Un cube de données MUSE couvre un champ de $1' \times 1'$. Ainsi ce sont au total 360 millions de pixels (90000 pixels spatiaux et tout autant de spectres) qui sont enregistrés à chaque pose. Cette résolution, à la fois spatiale et spectrale, ne peut être obtenue que grâce au découpage du champ et à l'utilisation de 24 IFU.

La force de MUSE est d'allier les informations spectrales et spatiales en une seule observation, grâce à la technologie de l'IFU il propose une bien meilleure transmission (i.e. la capacité à transmettre la lumière atteignant le télescope jusqu'au détecteur) que les instruments utilisant des fibres. Le format de l'instrument MUSE (grand champ de vue et couverture spectrale) est particulièrement adapté aux observations réalisées "à l'aveugle", autrement dit sans cible prédéfinie. De ce fait, MUSE représente un outil puissant pour la découverte de nouveaux objets célestes. Cependant les résolutions spectrales et spatiales restent moins performantes que les instruments focalisés uniquement sur l'imagerie ou l'acquisition de spectres individuels. Le télescope spatial Hubble permet, par exemple, d'obtenir des images de bien meilleure résolution (car observées dans l'espace) avec une taille de pixels typique de $0.05'' \times 0.05''$. Parallèlement, plusieurs instruments installés au VLT, qui utilisent le principe de la spectroscopie multi-fibres ou multi-fentes, permettent d'obtenir des spectres à très haute résolution, mais perdent alors partiellement ou complètement l'information spatiale.

2.1.3 Améliorations apportées à l'instrument

En juillet 2017, l'installation d'un dispositif d'optique adaptative (appelé GALACSI) a fait du quatrième télescope du VLT, un télescope totalement adaptatif. Ce nouveau dispositif a capturé sa première lumière grâce à MUSE le 12 juin 2017. Le couplage de l'optique adaptative avec MUSE offre ainsi un système parmi les plus avancés et les plus puissants, d'un point de vue technologique, jamais construit pour les besoins de l'astronomie au sol. Le but de l'optique adaptative est

de corriger la déformation du front d'onde de la lumière induite par la traversée de l'atmosphère. En effet, parfaitement plat lorsqu'il est émis par les sources astronomiques, le front d'onde est déformé par les très rapides fluctuations en température (de l'ordre de quelques millisecondes) subies lors de la traversée de l'atmosphère terrestre (cf Figure 2.4). Lorsque l'on observe une source pendant plus d'une seconde, cet effet se manifeste très clairement : n'importe quelle source ponctuelle sera observée sous la forme d'une "tâche", dont le profil de lumière sera plus ou moins gaussien. En conséquence, la résolution spatiale des observations au sol se trouve grandement dégradée : l'émission des objets est plus étalée sur le détecteur qu'elle ne devrait et les objets très proches spatialement deviennent difficiles à distinguer les uns des autres. L'optique adaptative va permettre de réduire cet effet en corrigeant en temps réel la déformation du front d'onde. Cette correction s'effectue en deux étapes parallèles :

1. Dans un premier temps on va chercher à corriger l'inclinaison du front d'onde (appelée *tip-tilt* en anglais), grâce à l'observation d'une étoile. Pour chaque champ observé, on choisit une étoile, dite de *tip-tilt*, située dans le champ de télescope (à 2.5 minutes d'arc de rayon). Afin de corriger l'inclinaison du front d'onde, le télescope va mesurer en continu la position de l'étoile observée et incliner le miroir secondaire de manière à conserver toujours cette étoile centrée sur le détecteur.
2. En parallèle, la déformation du front d'onde est mesurée grâce à quatre lasers. Ces lasers au sodium sont installés autour du miroir primaire du télescope ; ils permettent de former quatre étoiles artificielles dans l'atmosphère à une altitude comprise entre 80 et 110 km (du sodium est naturellement présent dans cette couche de l'atmosphère grâce aux éruptions volcaniques). On utilise un laser continu à 589 nm pour exciter les atomes de sodium, qui émettent un photon à la même longueur d'onde en se désexcitant. On produit ainsi des étoiles guides artificielles dont on connaît parfaitement la forme du front d'onde émis. Le télescope observe ces quatre étoiles en continu, sur quatre détecteurs indépendants de MUSE, et mesure pour chacune d'elles la déformation du front d'onde subie lors du passage au travers de l'atmosphère. En interpolant ces mesures, effectuées au quatre coins du champ MUSE, le dispositif permet d'évaluer la déformation du front d'onde au niveau du champ observé (au centre du champ donc partout sur le miroir primaire). Le miroir secondaire se déforme en conséquence, en continu pendant toute la durée des observations. Le front d'onde est ainsi "aplati" et le *seeing* général des observations amélioré (entre 0.4" et 0.6" de *seeing*). La Figure 2.5 représente un schéma de principe du fonctionnement de l'optique adaptative du VLT.

Grâce à ces deux étapes, on corrige à la fois l'inclinaison et la déformation du front d'onde. Cependant cette correction n'est que partielle. L'observation d'étoiles artificielles au sodium ne permet de mesurer que les turbulences de la couche d'atmosphère située entre 80 et 100 km ; les déformations produites par la partie plus haute de l'atmosphère ne sont pas corrigées.

En réalité, le mode en champ étroit de MUSE (NFM pour *Narrow Field Mode* en anglais) permet d'observer avec MUSE un champ plus petit (7.5"×7.5"), en poussant la correction d'optique adaptative plus loin. Dans ce cas, il suffit d'avoir une étoile connue et très brillante (de magnitude inférieure à 14.5) à l'intérieur du champ. Le mode NFM permet de corriger la déformation du front d'onde jusqu'à la limite de diffraction, les pixels finaux mesureront 0.025"×0.025" (soit une résolution spatiale 8 fois supérieure à celle du mode grand champ de MUSE, on atteint des valeurs de FWHM spatiales entre 0.03" et 0.05"). La Figure 2.8 montre le gain en résolution pour l'observation d'un amas d'étoiles, avec le mode NFM de MUSE. Grâce au mode NFM, il devient possible de distinguer les étoiles les unes des autres au coeur de l'amas, à une résolution proche de celle d'HST.

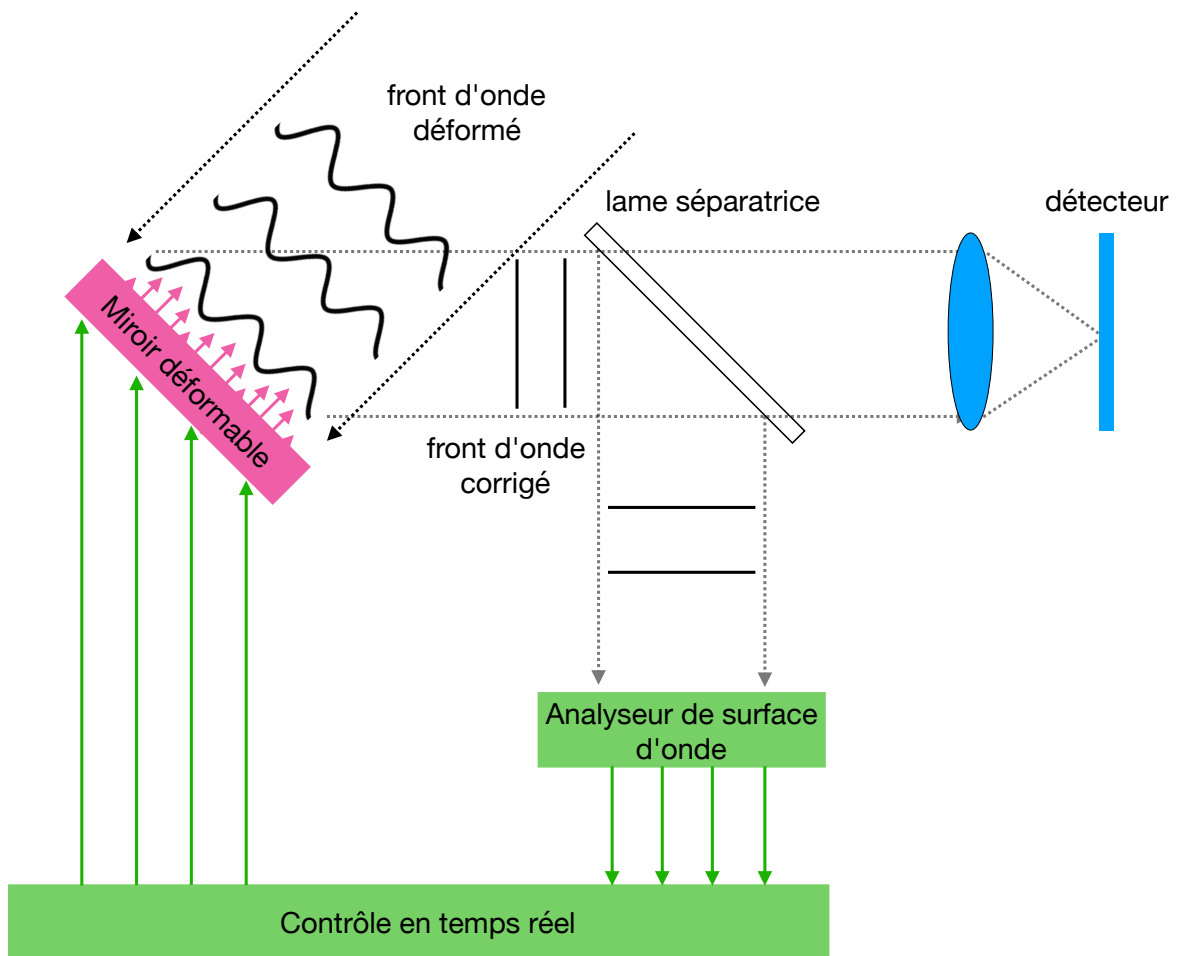


FIGURE 2.5 – Schéma de principe représentant le fonctionnement de l'optique adaptative du VLT. La mesure de la déformation du front d'onde d'effectue à l'aide de 4 étoiles lasers.



FIGURE 2.6 – Photographie du télescope Yepun, avec les 4 lasers en fonctionnement.
Crédits : F. Kamphues / ESO

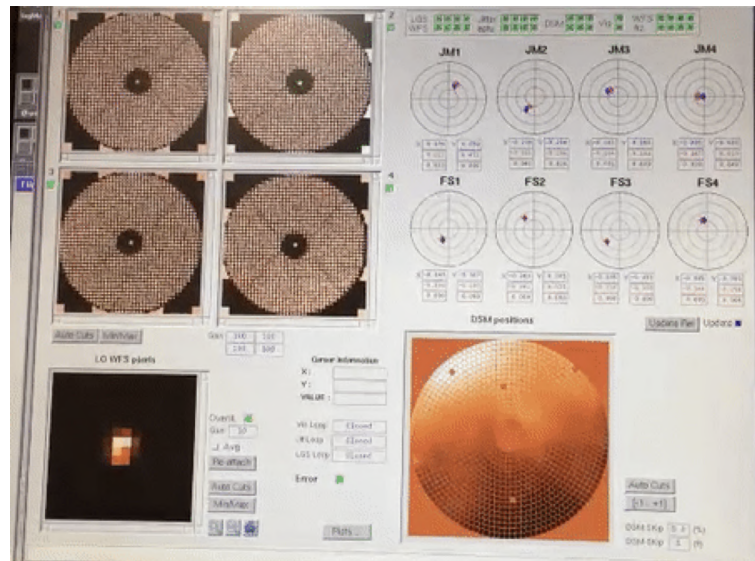


FIGURE 2.7 – Photographie du panneau de contrôle de l’optique adaptative au VLT. On peut voir les mesures de front des 4 étoiles lasers en haut à gauche, l’étoile de *tip-tilt* en bas à gauche et le miroir secondaire déformable en bas à droite.

2.1.4 Type d’observations effectuées avec MUSE

Bien que l’étude de l’évolution et de la formation des galaxies de l’Univers lointain ait été le principal moteur de son développement, MUSE a été construit pour répondre à une liste très large de questions scientifiques, qui vont de l’étude des planètes aux galaxies à très grand *redshift*. Dans notre galaxie, MUSE permet d’observer avec une grande précision (plus encore depuis l’installation du mode NFM) les amas globulaires d’étoiles afin d’étudier l’évolution des populations stellaires dans ces environnements et la cinématique des amas (Kamann et al. 2016, 2018). De plus, dans les champs denses en étoiles, MUSE a permis d’extraire plusieurs milliers de spectres d’étoiles (Roth et al. 2018). Cette collection de spectres sélectionnés à l’aveugle, donc non biaisée, représente une grande opportunité d’étudier l’évolution chimique de la galaxie ou l’histoire de formation stellaire. Grâce au mode NFM de MUSE, de très petits corps célestes ainsi que des planètes du système solaire ont également pu être observés. La Figure 2.8 montre, dans le cas d’un amas d’étoiles et celui de la planète Neptune, le gain en résolution apporté par le mode NFM+AO de MUSE.

À faible *redshift* ($z < 1$), les galaxies sont beaucoup plus résolues, car beaucoup plus proches. Grâce à MUSE, il est possible d’étudier en détail l’environnement des galaxies (le milieu intergalactique) et les mécanismes en jeu dans leur évolution (vents galactiques, *feedback* et cinématiques des galaxies). Les conclusions de ces études peuvent alors être transposées à l’étude des galaxies de plus grand *redshift* pour lesquelles des observations aussi détaillées sont impossibles. Plusieurs études de ce type ont été faites dans le consortium de MUSE. Ainsi Contini et al. [2016] et Guérou et al. [2016] ont étudié le gaz et la cinématique stellaire en cartographiant les propriétés des raies d’émission à l’intérieur des galaxies résolues. D’autres études, qui observent les objets qui se situent sur la ligne de visée de quasars, ont cherché à étudier de manière résolue le gaz du milieu circumgalactique et les vents galactiques (Bouché et al. 2016, Schroetter et al. 2016, Zabl et al. 2019). MUSE a également permis d’étudier des objets ou événements individuels et très rares tels que la fusion des deux galaxies constituant Antennae (Monreal-Ibero et al. 2018, Weillbacher et al. 2018).

À plus grand *redshift*, MUSE a permis de détecter un très grand nombre de galaxies, grâce à la raie d’émission Lyman- α . En effet, à grand *redshift*, les galaxies apparaissent plus faibles et sont donc plus difficiles à détecter. Cependant la raie Lyman- α , produite au coeur de la formation stellaire,



FIGURE 2.8 – *Haut* : comparaison de la résolution spatiale atteinte par, de gauche à droite, HST, MUSE sans optique adaptative et MUSE en mode NFM avec optique adaptative pour le même amas globulaire. *Bas* : comparaison de la résolution spatiale atteinte pour la planète Neptune avec, de gauche à droite, MUSE en mode NFM+AO et HST. Crédits : ESO/S. Kamann, ESO/P. Weilbacher, NASA.

est très brillante et permet donc de détecter des galaxies faibles à $2.9 < z < 6.7$ avec MUSE assez facilement. Ainsi MUSE a ouvert l'accès à une nouvelle population de galaxies de faible masse, relativement hors d'atteinte avant sa première lumière. L'identification de ces galaxies de faible luminosité et faible masse est un point crucial pour l'étude des scénarios de formation hiérarchique des galaxies (Ventou et al. 2017) ainsi que pour l'étude des sources de la réionisation (Caruana et al. 2018, de La Vieuville et al. 2019b, Hashimoto et al. 2017, ?). Le profil de la raie Lyman- α peut aussi être utilisé pour étudier les phénomènes d'accrétions et d'éjections de gaz (composé d'hydrogène neutre ou ionisé) dans les galaxies à grand *redshift* (Chen et al. 2020, Leclercq et al. 2020, Mitchell et al. 2021).

Le modèle de cosmologie $\Lambda - \text{CDM}$ prédit que les premières structures formées dans l'Univers se construisent sous la forme d'une toile cosmique (appelée *cosmic web* en anglais, présentée dans le Chapitre 1). Cette structure en filament peut être indirectement observée en cartographiant en 3 dimensions les galaxies dans l'Univers (Sousbie 2011, Tempel et al. 2014, dans le sondage SDSS). Grâce à MUSE, le *cosmic web* a été observé pour la première fois directement par l'émission Lyman- α des filaments, dans un premier temps grâce aux quasars en fluorescence (Cantalupo et al. 2019, Gallego et al. 2018), puis très récemment dans le cube du programme MXDF (*MUSE eXtra Deep Field*) après 150 heures d'observations du même champ (Bacon et al. 2021).

2.1.5 Observation des émetteurs Lyman- α avec MUSE

Pour ma thèse, je me suis focalisée sur l'observation des émetteurs Lyman- α afin d'étudier le milieu circumgalactique (présenté dans le Section 1.3) à grand *redshift* ($z > 2.9$). Beaucoup de programmes ont observé et caractérisé des LAEs avec MUSE. Parmi ceux-ci, plusieurs grands échantillons d'émetteurs Lyman- α ont été construits. Wisotzki et al. [2016] ont présenté un échantillon de 26 galaxies, détectées dans le MUSE HDFs (pour *Hubble Deep Field Survey*, 6 de ces halos sont présentés dans la Figure 2.10). L'analyse de l'émission Lyman- α a montré que dans la plupart des cas, celle-ci est plus étendue spatialement d'un facteur 5 à 15 par rapport à l'émission UV de la galaxie. En décomposant l'émission Lyman- α en deux composantes, une proche de l'émission UV en taille et une autre plus étendue, ils ont pu distinguer les propriétés de l'émission centrale de celles de l'émission étendue. Ils ont montré, entre autres, que l'étendue de l'émission Lyman- α suit approximativement une distribution exponentielle de longueur caractéristique de quelques kiloparsec et ont estimé que 40 à 90 % du flux Lyman- α observé provient de la composante étendue du halo. Un plus grand échantillon encore a été construit dans le champ *Ultra Deep Field* de MUSE (UDF, PI : R.Bacon) par Leclercq et al. [2017]. En étudiant 145 halos Lyman- α , ils ont confirmé les premiers résultats de ? et montré que l'étendue de l'émission Lyman- α est liée aux propriétés UV des galaxies (en taille et en magnitude). Ils ont noté une grande diversité de profils de raies Lyman- α avec des FWHM allant de 118 à 512 km .s⁻¹, mais aucune tendance entre la FWHM de la raie et l'étendue de l'émission Lyman- α . Enfin, cette étude n'a malheureusement pas permis de discriminer les différents scénarios pouvant entrer en jeu dans la formation des halos Lyman- α : diffusion des photons depuis les régions de formation stellaires, fluorescence, accrétion de gaz froid ou émission provenant de galaxies satellites. À partir de ces mêmes programmes d'observation, plusieurs études ont étudié les propriétés physiques des émetteurs Lyman- α . Feltre et al. [2020] ont étudié, en superposant les spectres des émetteurs LAEs, les raies d'émission UV de ces objets (O III], [C III], C IV et He II principalement). Ils ont montré que les propriétés spectrales de ces différentes raies varient avec les propriétés physiques des émetteurs Lyman- α . En particulier, la largeur équivalente de la raie de [C III] à $2.9 < z < 4.6$ augmente avec la largeur équivalente de la raie Lyman- α . Cependant de nouvelles observations seront nécessaires pour étudier correctement les propriétés physiques des LAEs.

En parallèle de ces échantillons statistiques, plusieurs programmes se sont focalisés uniquement sur quelques objets très brillants. Par exemple, Swinbank et al. [2015] ont caractérisé en

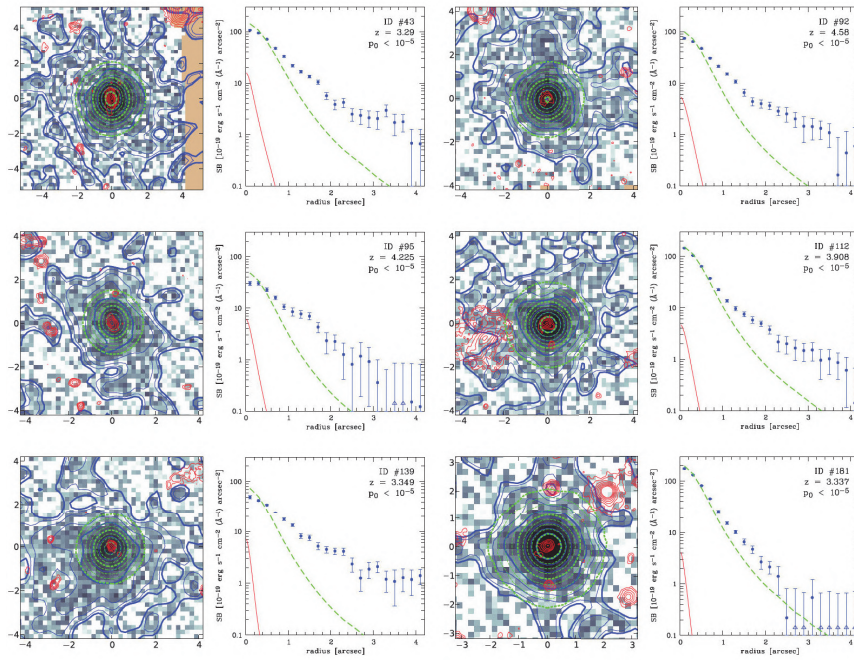


FIGURE 2.9 – Figure extraite de ?. Les premières et troisièmes colonnes représentent les images en bandes étroites de 6 halos individuels. Les contours bleus, verts et rouges représentent les niveaux de brillance de surface de l'émission Lyman- α , du continuum UV dans MUSE et du continuum UV dans HST respectivement. Les contours extérieurs indiquent une brillance de surface de $10^{-19}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{arcsec}^{-2}$. Les deuxièmes et troisièmes colonnes montrent les profils radiaux de brillance de surface selon le même code couleur.

détail un halo Lyman- α à $z = 4.1$ (présenté dans la Figure 2.11). Ils ont montré, entre autres, une variation de la densité de colonne en hydrogène neutre dans le halo témoignant de la structure inhomogène et complexe du CGM.

Bien que ces travaux aient permis d'apporter des informations nouvelles et inédites sur le milieu circumgalactique des galaxies à grand *redshift*, il reste encore de nombreuses questions en suspens. Ces études sont en effet limitées par la résolution spatiale de MUSE et très coûteuses en temps d'observation (27 heures pour le champ le plus profond de l'UDF). Bien que l'acquisition récente de nouvelles données MUSE plus profondes (150 heures dans le MXDF) ait permis d'améliorer le rapport signal sur bruit des spectres extraits, il reste encore difficile de sonder en détails le CGM en observant des LAEs dans les champs vides (i.e. sans amas de galaxies proches, amas stellaire ou grande structures obstruant l'observation des objets lointains) de MUSE. L'étude morphologique du CGM nécessite une plus grande résolution. Dans un futur plus ou moins proche, les prochains télescopes (JWST, ELT...) permettront d'améliorer significativement la résolution spatiale de ces observations. En attendant, une manière immédiate d'améliorer la qualité des observations du CGM est d'observer des galaxies par effet de lentille gravitationnelle. Mon travail de thèse s'inscrit dans la continuité des études statistiques et individuelles sur les émetteurs Lyman- α présentées ici, en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle.

2.2 L'effet de lentille gravitationnelle

L'observation des LAEs par effet de lentille gravitationnelle, permet de résoudre des galaxies jusqu'à l'échelle de 10 parsecs (dans le cas des objets les plus amplifiés). Le phénomène de lentille gravitationnelle est un des effets prévus par la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein.

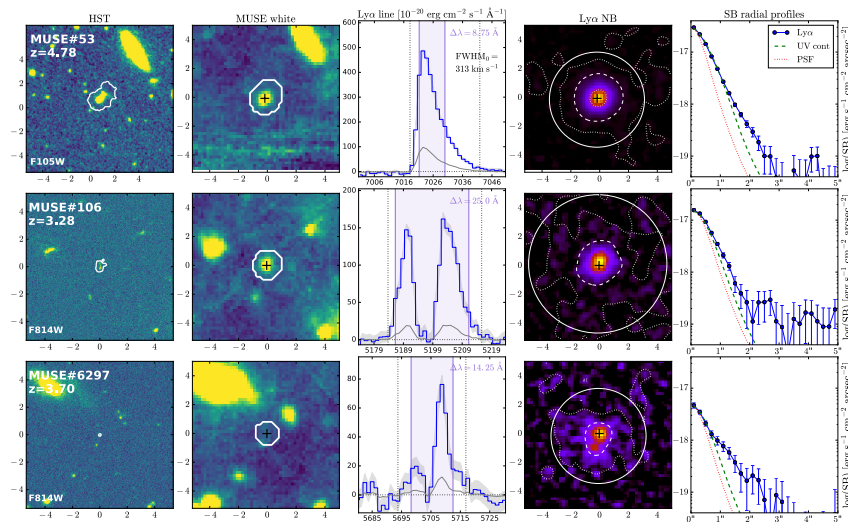


FIGURE 2.10 – Figure extraite de [Leclercq et al. \[2017\]](#). Exemple de 3 émetteurs Lyman- α parmi les 145 étudiés. *Colonne 1* : Image HST centrée sur l'objet. Le contour blanc représente le masque HST. *Colonne 2* : Image blanche de MUSE, le contour blanc représente le masque HST convolué par la PSF de MUSE et la croix noire les coordonnées de la détection HST. *Colonne 3* : Raie Lyman- α extraite dans le masque HST après convolution par la PSF de MUSE. La zone violette indique la largeur spectrale de l'image en bande étroite. La variance du spectre est tracée en gris et la déviation standard du spectre Lyman- α est indiquée par la zone grisée. *Colonne 4* : Image en bande étroite de l'émission Lyman- α . Les contours indiquent les niveaux de brillance de surface 10^{-17} , 10^{-18} et 10^{-19} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$ en pointillés intérieur, tiretés et pointillés extérieur respectivement. *Colonne 5* : profils radiaux de brillance de surface de l'émission Lyman- α en bleu, du continu UV en vert et des la PSF MUSE en rouge.

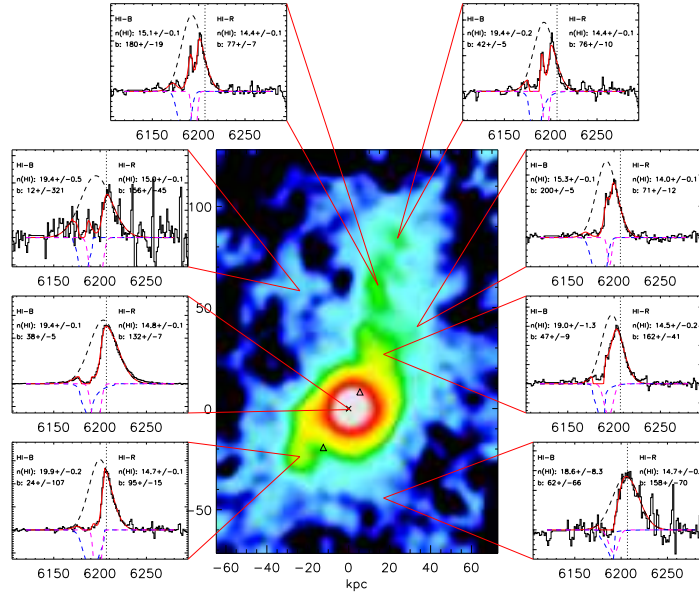


FIGURE 2.11 – Figure extraite de [Swinbank et al. \[2015\]](#). Image en bande étroite de l'émission Lyman- α de la galaxie TNJ1338. La croix représente la position de la composante UV, et les triangles, les positions des deux extrémités de la détection radio de cette galaxie, indiquant que l'émission Lyman- α est plus étendue que l'émission en ondes radio. Les 8 spectres affichés ont été extraits dans 8 régions différentes et les profils de raies ont été ajustés avec 2 profils d'absorbants HI (en bleu et rose) et 1 profil d'émission gaussienne (en noir). Les valeurs de densité de colonne HI affichées sont celles mesurées pour les 2 absorbants.

En effet [Einstein \[1915\]](#) prédit que la trajectoire d'un rayon lumineux subit une déviation s'il passe à proximité d'une masse M . Cette déviation, liée à la courbure de l'espace-temps, peut être mesurée grâce à l'angle de déflexion :

$$\alpha = \frac{4GM}{rc^2} \quad (2.1)$$

où r représente le paramètre d'impact du rayon lumineux par rapport à la position de la masse M (représenté sur la Figure 2.12, ξ_I).

Cet effet a été observé pour la première fois par Sir Arthur Eddington (1882-1944) en 1919 au cours d'une éclipse de soleil. Le 24 mai 1919, une éclipse totale de soleil durant 7 minutes est prévue, Eddington veut profiter de ce phénomène pour mesurer la déviation des positions des étoiles proches du soleil au moment de l'éclipse. En effet, pour vérifier sa prédiction, Einstein propose de mesurer la position d'étoiles à proximité du disque solaire puis lorsque le soleil s'en est éloigné, en profitant pour cela du fait que le Soleil ne se retrouve jamais à la même position dans le ciel au cours de l'année. Cependant, le soleil est beaucoup trop brillant pour que l'on puisse observer les étoiles situées en arrière-plan, il faudrait donc pouvoir "éteindre le soleil" pour correctement mesurer les positions de ces étoiles. Lors d'une éclipse totale de soleil, le soleil est complètement caché par la lune pendant plusieurs minutes; cela représente l'occasion parfaite pour mesurer la position des étoiles à proximité. Si la théorie d'Einstein est correcte, alors les positions de ces étoiles mesurées pendant l'éclipse et celles mesurées un autre jour doivent varier. Après deux tentatives infructueuses en 1914 et 1918, l'éclipse de 1919 permet finalement de prouver pour la première fois une prédiction de la relativité générale : l'effet de lentille gravitationnelle. Eddington et son équipe parviennent à mesurer une déviation sur sept étoiles, compatible avec les prédictions d'Einstein ([Dyson et al. 1920](#)). Par la suite, les astronomes ont commencé à étudier d'autres objets

astrophysiques que les étoiles. Les galaxies, formées de centaines de milliards d'étoiles, plus massives et plus distantes de la Terre, sont des objets propices à un effet de lentille gravitationnelle très important. En 1937, l'astronome Fritz Zwicky (1898-1974), étudiant les amas de galaxies, a montré que ceux-ci, très massifs, seraient des lentilles gravitationnelles très efficaces, provoquant des déviations de rayons lumineux de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes d'arc (Zwicky 1937). Cependant, il fallut attendre la fin des années 1970 pour observer les premiers "mirages gravitationnels", qui apparaissent lorsque deux rayons lumineux fortement déviés par une masse rejoignent un observateur en prenant deux trajets différents. Walsh et al. [1979] observèrent pour la première fois deux images du même quasar; en 1987 les premiers arcs géants furent découverts, principalement par une équipe de l'observatoire de Toulouse (Soucail et al. [1988]). Aujourd'hui, la plupart des amas de galaxies massifs sont devenus des zones du ciel très prisées et étudiées par les astrophysiciens, pour bénéficier de cette amplification gravitationnelle, et ainsi caractériser avec une grande résolution spatiale des galaxies à grand *redshift* situées en arrière-plan de ces amas. Ceux-ci nous permettent, à quelques endroits dans le ciel, d'obtenir l'équivalent d'un télescope de 40 ou 100 mètres de diamètre, plus de dix ans en avance! En revanche, observer une galaxie par effet de lentille gravitationnelle rend son analyse plus complexe, car il est nécessaire de comprendre et de corriger l'effet de lentille subi. La connaissance approfondie de l'effet de lentille gravitationnelle, couplée aux moyens informatiques actuels, nous permettent d'inverser cet effet et de retrouver les paramètres des galaxies, avant la déformation.

2.2.1 Formalisme

Le champ de l'effet de lentille gravitationnelle, appelé en anglais *lensing*, se divise en trois catégories selon son degré d'amplitude :

- l'effet de lentille forte (*strong lensing*) : il correspond aux amplifications les plus fortes. Enormément observé dans les amas de galaxies, il peut aboutir à la formation d'images multiples et d'arcs gravitationnels (Kneib and Natarajan 2011)
- l'effet de lentille faible (*weak lensing*) : il consiste à mesurer les paramètres, de manière statistique, d'un ensemble de sources situées derrière une masse défectrice, dans le but d'étudier la distribution de masse de la ou des lentilles.
- l'effet de micro-lentille (*micro lensing*) : il étudie le cas des sources situées derrière une lentille compacte.

Les applications astrophysiques du *lensing* sont variées, parmi elles on peut citer :

- L'évaluation de la masse des lentilles, la proportion de matière noire et la distribution de masse dans les amas de galaxies (e.g. Jauzac et al. 2016).
- La contrainte du paramètre de Hubble H_0 , obtenue en mesurant les décalages temporels entre des images multiples d'une source variable (e.g. Suyu et al. 2018).
- La détermination des paramètres cosmologiques Ω_m et Ω_Λ en utilisant les positions relatives des images multiples dans les amas lentilles (e.g. Jullo and Kneib 2009).
- L'étude détaillée des galaxies d'arrière plan amplifiées par effet de lentille gravitationnelle (e.g. Atek et al. 2018b)

L'équation des lentilles

Pour étudier le formalisme de l'effet de lentille gravitationnelle, il faut se mettre dans le contexte de la relativité générale et du principe cosmologique. Le principe cosmologique stipule que l'univers est homogène et isotrope à grande échelle. Dans une description relativiste, la géométrie de l'univers prend la forme de la métrique de Friedmann-Robertson-Walker (Friedmann 1922, Robertson 1929, Walker 1935) On cherche alors une solution à la métrique ds au voisinage d'un champ gravitationnel stationnaire et faible, décrit par un potentiel de masse Φ newtonien. Un

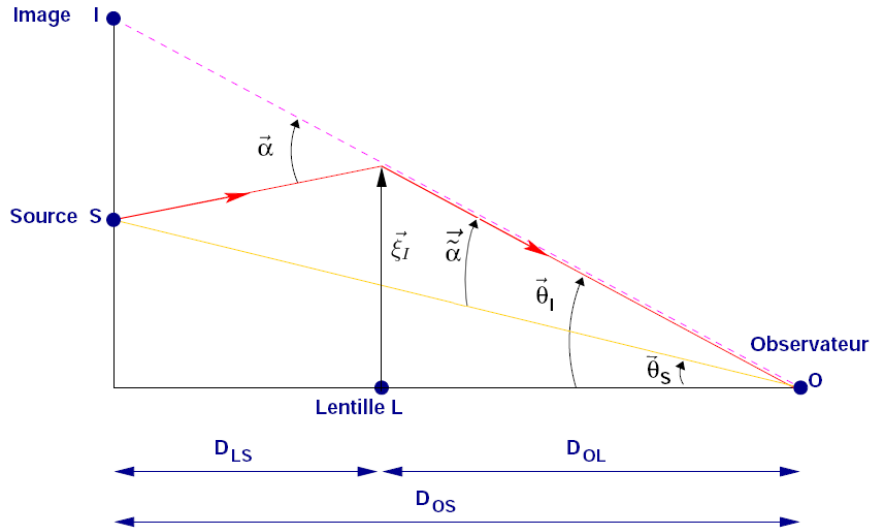


FIGURE 2.12 – Représentation du banc optique gravitationnel. Sans déflecteur, un observateur O voit une source S avec une position angulaire $\vec{\theta}_S$. En présence de la lentille L , un angle de déflexion $\vec{\alpha}$ apparaît et l'image I de cette source est alors vue sous un angle $\vec{\theta}_I$. Figure extraite de [Golse et al. \[2002\]](#)

champ stationnaire signifie que le temps de traversée du potentiel gravitationnel par un photon $t_\gamma = R/c$ est négligeable devant le temps de l'instabilité gravitationnelle du système $t_{\text{grav}} = 1/(G\rho)^{0.5}$ où ρ est la densité volumique de masse de la lentille.

On obtient la forme générale ([Weinberg 1972](#)) :

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) dr^2 \quad (2.2)$$

Le potentiel Φ considéré ici représente une perturbation locale de la métrique avec $\Phi/c^2 \ll 1$. Les autres hypothèses nécessaires sont :

- une lentille mince, de taille caractéristique négligeable par rapport à sa distance à l'observateur, condition toujours remplie dans les amas où la taille des structures (quelques Mpc) est très petite devant les distances cosmologiques du problème (quelques Gpc).
- une lentille transparente, qui n'engendre aucune absorption, diffusion ou émission supplémentaire à la lumière provenant de la source)
- une lentille stationnaire

On convient aussi que la distribution de masse caractérisant la lentille se ramène à la distribution de masse projetée dans le plan de la lentille.

Si on considère une lentille à $z = z_L$ et une source à $z = z_S$, en l'absence de masse déflectrice, l'observateur O observe la source sous l'angle θ_s , alors qu'il verrait son image sous l'angle θ_I si une lentille venait provoquer une déflexion d'angle α (cf Figure 2.12). On souhaite alors obtenir une relation entre l'angle observé et la séparation entre l'objet et l'image. Pour cela on mesure les distances cosmologiques appropriées : celle séparant la lentille de l'observateur $D_{OL} = D_A(z_L)$, celle séparant l'observateur de la source $D_{OS} = D_A(z_S)$ et enfin la distance entre la lentille et la source notée $D_{LS} = D_A(z_L, z_S)$. Notons que dans tous les cas, $D_{LS} \neq D_{OS} - D_{OL}$. D'après la Figure 2.2 et après l'approximation des petits angles, on obtient l'équation des lentilles :

$$D_{OS}\theta_I = D_{OS}\theta_S + D_{LS}\alpha \quad (2.3)$$

En réduisant l'angle de déflexion : $\tilde{\alpha} = \frac{D_{LS}}{D_S} \alpha$, l'équation des lentilles s'écrit alors :

$$\theta_S = \theta_I - \tilde{\alpha} \quad (2.4)$$

Maintenant, considérant $\vec{\theta}_S$ la coordonnée dans le plan de la source, on veut connaître $\vec{\theta}_I$ la position de l'image et l'angle de déflexion correspondant $\tilde{\alpha}(\vec{\theta}_I)$. Sur la Figure 2.12, cette position correspond à la distance physique appelée paramètre d'impact, noté $\zeta_I = D_{OL} \|\vec{\theta}_I\|$. On va estimer cette position en exprimant la durée de parcours de la lumière en fonction de $\vec{\theta}_I$ (Blandford and Narayan 1986). Les photons sont émis à $t = 0$ par la source, puis suivent une géodésique nulle ($ds^2 = 0$). Le temps d'arrivée des photons t_a s'écrit alors comme l'intégrale le long de la courbe C_I de la géodésique :

$$t_a = \frac{1}{c} \int_{C_I} \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) dl = \frac{1}{c} - \frac{2}{c^3} \int_{C_I} \Phi dl \quad (2.5)$$

La distance géométrique OS en passant par I est donnée au premier ordre par :

$$l = l_{OI} + l_{IS} = D_{OL} + \frac{1}{2} D_{OL} \vec{\theta}_I^2 + D_{LS} + \frac{1}{2 D_{OL}} (D_{OL} \vec{\theta}_I - D_{OS} \vec{\theta}_S)^2 \quad (2.6)$$

Schneider et al. [1992] a montré que la déflexion totale d'une distribution étendue de masse peut être assimilée à la somme des déflexions induites par les masses élémentaires la composant.

Le potentiel des lentilles

Le potentiel des lentilles s'écrit :

$$\varphi(\vec{\theta}_I) = \frac{2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OL} D_{OS}} \int \Phi(D_{OL} \vec{\theta}_I, z) dz = \frac{2}{c^2} \frac{D_{LS} D_{OL}}{D_{OS}} \Phi(\vec{\theta}_I) \quad (2.7)$$

La relation entre la position de la source $\vec{\theta}_S$ et celle de l'image $\vec{\theta}_I$ est alors traduite par l'équation des lentilles que l'on peut écrire sous la forme :

$$\vec{\theta}_S = \vec{\theta}_I - \vec{\nabla}_{\varphi}(\vec{\theta}_I) \quad (2.8)$$

L'efficacité d'une lentille, qui correspond à sa capacité à produire un effet de lentille forte, se mesure en comparant la distribution de masse projetée à la densité surfacique critique définie par :

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{OS}}{D_{OL} D_{LS}} \quad (2.9)$$

En effet en calculant le laplacien du potentiel des lentilles, on obtient une grandeur adimensionnelle :

$$\nabla_{\vec{\theta}}^2 \varphi(\theta) = \frac{2}{c^2} \frac{D_{OL} D_{LS}}{D_{OS}} \int \nabla_{\vec{\zeta}}^2 \phi dz = \frac{2}{c^2} \frac{D_{OL} D_{LS}}{D_{OS}} 4\pi G \Sigma(\theta) = 2 \frac{\Sigma(\theta)}{\Sigma_{crit}} \quad (2.10)$$

Le rapport des distributions surfaciques définit la convergence :

$$\kappa(\theta) = \frac{\Sigma(\theta)}{\Sigma_{crit}} \quad (2.11)$$

de sorte que :

$$\Delta \varphi(\theta) = 2\kappa(\theta) \quad (2.12)$$

Un amas de galaxies est ainsi sur-critique, lorsque la densité centrale est supérieure à la densité

critique, c'est-à-dire en son coeur. C'est dans ce régime que peuvent apparaître les effets de lentille forte tels que les arcs géants. En revanche quand l'amas de galaxie est sous-critique, il n'engendre que de faibles déformations.

Les fortes déformations des sources sont ainsi observées lorsque l'alignement Observateur-Lentille-Source est pratiquement réalisé, c'est-à-dire lorsque $|\vec{\theta}_S| \ll |\vec{\theta}_I|$. Si l'amas est sur-critique, le front d'onde est perturbé lors de sa traversée et l'amas provoque un retard gravitationnel sur le temps d'arrivée des photons d'autant plus important que son potentiel projeté est profond. Les images multiples sont alors la conséquence d'un repli du front d'onde sur lui-même de manière à ce que les rayons observés semblent provenir de directions différentes. Lorsque la source ne se trouve pas exactement derrière l'amas, il n'y a pas d'images multiples et les sources restent déformées en prenant la forme de petits arcs nommés *arcllets*. Dans la périphérie de l'amas, le potentiel projeté n'implique qu'un léger retard sur le front d'onde et la déformation de la source est faible.

Enfin, lorsque l'on connaît la position angulaire θ_I , on peut mesurer le temps d'arrivée :

$$t_a = \frac{(1+z_L) D_{OL} D_{OS}}{c D_{LS}} \left[\frac{(\vec{\theta}_I - \vec{\theta}_S)^2}{2} - \varphi(\vec{\theta}_I) \right]. \quad (2.13)$$

Deux termes contribuent alors au temps d'arrivée : $t_a = t_{\text{geom}} + t_{\text{grav}}$. Le premier (t_{geom}) provient simplement du délai temporel dû à la différence de chemin à parcourir avec et sans défecteur. Le second (t_{grav}) traduit la perte d'énergie subie par un photon lorsqu'il s'extrait du potentiel.

Matrice d'amplification

En différenciant l'équation 2.8, on peut étudier la transformée d'un vecteur angulaire élémentaire $d\vec{\theta}_S$ en un vecteur $d\vec{\theta}_I$:

$$d\vec{\theta}_I = A d\vec{\theta}_S = \left(I_{ij} - \frac{\partial \varphi(\vec{\theta}_I)}{\partial \theta_{I_j}} \right) d\theta_{I_j} \quad (2.14)$$

avec A la matrice d'amplification, qui fait passer du plan source au plan image. Si l'on note la dérivée seconde $\frac{\partial^2 \varphi(\vec{\theta}_I)}{\partial \theta_{I_i} \partial \theta_{I_j}} = \left[\frac{\partial^2 \varphi(\vec{\theta})}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right](\vec{\theta}_I)$, la matrice d'amplification inverse peut s'écrire :

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \partial_{xx} \varphi & -\partial_{xy} \varphi \\ -\partial_{yx} \varphi & 1 - \partial_{yy} \varphi \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Cette matrice étant réelle, symétrique et positive, elle est diagonalisable dans le système de coordonnées lié à ses vecteurs propres et prend alors la forme suivante :

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa + \gamma & 0 \\ 0 & 1 - \kappa - \gamma \end{pmatrix} = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \gamma \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

où κ représente la convergence et γ le cisaillement que l'on peut exprimer :

$$\kappa = 1 - \frac{1}{2} \text{tr}(A^{-1}) = \frac{1}{2} \nabla^2 \varphi \quad (2.17)$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{4} (\text{tr}(A^{-1}))^2 - \det(A^{-1}) = \frac{1}{4} (\partial_{xx} \varphi - \partial_{yy} \varphi)^2 + (\partial_{xy} \varphi)^2 \quad (2.18)$$

On en déduit alors l'amplification μ donnée par :

$$\mu = \frac{\text{surface image}}{\text{surface source}} = \frac{1}{\det A^{-1}} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - \gamma^2} \quad (2.19)$$

L'amplification μ est ainsi directement liée au gain en résolution qu'apporte le *lensing* aux observations. Plus l'amplification d'une image observée sera importante, plus il sera facile d'observer et d'étudier cet objet en détails. L'amplification permet également de détecter par effet de lentille gravitationnelle des objets que l'on aurait pas détecté autrement, car trop petits sur le ciel ou trop faibles. Enfin, il est important de noter que l'effet de lentille gravitationnelle est purement géométrique : il conserve donc la brillance de surface (Etherington 1933). La luminosité de l'objet reste alors inchangée ; cependant l'effet de lentille nous fait observer dans la direction du déflecteur une plus grande étendue de faisceau lumineux. L'observateur récupère donc plus d'énergie car l'angle solide d'émission est plus grand. Le flux total collecté pour une source est donc plus grand quand elle est observée par effet de lentille gravitationnelle. De même, la longueur d'onde de la lumière n'intervient pas dans cette relation : l'effet de lentille gravitationnelle est dit achromatique. La lentille ne disperse pas la lumière.

Lignes critiques et lignes caustiques

Dans le plan image, les points où l'amplification est infinie forment ce que l'on appelle une ligne critique. Il s'agit donc de l'ensemble des points pour lesquels $\det(A^{-1}) = 0$. En projetant les lignes critiques dans le plan source, on forme les lignes caustiques. Les lignes caustiques délimitent les zones dans lesquelles le nombre d'images multiples est constant. En effet en fonction de la position des sources par rapport aux lignes caustiques projetées (au bon *redshift*), celles-ci vont former 1, 3 ou 5 images multiples. La Figure 2.13, représente les 10 configurations possibles d'images multiples formées en fonction de la position de la source par rapport aux lignes caustiques.

2.2.2 Strong lensing dans les amas de galaxies

Pendant ma thèse, je me suis concentrée exclusivement sur les images de galaxies à grand *redshift* ($z > 2.9$) lentillées par des amas de galaxies. Les amas de galaxies peuvent être considérés comme la superposition de potentiels (ϕ_i) individuels de chaque galaxie, et d'un (ou plusieurs) potentiel(s) à plus grande échelle représentant la composante de matière noire de l'amas. Les amas de galaxies sont les endroits du ciel où se forment les plus puissants effets de lentilles fortes (en amplification et en surface sur le ciel) et donc représentent un terrain privilégié pour l'observation d'images très amplifiées, voire d'arcs gravitationnels. Pour modéliser un amas de galaxies, on va modéliser chacune des composantes par une distribution elliptique pseudo-isotherme tronquée (modèle dPIE). La densité de masse projetée d'une telle distribution s'écrit :

$$\Sigma(x, y) = \frac{\sigma_0^2}{2G} \frac{r_{\text{coupure}}}{r_{\text{coupure}} - r_{\text{coeur}}} \left[\frac{1}{(r_{\text{coeur}}^2 + \rho^2)^{1/2}} - \frac{1}{(r_{\text{coupure}}^2 + \rho^2)^{1/2}} \right] \quad (2.20)$$

avec $\rho^2 = [(x - x_c)/(1 + \epsilon)]^2 + [(y - y_c)/(1 - \epsilon)]^2$. Ce profil de masse combine une distribution de forme elliptique, de centre (x_c, y_c) et d'ellipticité ϵ , à laquelle s'ajoutent un rayon de coeur r_{coeur} et un rayon de coupure r_{coupure} . La densité de masse Σ est quasiment constante pour $\rho < r_{\text{coeur}}$, décroît comme ρ^{-2} , pour $r_{\text{coeur}} < \rho < r_{\text{coupure}}$ et comme ρ^{-4} pour $\rho > r_{\text{coupure}}$. L'intensité du potentiel est paramétrée par la valeur σ_0 de la dispersion de vitesses au centre de l'objet.

On considère, en première approximation, que la lumière trace la masse, c'est-à-dire que les objets les plus brillants de l'amas seront les principaux contributeurs au potentiel total. Pour chaque potentiel de galaxie, les paramètres géométriques définissant l'ellipse (x_c, y_c, ϵ) et l'orientation du

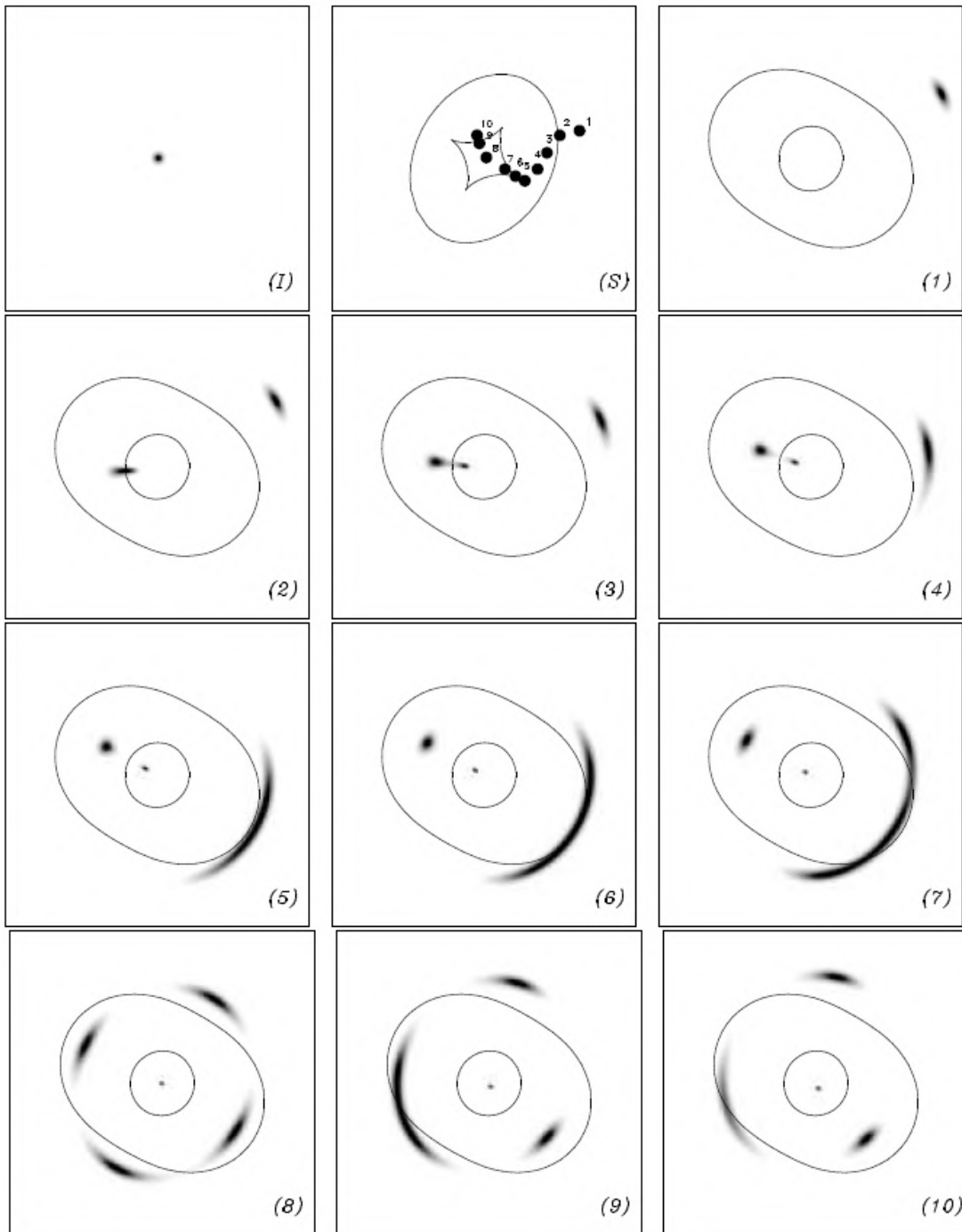


FIGURE 2.13 – Différentes configurations d'images multiples dans le cas d'un potentiel elliptique non singulier. L'image I représente une source circulaire. L'image S représente les lignes caustiques dans le plan source et différentes positions de la source sont numérotées. Les lignes dessinées sur les images 1 à 10 sont les lignes critiques projetées dans le plan image. De 1 à 5, la source traverse une zone lisse de la caustique externe, de 6 à 8, la source traverse un point de rebroussement de la caustique interne jusqu'à atteindre le centre et de 9 à 10, la source a traversé à nouveau une zone lisse, mais celle de la caustique interne cette fois-ci. Figure extraite de [Kneib, 1993]

demi-axe θ) sont fixés de manière à suivre la distribution de lumière des galaxies. Les valeurs des paramètres dynamiques ($r_{\text{coupure}}, r_{\text{coeur}}, \sigma_0$) sont soit laissées libres (ce qui est le cas pour les galaxies les plus brillantes), soit reliées à la luminosité individuelle de chaque objet au moyen des relations d'échelle suivantes :

$$r_{\text{coeur}} = r_{\text{coeur}}^* (L/L^*)^{1/2} \quad (2.21)$$

$$r_{\text{coupure}} = r_{\text{coupure}}^* (L/L^*)^{1/2} \quad (2.22)$$

$$\sigma_0 = \sigma_0^* (L/L^*)^{1/4} \quad (2.23)$$

où les valeurs r_{coeur}^* , r_{coupure}^* et σ_0^* sont supposées constantes pour tout l'amas. L'ajustement du modèle d'amas consiste, à partir de ces potentiels, à minimiser un estimateur χ^2 qui quantifie l'erreur entre le modèle et les observations. Les observations sont en l'occurrence les positions des systèmes d'images multiples observés que l'on tente de reproduire avec le modèle d'amas.

Pour chaque contrainte, la contribution à la fonction χ^2 prend la forme générale :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{|\theta_i^{\text{obs}} - \theta_i^{\text{mod}}|^2}{\sigma_{\text{obs}}^2} \quad (2.24)$$

où θ_i^{obs} et θ_i^{mod} sont les N vecteurs des valeurs observées et modélisées pour chaque contrainte et σ_{obs} correspond à l'erreur typique sur la mesure des positions observées. Cette fonction du χ^2 est minimisée en faisant varier l'ensemble des paramètres libres inclus dans le modèle selon un processus itératif.

Dans le cas limite circulaire ($\epsilon = 0$) où $r_{\text{coeur}} \rightarrow 0$ et $r_{\text{coupure}} \rightarrow \text{inf}$, le profil PIEMD prend une forme beaucoup plus simple :

$$\Sigma(r) = \frac{\sigma_0^2}{2Gr} \quad (2.25)$$

Ce profil appelé sphère isotherme singulière ou SIS (pour *Singular Isothermal Sphere*) est à symétrie sphérique, avec une dispersion de vitesse σ_0 constante. L'angle de déflection α prend dans ce cas une valeur unique, que l'on définit comme le rayon angulaire d'Einstein, et que l'on note θ_E . Il est donné par :

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma_0^2}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \quad (2.26)$$

Bien que trop simpliste pour être réellement physique, le modèle SIS permet de mesurer facilement la valeur de θ_E qui représente la distance angulaire à laquelle se trouve la ligne critique externe, par rapport au centre de l'amas de galaxie. Cette ligne correspond à la région d'amplification maximale, où se forment, entre autres, les grands arcs gravitationnels.

2.3 Lenstool

Pendant mon travail de thèse j'ai utilisé le code LENSTOOL pour modéliser les amas de galaxies, et mesurer les propriétés intrinsèques des sources observées dans le plan source (j'ai réalisé au total quatre modèles d'amas complets pendant ma thèse et utilisé treize autres) Le but de LENSTOOL est de modéliser la distribution de masse des amas de galaxies. Pour les amas de galaxies, on fait l'hypothèse que la masse totale peut se décomposer en une série de composantes sans interactions entre elles :

$$\phi_{\text{tot}} = \sum_i \phi_{c_i} + \sum_j \phi_{p_j} \quad (2.27)$$

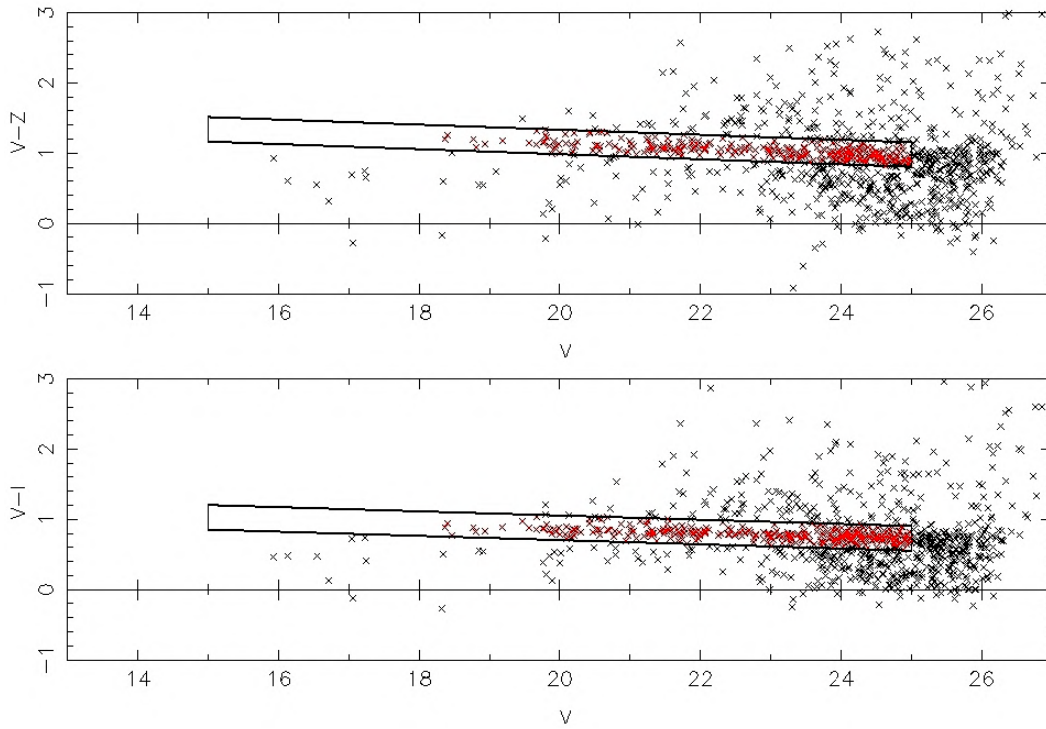


FIGURE 2.14 – Figure extraite de Paraficz et al. [2016b]. Diagramme couleur-magnitude des objets détectés dans les images HST de l'amas du BULLET. La séquence rouge de l'amas est représentée en rouge. Toutes les galaxies en rouges sont considérées comme étant des galaxies d'amas.

où ϕ_{c_i} sont les composantes principales à l'échelle de l'amas et ϕ_{p_i} les perturbations à l'échelle des galaxies (Natarajan and Kneib 1997).

Les galaxies d'amas sont identifiées grâce à la séquence rouge des amas. Pour cela on représente dans un diagramme couleur-magnitude, la distribution de tous les objets détectés dans le champ de l'amas. Les galaxies d'amas apparaîtront alignées sur une droite qu'on appelle alors la séquence rouge. En identifiant sur le diagramme cette séquence on peut alors sélectionner toutes les galaxies d'amas. Un exemple de séquence rouge est montré dans la Figure 2.14.

Plusieurs profils de potentiels sont implémentés dans LENSTOOL, mais le profil PIEMD reste le plus utilisé. Pour chacun des paramètres des potentiels, l'utilisateur fournit les bornes inférieures et supérieures de la loi qui définit un *a priori* sur ce paramètre. L'utilisateur a le choix entre une loi uniforme ou gaussienne. Comme expliqué précédemment, seules les galaxies brillantes sont optimisées individuellement, ainsi que les potentiels de masse à l'échelle de l'amas ; les autres galaxies d'amas sont liées entre elles par les relations d'échelle (équations 2.21, 2.22 et 2.23), et seuls les paramètres des relations d'échelle sont optimisés.

Les contraintes sont données par l'utilisateur ; il s'agit d'une liste d'images multiples identifiées et dont on connaît le *redshift*. Pour une meilleure optimisation et donc un meilleur modèle, il est préférable de donner un *redshift* spectroscopique même si un *redshift* photométrique peut convenir dans la mesure où le *redshift* de la source lui-même peut aussi être optimisé. Plus on identifie de familles d'images multiples, plus on peut laisser varier de paramètres du modèle et obtenir un modèle de masse précis. Dans le cas d'images très résolues, on peut définir plusieurs familles d'images multiples pour une seule source en regroupant entre eux les mêmes détails observés dans chaque image multiple. Cette étape d'identification des contraintes reste l'étape la plus importante dans le processus de construction de modèle de masse, car une mauvaise identification,

ou un mauvais *redshift* associé, va complètement fausser le modèle de masse. Pour identifier une famille d'images multiples on compare les différentes images ainsi que leur spectres.

Une fois les contraintes identifiées, elles constituent l'ensemble des données à partir desquelles le modèle va être optimisé. Pour cela, LENSTOOL utilise une fonction de vraisemblance \mathcal{L} pour N systèmes de n_i images chacun :

$$\mathcal{L} = Pr((x_i)|x(\theta)) = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\prod_j \sigma_{ij} \sqrt{2\pi}} \times \exp^{-\frac{\chi_i^2}{2}} \quad (2.28)$$

avec le χ_i^2 pour un système de N images multiples :

$$\chi_i^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1, \dots, N} \frac{(x_{i,j} - x_{i,j}^B)^2 + (y_{i,j} - y_{i,j}^B)^2}{\sigma_I^2} \quad (2.29)$$

où $(x_{i,j}, y_{i,j})$ sont les coordonnées dans le plan image de la position observée de l'image multiple j du système i et $(x_{i,j}^B, y_{i,j}^B)$ les coordonnées dans le plan image de l'image multiple j du système i prédite par le modèle à partir du barycentre des positions mesurées dans le plan source par chaque image du système. En effet, une position dans le plan image correspond à une position unique dans le plan source, mais l'inverse n'est pas vrai, une position dans le plan source peut correspondre à plusieurs positions dans le plan image en cas d'image multiple. LENSTOOL prédit donc pour chaque position donnée en contrainte une position dans le plan source, et calcule le barycentre de ces positions pour les images d'un même système multiple. L'erreur sur les contraintes σ_I est donnée par l'utilisateur et représente en arcsecondes l'erreur sur l'estimation de la position des images. En minimisant le χ^2 dans le plan image, LENSTOOL cherche à trouver le jeu de paramètres permettant de mieux reproduire les positions observées des images multiples. Le modèle qui combinera le plus grand nombre d'images multiples avec un *redshift* spectroscopique et le meilleur χ^2 sera considéré comme le meilleur modèle.

Reconstruction de sources

Lors de l'optimisation des modèles de masse, LENSTOOL n'utilise que la position des images multiples comme contraintes, et ne prend donc pas en compte la morphologie et les rapports de flux des images multiples. Afin d'étudier les propriétés intrinsèques des sources, LENSTOOL permet de reconstruire les images complètes dans le plan source. Plusieurs types de reconstruction de sources existent dans LENSTOOL. Pendant ma thèse j'ai principalement utilisé deux d'entre elles :

- **Les reconstructions directes :** La fonction CLEANLENS de LENSTOOL en mode CLEANSET 1 permet de renvoyer dans le plan source les valeurs de pixels du plan image en inversant l'équation des lentilles. Il suffit d'isoler l'image que l'on veut reconstruire à l'aide d'un contour et d'en spécifier le *redshift*. La Figure 2.15 montre le résultat de reconstructions directes pour 4 images d'un arc à $z = 4.03$ observé dans l'amas MACS0940. Cette méthode, très rapide, permet d'obtenir un aperçu de la morphologie de la source et de sa disposition par rapport aux lignes caustiques. En revanche, CLEANSET1 ne corrige pas les images du *seeing*, ce qui explique la forme allongée des pixels dans le plan source. De plus, cette méthode ne permet de reconstruire qu'une image multiple à la fois.
- **Les reconstruction paramétriques :** Dans le but de reconstruire toutes les images multiples en même temps et de prendre en compte la PSF des données, la fonction CLEANSET2 permet de modéliser les sources par des distributions paramétriques de lumière (gaussienne, Sérsic (Sérsic 1963, exponentielle...). Le principe est le suivant : on donne en entrée au code

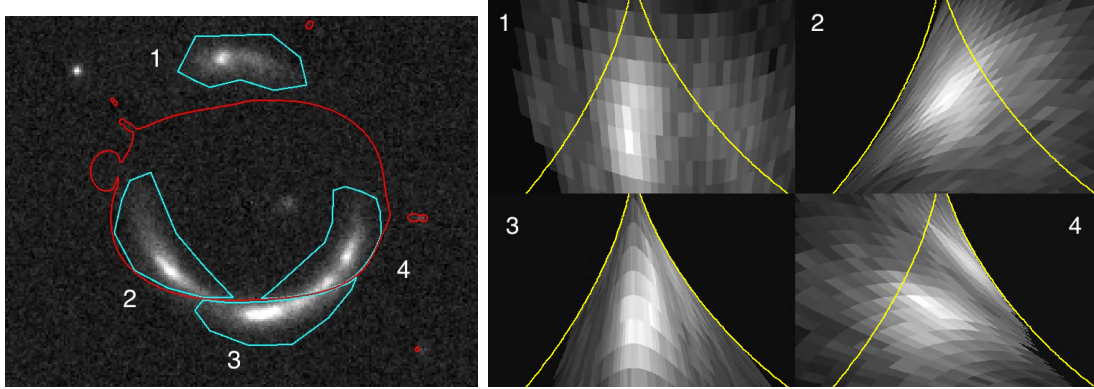


FIGURE 2.15 – Exemple de reconstruction directe avec CLEANSET 1. L'image de gauche représente la distribution observée d'émission Lyman- α d'un arc $z = 4.03$ observé avec MUSE dans l'amas MACS0940. Les régions bleues représentent les 4 images multiples et la ligne rouge les lignes critiques à $z = 4.03$. L'image de droite représente les reconstructions directes des 4 images dans le plan source. Les lignes jaunes représentent les lignes caustiques. On peut voir par exemple que les images 3 et 4 sont incomplètes car ne représentent que la partie de la source contenue à l'intérieur des lignes caustiques internes.

le nombre de distributions et les paramètres à optimiser pour chacune (positions (x, y) , ellipticité ϵ , taille a , inclinaison θ , magnitude m et indice de Sersic n quand nécessaire), une estimation de la PSF des images, les données sur lesquelles ont été isolées les images à reproduire. LENSTOOL va alors optimiser les paramètres des sources afin de reproduire au mieux (sur la même grille de pixel) l'image observée. Cette optimisation fonctionne sur le même principe que la minimisation du χ^2 de l'optimisation des modèles de masse. Le calcul du χ^2 dans ce cas là s'écrit :

$$\chi_{tot}^2 = \sum_{i,j} \left(\frac{(\text{Flux}_{\text{prédit}}[i,j] - \text{Flux}_{\text{obs}}[i,j])}{\sigma_{ij}} \right)^2 \quad (2.30)$$

avec $\text{Flux}_{\text{prédit}}[i,j]$ et $\text{Flux}_{\text{obs}}[i,j]$ la valeur du flux prédit et observé pour le pixel $[i,j]$. CLEANSET 2 utilise donc autant de contraintes que de pixels contenus dans l'image servant à l'optimisation. Le paramètre σ_{ij} représente ici l'erreur estimée sur la mesure du flux dans chaque pixel $[i,j]$. La Figure 2.16 montre dans le plan image, l'image observée (en émission Lyman- α) de l'arc à $z = 4.03$ dans l'amas MACS0940, la modélisation obtenue avec CLEANSET 2 avec deux composantes exponentielles et les résidus (observation - prédictions).

De récents développements dans LENSTOOL ont permis de mettre au point une nouvelle fonction de reconstruction source directe, non paramétrique, (appelée CLEANSET 4) dont le principe repose sur l'utilisation de grille et la pixelisation du plan source qui n'a pas pu être utilisée dans ce travail (Sharma et al. 2021).

2.3.1 Observations d'amas de galaxies avec MUSE

Depuis la première lumière de l'instrument MUSE, de nombreux amas de galaxies ont été observés. MUSE permet en effet d'accroître substantiellement le nombre de *redshifts* spectroscopiques d'images multiples mesurés et de confirmer les détections des galaxies d'amas (cet aspect est développé plus en détails dans le Chapitre 3). L'observation des amas de galaxies et la caractérisation des sources d'arrière-plan grâce à MUSE font partie des cas scientifiques étudiés par le

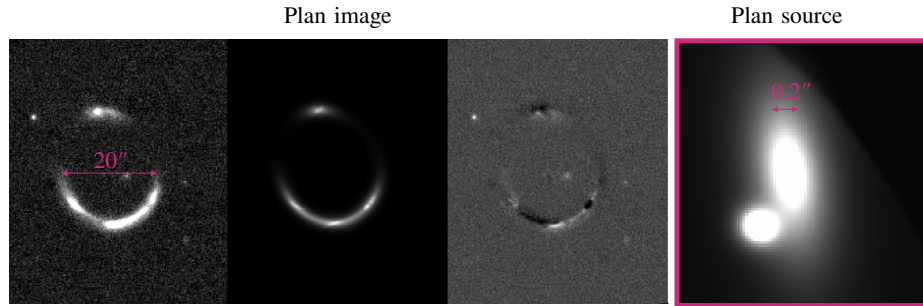


FIGURE 2.16 – Exemple de modélisation paramétrique de source dans le plan image. De gauche à droite : image de l’émission Lyman- α de l’arc à $z = 4.03$ dans l’amas MACS0940, résultats du meilleur modèle (2 composantes exponentielles), et résidus. L’image de droite représente l’image de la source ainsi reconstituée dans le plan source.

consortium MUSE et environ 100 heures de temps de pose du GTO ont été dépensées sur ce projet depuis 2014.

Parmi les études utilisant MUSE et l’effet de lentille gravitationnelle, sept ont étudié des amas de galaxies complets (parmi ceux-ci on peut citer : SMACS2031 dans [Richard et al. \[2015\]](#); MACS0416 dans [Caminha et al. \[2017b\]](#); AS1063 dans [Karman et al. \[2015\]](#); RXCJ22148 dans [Caminha et al. \[2016\]](#), A1689 dans [Bina et al. \[2016\]](#); A2744 dans [Mahler et al. \[2018\]](#) et [Jauzac et al. \[2016\]](#); et A370 dans [Lagattuta et al. \[2019\]](#); RXJ2129, MACS1931, MACS0329, MACS2129, MACS1115, MACS0429 RXJ1347 et MACS1311 dans le programme CLASH de [Caminha et al. \[2019c\]](#) puis dans [Jauzac et al. \[2020\]](#); RCS0224 dans [Smit et al. \[2017\]](#)). Ces études se concentrent essentiellement sur la détection des images multiples, la production de modèles de masse très précis et quelques propriétés statistiques sur les galaxies d’arrière-plan détectées. Plusieurs études ont quant à elles étudié de très petits échantillons d’objets (un ou deux) très amplifiés. A faible *redshift*, grâce à MUSE, plusieurs très grands arcs ont été observés et caractérisés en détails (notamment des émetteurs [O II]). Par exemple, [Patrício et al. \[2018\]](#) a analysé un échantillon de huit galaxies lentillées à $0.6 < z < 1.5$ observées avec MUSE. Grâce au gain en résolution apporté par l’amplification gravitationnelle, ils ont pu étudier de manière résolue dans les galaxies plusieurs paramètres physiques (taux de formation d’étoiles, extinction par la poussière, métallicité). En reconstruisant ces galaxies dans le plan source, ils ont montré qu’à l’échelles du kiloparsec, la turbulence des disques galactiques semble principalement dominée par l’instabilité gravitationnelle plutôt que par les *feedback* stellaires.

À grand *redshift*, plusieurs objets, tous émetteurs Lyman- α , ont fait l’objet d’une étude détaillée. [Patrício et al. \[2016b\]](#) ont étudié en détail l’émission Lyman- α d’une galaxie à $z = 3.5$ derrière l’amas SMACS2031, amplifiée d’un facteur 25. Cette étude a montré pour la première fois des variations des paramètres de la raie Lyman- α dans le milieu circumgalactique environnant cette galaxie. [Caminha et al. \[2016\]](#), [Vanzella et al. \[2016\]](#), [Vanzella et al. \[2017\]](#), [Vanzella et al. \[2020c\]](#), [Hernán-Caballero et al. \[2017\]](#), [Smit et al. \[2017\]](#) ont également étudié des objets particuliers dans les amas cités au-dessus à des *redshifts* allant de $z = 3.3$ à 6.629 . Ces études ont permis de démontrer l’efficacité de MUSE pour étudier les objets très amplifiés et le gain en résolution et en détails qu’apportent les observations de halos Lyman- α par effet de lentille gravitationnelle. Ces observations, qui se focalisent sur l’émission Lyman- α , ont permis d’étudier les caractéristiques des halos d’hydrogène entourant les galaxies et donc le CGM (variations des paramètres physique, décalage entre l’émission Lyman- α et l’émission stellaire UV, variation de la densité de colonne en hydrogène). Cependant ces études se sont concentrées uniquement sur quelques objets, elles ne permettent donc pas d’en extraire des propriétés générales concernant le CGM à grand *redshifts*

comme le font les grands échantillons des champs vides (Wisotzki et al. 2016, Leclercq et al. 2017). En combinant tous les amas observés avec MUSE dans le programme *lensing* du GTO, et fort des exemples donnés par ces études, mon projet de thèse a consisté à construire un échantillon conséquent et homogène d'émetteurs Lyman- α observés dans les amas de galaxies avec MUSE, afin d'étudier de manière statistique et avec une résolution améliorée les propriétés du CGM à grand *redshift*.

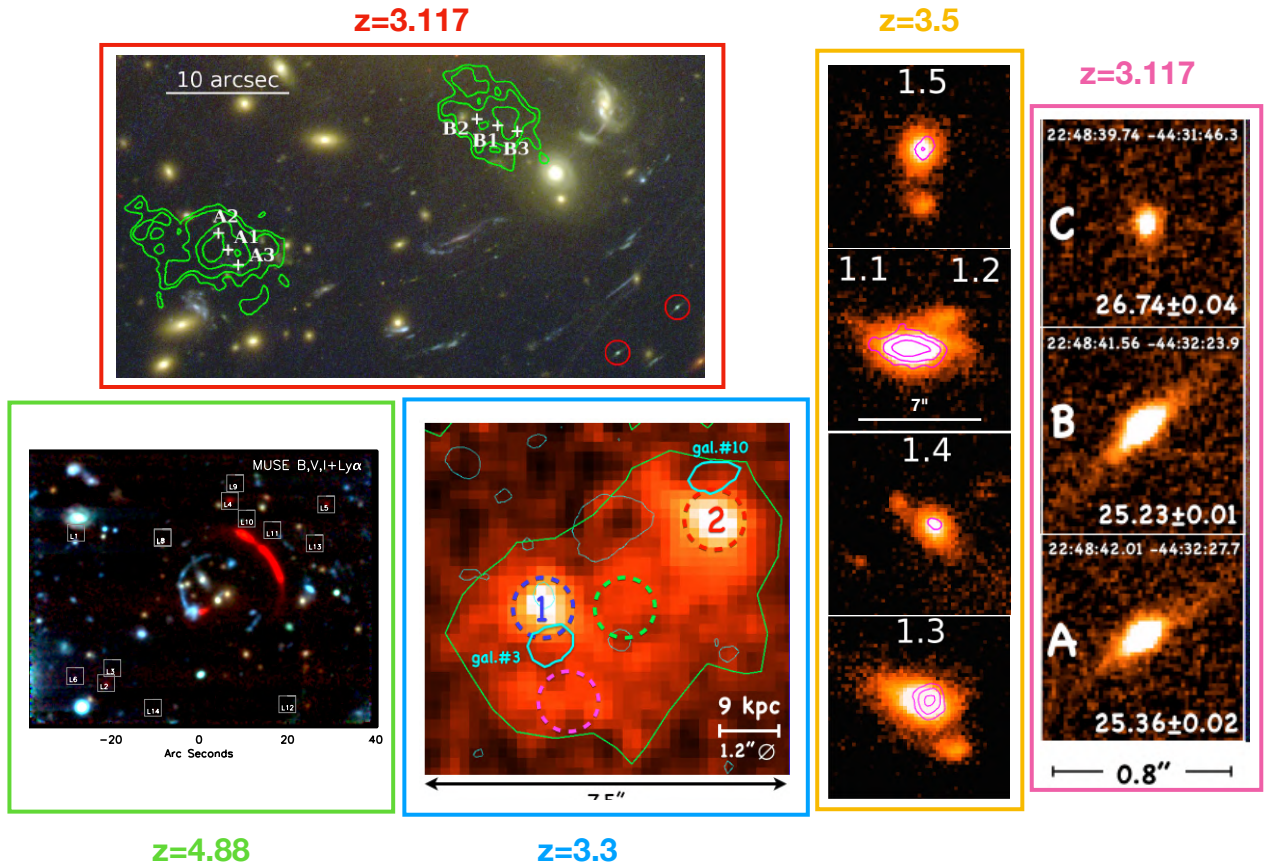


FIGURE 2.17 – Figure composée à partir de [Caminha et al. 2016](#), [Patrício et al. 2016b](#), [Smit et al. 2017](#), [Vanzella et al. 2016](#), [2020c](#), représentant 5 émetteurs Lyman- α zoomés par un amas de galaxies et observés avec MUSE. Encadré en rouge : source à $z = 3.117$, présentée dans [Caminha et al. \[2016\]](#). Les contours verts représentent la distribution de l'émission Lyman- α sur une images couleur HST. Encadré en vert : source à $z = 4.88$ présentée dans [Smit et al. \[2017\]](#). L'émission Lyman- α est représentée en rouge sur une image couleur obtenue à partir du cube MUSE. Encadré en bleu : halo Lyman- α à $z = 3.3$ présenté dans [Vanzella et al. \[2016\]](#). La figure représente l'image NB de l'émission Lyman- α . Les différentes composantes sont indiquées par les cercles pointillés bleus et rouges et les contre-images UV par les contours cyan. Encadré en jaune : 5 images multiples d'une source à $z = 3.5$ présentée dans [Patrício et al. \[2016b\]](#). Les 4 panneaux montrent l'image NB de l'émission Lyman- α , et les contours magenta représentent l'émission UV mesurée sur les images HST. Encadré en rose : source à $z = 3.117$ présentée par [Vanzella et al. \[2016\]](#). Les 3 panneaux représentent l'émission Lyman- α de trois images multiples d'une même source. Ces 5 exemples illustrent le gain en résolution spatiale apporté par l'effet de lentille gravitationnelle lors de l'observation des halos Lyman- α à grand *redshift* avec MUSE.

Chapitre 3

Observation des amas de galaxies

*Les gens ont des étoiles qui ne sont pas les mêmes
Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides.
Pour d'autres, elles ne sont rien que de petites lumières.
Pour d'autres, qui sont savants, elles sont des problèmes...*

Antoine de Saint-Exupéry, *Le Petit Prince*

Mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre du programme d'observation d'amas de galaxies (dirigé par Johan Richard) porté par le temps garanti d'observation (GTO pour *Guaranteed Time of Observation*) de l'instrument MUSE au VLT. Ces observations ont été effectuées dans le but d'étudier à la fois les galaxies lointaines zoomées par effet de lentille gravitationnelle ($z > 0.3$) et les amas de galaxies en eux-mêmes (galaxies d'amas, distribution en matière noire dans les amas). Les observations de ce programme ont débuté lors de l'inauguration de l'instrument MUSE en 2014 et ont pris fin en novembre 2021. Afin d'exploiter au mieux la grande richesse de ces données, nous avons construit, en collaboration avec plusieurs instituts membre ou non du consortium MUSE (à Toulouse, Marseille et Santiago du Chili), pour chaque amas observé un catalogue complet de tous les objets observés dans le champ MUSE, ainsi qu'un modèle de masse de l'amas le plus détaillé possible. Ce chapitre présente les différentes étapes de ce processus jusqu'à l'obtention des catalogues et modèles finaux de chaque amas. 12 de ces amas, ainsi que la procédure complète appliquée pour chacun d'eux ont été publiés dans [Richard et al. \[2021\]](#). Les cinq amas supplémentaires (MACS0451, MACS0520, A2390, A2667 et A51063) ont été traités exactement de la même manière.

3.1 Observation des amas

Les observations d'amas de galaxies présentées ici se concentrent uniquement sur le coeur de chaque amas. En effet la zone centrale des amas de galaxies correspond généralement à ce que l'on nomme la "zone d'images multiples de l'amas", c'est-à-dire la zone dans laquelle il est possible d'observer des systèmes d'images multiples. Les amas de galaxies présentés ici ont été choisis pour leur efficacité d'effet de lentille gravitationnelle fort (*strong lensing*) (i.e. leur capacité à produire un grand nombre d'images multiples); leurs *redshifts* ($0.2 < z_{cl} < 0.6$) afin que les principales signatures spectrales des galaxies d'amas (raies d'absorption H et K et coupure à 4000 Å) soient observables dans MUSE; et sont suffisamment espacés sur la sphère céleste pour simplifier la programmation des observations sur plusieurs années au VLT. Enfin les observations MUSE ont été motivées par la disponibilité d'images à haute résolution provenant du télescope

Amas	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	z_{cl}	Note	Modèle de référence
Abell 2744	00 :14 :20.702	-30 :24 :00.63	0.308	MACS, FF	Jauzac et al. [2015]
Abell 370	02 :39 :53.122	-01 :34 :56.14	0.375	FF	Richard et al. [2010]
MACS J0257.6-2209	02 :57 :41.070	-22 :09 :17.70	0.322	MACS	Repp and Ebeling [2018]
MACS J0329.6-0211	03 :29 :41.568	-02 :11 :46.41	0.450	MACS, CLASH	Zitrin et al. [2012]
MACS J0416.1-2403	04 :16 :09.144	-24 :04 :02.95	0.397	MACS, CLASH, FF	Jauzac et al. [2014]
MACS J0451.9+0006	04 :54 :10.600	-03 :00 :50.70	0.55	MACS	Stark et al. [2007]
MACS J0520.7-1328	05 :20 :42.064	-13 :28 :48.05	0.336	MACS	Not published
1E 0657-56 (Bullet)	06 :58 :38.126	-55 :57 :25.87	0.296		Paraficz et al. [2016a]
MACS J0940.9+0744	09 :40 :53.698	+07 :44 :25.31	0.335	MACS	Leethochawalit et al. [2016]
MACS J1206.2-0847	12 :06 :12.149	-08 :48 :03.37	0.438	MACS, CLASH	Ebeling et al. [2009]
RX J1347.5-1145	13 :47 :30.617	-11 :45 :09.51	0.451	MACS, CLASH	Halkola et al. [2008]
SMACS J2031.8-4036	20 :31 :53.256	-40 :37 :30.79	0.331	MACS	Christensen et al. [2012]
SMACS J2131.1-4019	21 :31 :04.831	-40 :19 :20.92	0.442	MACS	Repp and Ebeling [2018]
Abell 2390	21 :53 :36.823	+17 :41 :43.59	0.228		Richard et al. [2008]
MACS J2214.9-1359	22 :14 :57.292	-14 :00 :12.91	0.502	MACS	Ebeling et al. [2007]
Abell S1063	22 :48 :43.975	-44 :31 :51.16	0.348	CLASH, FF	Richard et al. [2014]
Abell 2667	23 :52 :28.400	-26 :05 :08.00	0.233		Covone et al. [2006]

TABLE 3.1 – Résumé des amas sélectionnés. La position de référence en WCS correspond aux coordonnées de la galaxie la plus brillante de chaque amas, ou sous-structure de l’amas, observée avec MUSE. La colonne Note mentionne pour chaque amas si celui-ci fait déjà partie d’un échantillon d’amas de galaxies tel que les amas *Frontier Fields* (Lotz et al. 2017), CLASH (Postman et al. 2012) ou MACS (Ebeling et al. 2001). La dernière colonne présente pour chaque amas la dernière publication portant sur le modèle de masse utilisé lors de la sélection des amas à observer.

spatial Hubble (au moins une image dans une des bandes F606W ou F814W) pour ces amas. Afin d’augmenter le nombre d’amas de notre échantillon (et donc le nombre de potentielles galaxies observées), nous avons choisi d’intégrer 4 amas observés dans d’autres programmes MUSE. La liste complète des amas étudiés est présentée dans la Table 3.1. La profondeur des données (i.e le temps d’observation) MUSE et HST varie fortement d’un amas à l’autre selon les programmes qui ont acquis ces données et les priorités données sur chaque objet. Ainsi cet échantillon compte à la fois des amas provenant du programme *Frontier Fields* (FF) [Lotz et al., 2017], très connus et disposant de très profondes données HST, comme d’autres amas du programme "MACS" (*MAssive Cluster Survey*, Ebeling et al. 2001) moins étudiés et disposant d’observations HST moins profondes.

3.1.1 GTO MUSE

Le programme d’observation d’amas de galaxies du GTO MUSE est un programme s’étalant sur plusieurs semestres, qui a débuté en 2014 lors de la période P94 de l’ESO et qui s’est achevé lors de la période P109 en 2021. Les temps d’intégration des observations MUSE varient de 2 à 10 heures selon les cas. Les données ont été prises dans le mode *Wide Field Mode* (WFM) de MUSE avec et sans optique adaptative (selon l’année des observations); certains amas ont été observés dans les deux modes. En effet l’optique adaptative de MUSE (WFM-AO-N) n’ayant été installée qu’à la fin de l’année de 2017, seuls les amas observés partiellement ou complètement après cette date en ont profité. Tous les amas, à l’exception du BULLET, ont été observés dans le mode *Nominal* de MUSE, couvrant le spectre de 4750 à 9350 Å (le mode étendu allant jusqu’à 4650 Å dans la partie bleue du spectre). Les amas observés avec l’optique adaptative présentent tous un "trou" dans la couverture spectrale de 5800 à 5980 Å correspondant au filtrage des raies d’émission du sodium produites par les lasers. La position et l’orientation de chaque pointé MUSE ont été choisies afin de maximiser la couverture de la région d’images multiples de chaque amas, ainsi que pour garantir la présence d’une étoile dite *Tip-Tilt* nécessaire à l’utilisation de l’optique adaptative.

Dans le cas des plus grands amas, plusieurs champs MUSE ont été agencés en mosaïque afin de couvrir toute la zone d'images multiples (entre 2 et 4 champs au maximum). Les observations ont été découpées en bloc de 1 à 1.15 heures d'exécution. Chaque bloc d'observation consiste en 2×1800 secondes, 3×900 secondes ou 3×1000 secondes d'expositions. Une rotation de 90 degrés de l'instrument est appliquée entre chaque pose afin de réduire les erreurs systématiques dues au découpeur d'images et aux zones d'*inter-stack* des 24 IFU de MUSE.

3.1.2 Amas hors GTO

Pour augmenter la taille de notre échantillon, nous avons décidé d'y intégrer plusieurs amas observés hors du GTO MUSE dont les données sont maintenant publiques. Nous avons ainsi pu ajouter 2 nouveaux amas (MACS0329 et RXJ1347) intégralement observés par des programmes hors GTO. De plus, 7 heures d'intégration de MUSE ont été ajoutées sur le pointé nord de l'amas MACS0416 (initialement observé par l'équipe du GTO MUSE), augmentant ainsi la profondeur de ce champ à 15 heures, ce qui en fait l'amas de galaxies avec les plus profondes données MUSE (Vanzella et al. 2021). Ces dernières observations ont donc été ajoutées aux données du GTO afin d'exploiter au mieux cet amas. Un résumé des observations MUSE effectuées pour chaque amas est présenté dans la Table 3.2.

3.2 Réduction des données

La réduction des données MUSE a été effectuée en suivant le manuel d'utilisation du *pipeline* de l'instrument (Weilbacher et al. 2020). Les grandes étapes de la réduction des données sont expliquées dans cette section. Tous les amas, y compris ceux qui avaient déjà fait l'objet de publications, ont été réduits (ou de nouveau réduits) selon les étapes décrites ci-dessous. Sur les 17, 15 amas ont été réduits au CRAL (7 par Johan Richard, 2 par David Lagattuta, 6 par moi-même), les 2 derniers ont été réduits à Santiago par Lucia Guaita.

3.2.1 Correction des effets instrumentaux

La réduction des données MUSE se divise en trois grandes étapes. La première étape, dite de calibration, a pour but de corriger les effets instrumentaux (i.e les effets du capteur et la signature des IFU). La seconde partie du processus corrige les effets de l'atmosphère sur les observations (l'émission du ciel, les raies d'absorption (telluriques), l'extinction du flux par l'atmosphère). Enfin, la troisième partie permet de combiner les différentes poses acquises pour un même objet et de produire un cube de données finalisé.

La première étape s'effectue à l'aide de la routine SCIBASIC du *pipeline* MUSE. De manière très simplifiée, on peut voir le détecteur CCD de l'instrument comme un convertisseur de photons en électrons (par l'effet photoélectrique). Le détecteur accumule les électrons pendant toute la durée de la pose, ne les comptant qu'à la fin. Les électrons ainsi produits peuvent provenir à la fois des objets célestes observés ou des sources de bruits parasites. On peut estimer et corriger les effets de ces bruits parasites en appliquant plusieurs corrections successives :

BIAS : A la fin d'une pose, les électrons accumulés doivent être mesurés. Cela se fait grâce à un convertisseur dit *analog-to-digital* (A/D) qui transforme la charge accumulée dans chaque pixel du détecteur en unités *analog-to-digital* (ADUs). Pour s'assurer que le nombre d'ADUs est toujours proportionnel à la charge, le convertisseur A/D doit être conservé dans un régime linéaire, ce qui s'obtient en ajoutant un courant dit BIAS au CCD. Afin d'évaluer ce courant dans chaque pixel du détecteur, plusieurs poses appelées BIAS, d'une durée de 0 seconde, sont acquises au télescope, avec l'obturateur fermé. Ces poses sont ensuite combinées (on en fait la moyenne) pour créer un

Amas	Prog. ID	Obs. Date [UT]	Temps d'exp (Mode) [s]	PSF "	T _{eff} [hr]	Notes
A2744	094.A-0115, 095.A-0181, 096.A-0496	2014-09-21 – 2015-11-09	40×1800 (NOAO)	0.61	3.5-7	2×2 mosaic
A370	094.A-0115, 096.A-0710	2014-11-20 – 2016-09-28	4×1800 (NOAO) 37×962 (NOAO) 24×930 (NOAO) 3×953 (NOAO)	0.66	1.5-8.5	2×2 mosaic
MACS0257	099.A-0292, 0100.A-0249, 0103.A-0157	2017-09-20 – 2019-09-28	6×1000 (NOAO) 24×1000 (AO)	0.52	8	
MACS0329	096.A-0105	2016-01-09 – 2016-01-29	6×1447 (NOAO)	0.69	2.5	
MACS0416 (N)	094.A-0115, 0100.A-0763	2014-12-17 – 2019-03-04	4×1800 (NOAO) 6×1670 (NOAO) 27×1670 (AO)	0.53	17	
MACS0416 (S)	094.A-0525	2014-10-02 – 2015-02-24	50×700 (NOAO) 8×667 (NOAO)	0.65	11-15	
MACS0451	098.A-0502, 0104.A-0489 106.218M.001	2017-02-01–2020-12-18	3×1000 (NOAO) 18×900 (AO) 12×900 (AO)	0.58	7.1	
MACS0520	098.A-0502, 0104.A-0489 106.218M.001	2017-02-01 – 2020-12-19	3×1000s (NOAO) 12×900s (AO) 13×900s (AO)	0.57	7.1	
BULLET MACS0940	094.A-0115 098.A-0502, 098.A-0502, 0101.A-0506	2014-12-18 2017-01-30 – 2018-05-13	4×1800 (NOAO) ⁽¹⁾ 3×1000 (NOAO) 30×900 (AO) ⁽²⁾	0.56 0.57	2 8	
MACS1206 RXJ1347	095.A-0181, 097.A-0269 095.A-0525, 097.A-0909 0104.A-0489, 105.20CS.001	2015-04-15 – 2016-04-09 2015-07-16 – 2021-05-12	26×1800 (NOAO) ⁽³⁾ 8×1475 (NOAO) 18×1345 (AO) 3×900s (AO) 15×900s (AO)	0.52 0.55	4-9 2-6	3×1 mosaic 2×2 mosaic
SMACS2031 SMACS2131	60.A-9100 ⁽⁴⁾ 0101.A-0506, 0102.A-0135, 0103.A-0157	2014-04-30 – 2014-05-07 2018-08-13 – 2019-09-30	33×1200 (NOAO) 30×900 (AO)	0.79 0.59	10 7	
A2390 MACS2214	094.A-0115 099.A-0292, 0101.A-0506, 0103.A-0157, 0104.A-0489	2014-09-22 2017-09-21 – 2019-10-22	4×1800s (NOAO) 3×1000 (NOAO) 27×900 (AO)	0.58 0.55	2 7	
AS1063	60.A-9345, 095.A-0653	2014-06-26–2015-08-12	10×1420s (NOAO) 10×1447s (NOAO)	1.02	3.9	2×1 mosaic
A2667	094.A-0115	2014-10-26	4×1800s (NOAO)	0.63	2	

⁽¹⁾Mode (WFM-NOAO-E). ⁽²⁾1 pose arrêtée après 740 sec.
⁽³⁾1 pose arrêtée après 1405 sec. ⁽⁴⁾MUSE *commissioning run* .

TABLE 3.2 – Résumé des observations MUSE des 17 amas de galaxies. De gauche à droite la table présente le nom de l'amas, les programmes d'observations, les dates de début et de fin d'observation, les temps d'exposition MUSE dans les différents modes utilisés, la *FWHM* à 700 nm de la PSF finale et le temps d'intégration effectif final de MUSE. Pour certains amas, plusieurs pointés MUSE ont été effectués pour couvrir l'ensemble de la zone d'images multiples, le temps d'exposition peut donc varier dans le champ observé (cf Figure 3.8)

master-BIAS qui sera soustrait aux données. Cette étape est réalisée avec la fonction `MUSE_BIAS` du *pipeline* de MUSE, un exemple de *master*-BIAS est montré dans la Figure 3.1.

FLAT : Chaque pixel du détecteur va donner une réponse différente à un même flux incident, c'est-à-dire que deux pixels du détecteur peuvent produire deux nombres différents d'électrons pour le même nombre de photons incidents. Il est donc nécessaire de mesurer la sensibilité de chaque pixel afin de corriger cet effet. Cela peut être fait en illuminant l'instrument avec une lumière uniforme sur tout le détecteur. Les différences de nombres d'électrons mesurées entre les pixels seront uniquement dues aux imperfections de l'instrument. Dans le cas de MUSE, on éclaire donc l'instrument avec une lumière uniforme (à l'aide d'une lampe de calibration), ces poses sont effectuées en journée. Par ailleurs des poses individuelles courtes d'*illumination* sont réalisées pendant la nuit (toutes les 1 à 2 heures) car la sensibilité de chaque partie du détecteur peut varier dans le temps, principalement avec la température. Ces poses individuelles appelées FLAT (acquises grâce à une lampe halogène) sont combinées pour produire un *master*-FLAT grâce à la fonction `MUSE_FLAT` du *pipeline*. On choisit pour chaque pose de science à réduire, les poses de FLAT les plus proches en temps et en température. Un exemple de *master*-FLAT est montré dans la Figure 3.1.

SKYFLAT : les poses de SKYFLAT permettent ensuite de mesurer plus précisément les effets de sensibilité des pixels décrits précédemment. Les poses de SKYFLAT sont acquises sur le ciel durant le crépuscule. Combinées au *master*-FLAT, ces poses permettent de produire un cube 3D de corrections d'*illumination*, qui permet une meilleure correction en compensant certaines imperfections de l'unité de calibration qui n'est pas parfaitement uniforme en *illumination*. Cette étape est réalisée avec la fonction `MUSE_TWILIGHT`.

WAVECAL : Cette étape permet de calibrer les données en longueur d'onde par l'intermédiaire de lampes de calibration. Le but est de mesurer la longueur d'onde de la lumière dispersée en chaque point de détecteur. Pour ce faire, on illumine le détecteur à l'aide de sources de raies d'émission (Neon, Xenon et Mercure-Cadmium pour MUSE) dont on connaît parfaitement les raies d'émission et leurs flux relatifs. Le *pipeline* va associer chaque raie détectée sur chaque *slice* avec les raies d'émissions correspondantes, permettant de calculer la solution en longueur d'onde de chaque *slice*. Cette étape est effectuée avec la fonction `MUSE_WAVECAL` à partir de 15 poses, 5 sur chaque lampe.

LSF : On peut également utiliser les poses acquises sur les 3 lampes afin d'estimer la *Line Spread Function* (LSF) qui présente la déformation spectrale d'une raie d'émission par l'instrument. La résolution de MUSE variant avec la longueur d'onde observée (de 1750 à 4650 Å à 3750 à 9300 Å), la largeur d'une raie d'émission ou d'absorption dépend également de sa longueur d'onde observée. La LSF doit donc être connue avant d'appliquer la soustraction du spectre du ciel des données. La LSF de MUSE est mesurée à l'aide de la fonction `MUSE_LSF` qui estime la largeur de chaque raie des lampes et leur dépendance en longueur d'onde pour chaque *slice*.

GEOMETRY : La construction de la table géométrique consiste à mesurer la position relative de chaque *slice* de chaque IFU du champ de MUSE. Cette information est nécessaire pour construire le cube final. Cette étape est effectuée une fois par *run* d'observation et valable pour toutes les observations du *run*.

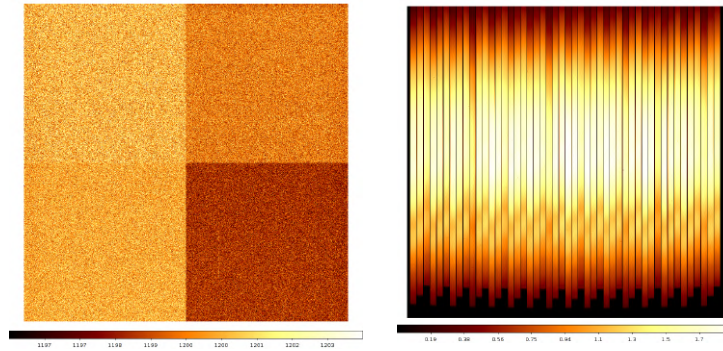


FIGURE 3.1 – Exemples de calibrations MUSE. De gauche à droite : *master-BIAS* et *master-FLAT*.

3.2.2 Correction des effets de l'atmosphère et production du cube final

La deuxième étape de la réduction de données MUSE consiste à corriger les effets de l'atmosphère sur les observations. Il y a deux principaux effets à prendre en compte : l'émission du ciel et l'absorption par les raies telluriques.

Création des *pixtables* : Une fois corrigées des effets instrumentaux, on va transformer les 24 images brutes du détecteur (correspondant aux 24 IFU de MUSE) en 24 tables de pixels (appelées *pixtables*) grâce à la fonction `MUSE_SCIBASIC`. C'est à ce moment que l'on soustrait le *master-BIAS* des données. Celles-ci sont ensuite divisées par le *master-FLAT*, et le cube de `SKYFLAT`. Enfin grâce à la table `GEOMETRY` et la `WAVECAL_TABLE`, une position spatiale et spectrale est attribuée à chaque pixel du champ de vue. Ces données corrigées sont stockées sous la forme de tables de pixels, une par IFU.

Etoile Standard : On observe une étoile dite standard (i.e. une étoile brillante dont on connaît la distribution spectrale et la photométrie absolue) afin de calibrer en flux les données. Cette étoile est observée au début ou à la fin des nuits. On construit les *pixtables* correspondantes avec la fonction `MUSE_SCIBASIC`. La fonction `MUSE_STANDARD` calcule la conversion entre la valeur de chaque pixel et le flux d'énergie correspondant (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$).

Tellurique : On utilise également la fonction `MUSE_STANDARD` pour mesurer les absorptions telluriques.

Soustraction du ciel : Afin de soustraire l'émission du ciel on utilise un fichier générique contenant les informations sur les raies du ciel (stables dans le temps). Le ciel sera soustrait dans la dernière partie du processus de réduction de données. Une fois le cube créé pour une pose, le *pipeline* isole une zone "vide" dans le champ (il prend la zone des 5% les plus sombres du cube par défaut ou bien utilise un masque créé par l'utilisateur). Grâce à cette petite portion des données, au catalogue des raies du ciel, ainsi qu'à la calibration en LSF, les raies du ciel sont modélisées et soustraites dans chaque IFU. Cette région du champ est également utilisée pour modéliser le *continuum* de l'émission du ciel entre les mêmes raies, qui est ensuite soustrait de chaque pixel de la *pixtable*. On effectue ces opérations grâce à la fonction `MUSE_SCIPOST`.

Cube final : L'exécution de la fonction `MUSE_SCIPOST` permet, en plus de soustraire le ciel et corriger les telluriques des données, d'obtenir pour chaque pose un cube de données réduites. Il reste ensuite à combiner toutes les poses d'un objet pour créer un cube final. Les différentes

poses peuvent être acquises durant plusieurs nuits, plusieurs *runs*, voire plusieurs années différentes. Il peut donc y avoir de légers offsets spatiaux entre les poses. On mesure avec la fonction `MUSE_EXP_ALIGN` le décalage spatial entre les poses, un fichier contenant la valeur de ce décalage pour chaque pose est ajouté lors de l'exécution de la fonction `MUSE_SCIPOST` afin d'aligner toutes les poses. Les cubes ainsi produits sont ensuite combinés les uns aux autres pour former un premier cube total. Enfin, au cours du processus de réduction, les données sont également corrigées de la vitesse radiale du télescope par rapport au barycentre du système solaire, de l'extinction atmosphérique (qui dépend de la longueur d'onde) et des raies de Raman produites lors de l'utilisation des lasers pour l'optique adaptative.

3.2.3 Traitement postérieur des données

Afin d'améliorer encore la qualité des données MUSE, on procède à deux étapes supplémentaires. La première, appelée autocalibration consiste à homogénéiser le fond de ciel dans le champ, entre les *slices* et les IFU. La deuxième et dernière étape est la "Zurich Atmosphere Purge" (ZAP) (Soto et al. 2016), qui a pour but d'identifier et de soustraire les résidus de ciel encore présents dans le cube.

AUTOCALIBRATION : MUSE étant constitué de 24 IFU indépendants, des différences de sensibilité sont visibles entre les IFU dans le cube final. Cet effet est essentiellement observable dans les zones vides de chaque IFU : on observe un niveau de fond de ciel variant d'un IFU à un autre. Puisque le ciel est uniforme dans tout le champ de vue de MUSE, ces différences proviennent uniquement d'effets instrumentaux et doivent donc être corrigées autant que possible sans compromettre les données. La fonction `AUTOCALIBRATION` du *pipeline* MUSE a été développée dans ce but. Pour appliquer la correction d'autocalibration, il est nécessaire dans un premier temps d'isoler les objets du ciel, c'est-à-dire de créer un masque permettant de cacher dans l'image blanche du cube final, tous les objets visibles au-dessus d'un certain seuil. Ainsi les pixels non masqués proviendront tous des régions relativement vides en *continuum* du cube. Une fois le masque produit, le *pipeline* va mesurer le niveau du ciel dans chaque IFU séparément puis entre eux. Les étapes de l'autocalibration sont les suivantes :

- Isoler chaque *slitlet* de chaque IFU (48 *slitlets* par IFU). Le spectre est découpé en 20 portions (appelées *quad*). La médiane des valeurs de tous les pixels non masqués (i.e. les pixels du ciel) de cet *slitlet* dans cette portion du spectre est mesurée.
- Une fois la médiane mesurée dans chaque *slitlet* pour la même portion du spectre, l'autocalibration mesure la médiane de ces valeurs pour les 24 *slitlets* d'un demi-IFU et corrige cette portion du spectre de ces 24 *slitlets* d'un facteur : $a_{ij} = \frac{\text{Mediane}(\text{slitlet}_j, \text{quad}_i)}{\text{Mediane}_{j=1-24}(\text{Mediane}(\text{slitlet}_j, \text{quad}_i))}$ Ainsi la médiane de chaque portion du spectre de chaque *slitlet* d'un demi-IFU est égale à la médiane des médianes des 24 *slitlets* à demi-IFU en question. Le même processus est appliqué du chaque demi-IFU indépendamment, dans toutes les portions du spectres.
- Enfin l'autocalibration compare les médianes finales des 48 demi-IFU corrigés et applique une nouvelle correction afin que chaque médiane de chaque demi-IFU soit égale à la médiane de tous les IFU, dans chaque portion du spectre.
- Lorsque tous les pixels d'un demi-IFU sont masqués (ce qui arrive souvent dans les amas de galaxies au niveau de la galaxie centrale très brillante), les facteurs de correction de l'autre moitié de l'IFU concerné sont appliqués.

L'image blanche finale obtenue présente un ciel beaucoup plus uniforme qu'avant la correction d'autocalibration. La Figure 3.2 compare deux poses réduites du même amas, avec et sans correction d'autocalibration.

Au cour de ma thèse, lors de la première réduction de données que j'ai effectué, j'ai remarqué que la procédure standard qui utilise un masque généré automatiquement par le *pipeline* n'était pas adaptée au cas des champs d'amas de galaxies dans lesquels il y a beaucoup d'objets. J'ai donc

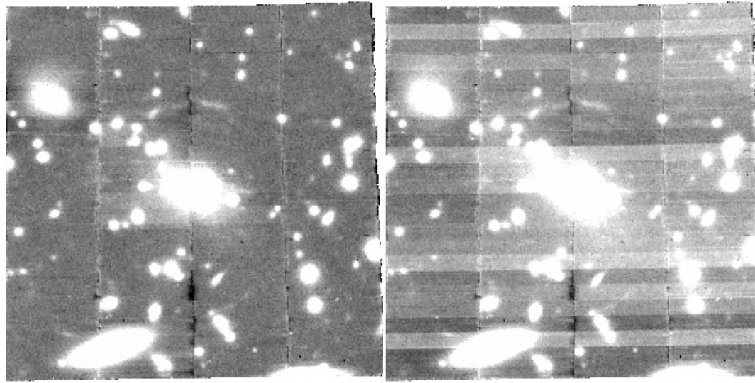


FIGURE 3.2 – L'image de gauche montre une pose réduite de l'amas MACS2214 après application de l'autocalibration. L'image de droite montre la même pose de l'amas MACS2214 réduite sans correction d'autocalibration. Les IFU sont très visibles sur l'image de droite ainsi que les différences de fond de ciel entre chaque IFU.

amélioré les masques, après beaucoup de tests, pour couvrir suffisamment les halos des galaxies ; et nous avons également modifié le *pipeline* pour lui insérer des coefficients d'autocalibration manuels moyennés.

ZAP : La méthode ZAP (pour *Zurich Atmosphere Purger*) permet d'identifier et de supprimer les résidus de ciel dans les cubes finaux tout en minimisant l'impact de cette correction sur le signal astrophysique provenant des objets. Le signal provenant des objets du champ est réduit (voire éliminé) en masquant les pixels provenant de ces objets (grâce au même masque utilisé dans l'autocalibration). On obtient ainsi une collection de spectres provenant chacun d'un pixel non masqué, donc dominées uniquement par l'émission du ciel. Dans un premier temps, ZAP mesure (grâce à la méthode PCA pour *Principal Component Analysis*) les vecteurs propres et les valeurs propres associées à ce jeu de spectres (après avoir normalisé les spectres par leur propre variance) afin de décomposer les données sur une base orthonormée de vecteurs propres caractérisant les données. La matrice de vecteurs étant rectangulaire (on obtient une matrice $n \times m$ avec n le nombre de pixels spectraux, 3680 dans MUSE, et m le nombre de spectres correspondant aux pixels non masqués), l'identification des vecteurs propres et valeurs propres associées est obtenue en utilisant la méthode de décomposition en valeurs singulières.

Le but étant de supprimer des données les systématiques provenant de l'émission du ciel ou des résidus de la réduction de données, ZAP doit déterminer les vecteurs propres contribuant à ces systématiques et les éliminer avant de reconstruire le jeu de données complet sur la base de vecteurs propres construite précédemment. Le problème réside dans le choix du nombre de vecteurs propres à utiliser pour reproduire les résidus du ciel et donc à supprimer. Si on utilise tous les vecteurs propres, on risque de supprimer tout le cube de données, alors que si l'on prend trop peu de vecteurs propres on risque de soustraire trop peu de résidus du ciel. Pour optimiser le nombre de vecteurs propres à supprimer, ZAP trie les vecteurs propres par ordre de leur contribution à la variance totale du cube. Les données (avec uniquement les pixels non masqués) sont ensuite reconstruites avec de plus en plus de vecteurs propres et la variance totale est mesurée dans chaque cas. On observe alors une diminution abrupte de la variance totale après l'ajout des premiers vecteurs propres (un exemple est donné dans la Figure 3.3). ZAP mesure le nombre de vecteurs à partir duquel la décroissance de la variance se stabilise et supprime alors les premiers. Les données totales (incluant les pixels masqués) sont reconstruites sur la base des vecteurs propres restant. Les vecteurs propres vont alors reproduire complètement les données, ce qui inclut aussi le signal astrophysique restant et le bruit. La méthode ZAP peut être appliquée sur chaque cube individuel

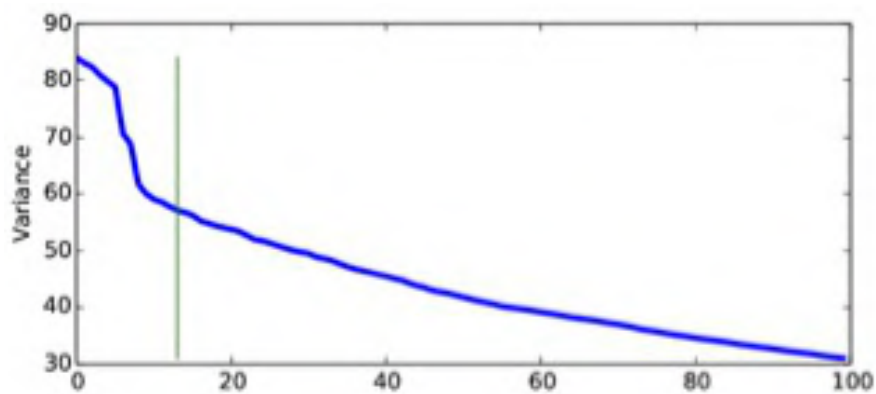


FIGURE 3.3 – Figure extraite de Soto et al. [2016]. La courbe bleue montre la décroissance de la variance totale au fur et à mesure que sont ajoutés les vecteurs propres lors de l’application ZAP.

(correspondant à une pose chacun) ou une seule fois, sur la combinaison finale. Après avoir testé les deux méthodes sur le cube de l’amas MACS0940, nous avons conclu qu’il était plus efficace d’appliquer ZAP en une seule fois sur le cube final après application de l’autocalibration.

Masque des inter-stack des IFU : Dans le cube final, malgré les rotations appliquées entre les poses et l’autocalibration, les *interstacks* (correspondant aux endroits où les différents IFU sont connectés les uns aux autres dans le cube final) sont encore visibles et forment une sorte de croix plus foncée dans le champ. Cet effet est surtout visible dans les images blanches de chaque amas. Afin de corriger cela, on masque dans chaque cube individuel les pixels responsables, avant la combinaison finale des cubes. La Figure 3.4 représentant 3 images blanches obtenues à partir de 3 cubes réduits de l’amas MACS0940 à trois stades différents de la réduction des données, permet d’apprécier l’amélioration apportée par ces différentes étapes.

3.2.4 Estimation de la variance

La variance associée au cube final est mesurée lors de la réduction des données par le *pipeline* directement. Cependant il a été noté que la variance ainsi estimée était largement sous-évaluée (Bacon et al. 2017). Afin d’obtenir une plus juste mesure de la variance dans les cubes, qui sera nécessaire lors des modélisation de raies, des reconstructions de sources ou pour les mesures de rapport signal à bruit, on réévalue la variance de chaque cube réduit. Techniquement, le bruit n’est pas censé être corrélé entre les pixels du détecteur. Cela est vrai lorsque l’on ne traite qu’une seule pose avec l’instrument. Lorsque l’on combine plusieurs poses MUSE, avec des orientations d’IFU différentes, alors les pixels (et le bruit associé) sont corrélés. Un pixel du cube final est donc une combinaison de contributions d’un ou de plusieurs pixels (selon l’orientation de chaque IFU) de toutes les poses combinées. Cette corrélation du bruit entre les pixels n’est pas prise en compte par le *pipeline* de MUSE, d’où la mauvaise estimation de la variance du cube. Si les pixels n’étaient pas corrélés entre eux, la valeur la variance correspondrait au carré de la la variation standard (*std*) mesurée entre les pixels d’une boîte de N pixels du cube sans objets (σ_{pp}). Afin de corriger l’effet de la corrélation des pixels, on va mesurer dans n boîtes de N pixels, la somme du flux. La déviation standard de ces flux F_i sera liée à la variance effective (σ'_{pp}) des données par la relation :

$$std(F_i) = N^{1/2}\sigma'_{pp}$$

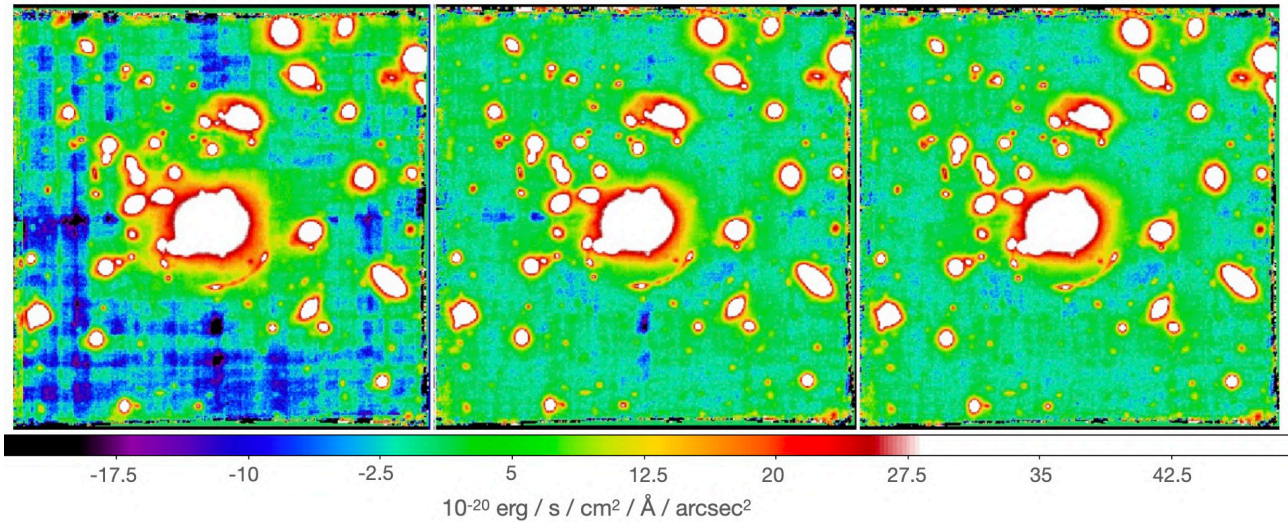


FIGURE 3.4 – 3 cubes réduits de l’amas MACS0940 à différents stades de la réduction des données. L’image de gauche présente l’image blanche du cube réduit sans autocalibration. La panneau du milieu montre l’image blanche obtenue après application de la correction d’autocalibration et de la routine ZAP. Le panneau de droite montre l’image blanche du cube final de MACS0940, après masquage de la croix formée par les *interstacks* de chaque cube individuel.

Si l’on fait cela pour plusieurs valeurs de N (i.e en augmentant le nombre des pixels dans les boîtes), on observe que la valeur de $std(F_i)$ se stabilise pour les grandes valeurs de N . On mesure alors le rapport entre la valeur de $\sigma'_{pp}/\sigma_{pp} = k$ pour des grandes valeurs de N . On multiplie ensuite la variance du cube par k^2 . Les valeurs du facteur k mesurées dans les amas varient de 1.3 à 1.5, ces valeurs sont similaires à celles mesurées dans le MUSE *Wide Survey* et l’UDF. La Figure 3.5 montre l’effet de cette correction sur la variance du cube de l’amas MACS0940.

La Figure 3.8 montre pour chaque amas, la carte du temps d’exposition final des observations MUSE.

3.2.5 Présentation non-exhaustive des problèmes rencontrés lors de la réduction des données

Lors de la réduction des données, il arrive souvent que l’on tombe sur des problèmes inattendus, tels qu’un astéroïde traversant le champ observé, une rotation inopinée du télescope au milieu des observations, une calibration vérolée... Pendant ma thèse j’ai réduit 6 cubes de 6 amas de galaxies, et ai rencontré tous les problèmes détaillés ci-dessous :

MACS2214 : L’amas de galaxies MACS2214 se trouve très proche sur plan de l’écliptique (à 2 degrés précisément), il est donc plus probable d’observer le passage d’un astéroïde dans ce champ que dans les autres présentés dans cette thèse. Les observations de cet amas s’étalent entre 2017 et 2019. Sur la première pose, on observe très clairement le passage d’un objet traversant le champ pendant la pose. Le même phénomène a été observé dans les dernières poses de cet amas, prises en 2019. On observe un objet sur les 9 dernières poses, se déplaçant de pose en pose. Une fois les satellites localisés, il est nécessaire de les supprimer le plus proprement possible des données. Pour cela on masque (à l’aide d’une ellipse) dans chaque sous-cube de chaque pose la zone contenant l’astéroïde avant de combiner les poses pour créer le cube final. Les Figures 3.6 et 3.7 montrent ces deux astéroïdes dans les 10 poses concernées.

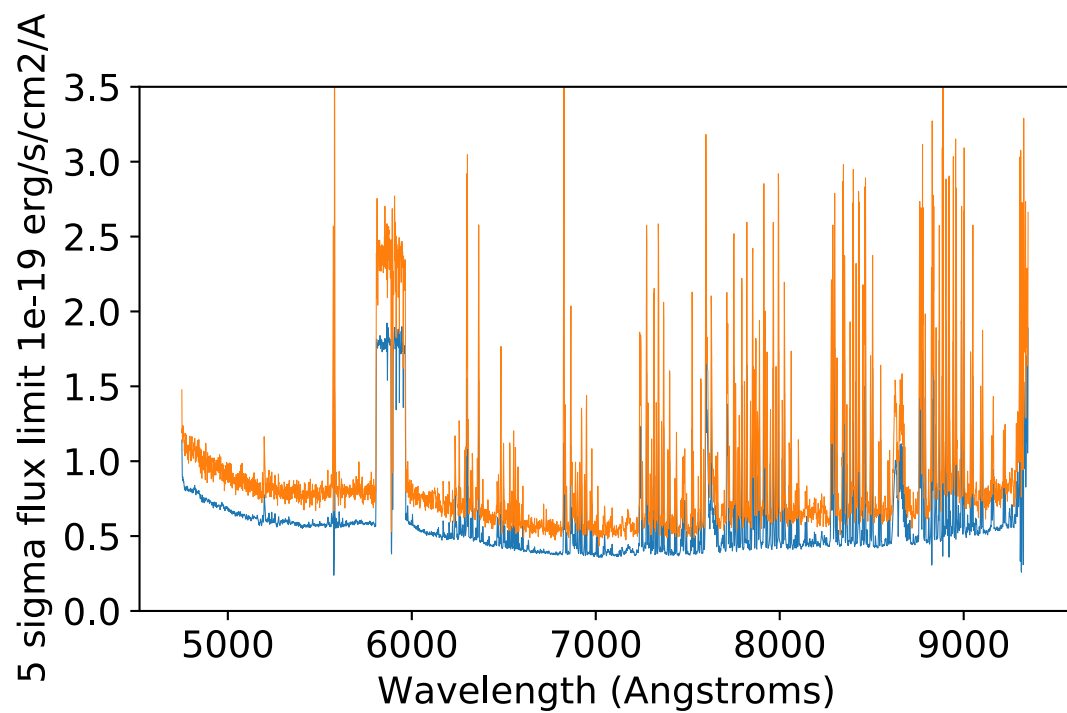


FIGURE 3.5 – Variance provenant d’une région vide du ciel pour MACS0940 avec (orange) et sans (bleu) correction de corrélation du bruit. L’augmentation de la variance autour de 5890 Å correspond à la bande d’Optique Adaptative dans laquelle les données sont beaucoup moins profondes (50 minutes seulement au lieu de 7/8^{eme} d’heures ailleurs).

MACS0451 : En réduisant les données de l’amas MACS0451, j’ai constaté que 6 poses (2 blocs d’observation) présentaient une rotation d’environ 6 degrés par rapport aux autres poses effectuées la même nuit. Aucune rotation spécifique n’ayant été demandée pour ces observations, il s’agit très probablement d’un dysfonctionnement au niveau du télescope ou de l’instrument. Pour corriger cela il a été nécessaire d’ajouter manuellement un facteur de rotation mesurée entre les deux groupes à 0.1 degré de précision dans les *pixtables* de chaque pose concernée avant de réduire de nouveau les données (cf Figure 3.6)

SMACS2131 : Lors de la réduction du cube de SMACS2131, j’ai remarqué deux problèmes majeurs sur 9 poses (3 blocs d’observations). Le premier concernait les *inter-stacks* (liaisons entre les IFU). Dans 9 poses, qui proviennent toutes de la même nuit d’observations, les *inter-stacks* étaient beaucoup plus prononcés que d’ordinaire. De manière générale, un problème d’*inter-stack* indique un problème de TRACE_TABLE, j’ai donc tenté une deuxième réduction avec la TRACE_TABLE de la nuit précédente mais cela n’a pas suffi. De plus on observait des rayures étranges sur plusieurs IFU dans ces 9 poses. Cela provient généralement de mauvaises calibrations (mauvaises températures, trop éloignées en temps des observations). Cependant dans ce cas, les calibrations choisies (BIAS et WAVECAL) étaient parfaitement accordées avec les poses de sciences en termes de température et de date. J’ai donc réduit de nouveau ces 9 poses avec les calibrations de la nuit précédentes les plus proches en température. Cela a permis de beaucoup réduire les problèmes d’*inter-stack*. Cependant les rayures sont toujours présentes. Aucune solution n’ayant été trouvée afin de corriger ces rayures, j’ai combiné les facteurs d’autocalibration mesurés sur les poses de la nuit précédente, que j’ai appliqués aux 9 poses concernées.

SMACS2031 : Les observations de l’amas SMACS2031 ont été faites lors de l’installation de MUSE au VLT. La correction d’illumination n’était pas encore utilisée, de même que l’autocalibration et la version 2 de la méthode ZAP. J’ai donc à nouveau intégralement réduit les données afin d’obtenir un cube de qualité similaire aux autres amas. Le manque de pose d’illumination a été comblé par l’application de l’autocalibration. En revanche, 1 pose sur les 33 présentait un problème global sur les valeurs de flux. Cette pose a donc été totalement rejetée de la réduction finale. La nouvelle réduction de ces données a permis de réduire la variance (mesurée dans des régions vides du champ) et de 30 %, ce résultat confirme l’importance des nouvelles étapes apportées au processus de réduction des données.

3.3 Mesure des *redshifts*

Dans cette section, sera présentée la procédure complète permettant d’obtenir pour chaque amas observé un catalogue de tous les objets détectés dans MUSE pour lesquels la mesure d’un *redshift* spectroscopique est possible. Pour cela nous avons utilisé SOURCE_INSPECTOR, un outil développé au CRAL, par Roland Bacon, permettant de visualiser dans son ensemble (images MUSE, images HST, spectres) chaque source détectée dans le but de choisir le meilleur *redshift*. La détection et l’extraction préalable des sources ont été effectuées avec l’outil CATALOG_BUILDER développé également au CRAL par David Carton pendant la première partie de ma thèse et que j’ai testé pour la première fois sur les amas présentés dans [Richard et al. \[2021\]](#). La procédure complète est résumée dans la Figure 3.9.

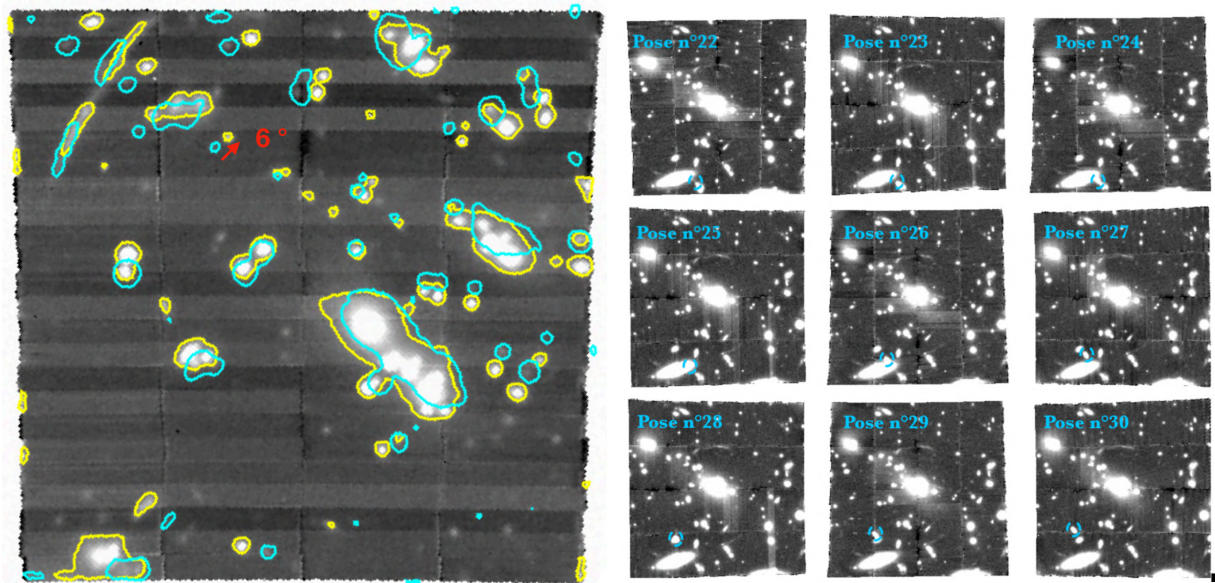


FIGURE 3.6 – *Gauche* : Images blanche d’une pose de l’amas MACS0451. Les principaux objets sont représentés en jaune. Les contours bleus représentent les mêmes objets, détectés selon les mêmes critères, sur la pose suivante du même amas, acquise la même nuit. On observe une rotation de 6 degrés entre les deux poses (flèche rouge). *Droite* : 9 poses individuelles de l’amas MACS2214. Les 9 poses, acquises successivement, montrent la présence d’un satellite se déplaçant dans le champ (entouré en bleu sur chaque pose).

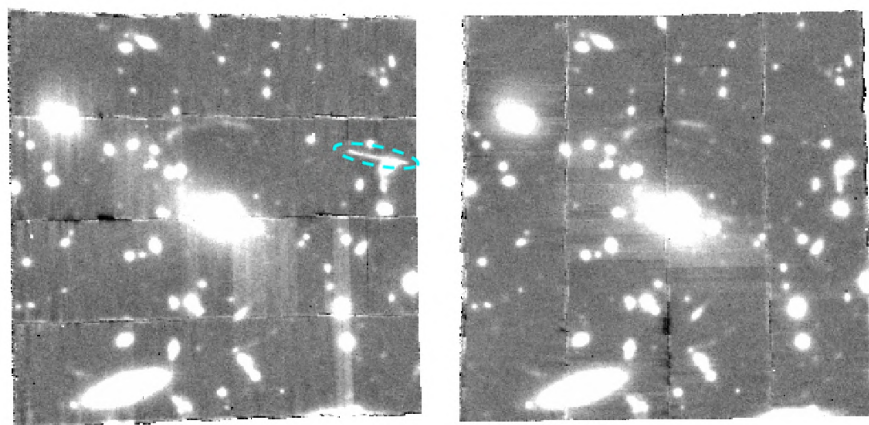


FIGURE 3.7 – 2 poses MUSE différentes de l’amas MACS2214. La pose de gauche montre la présence d’un astéroïde (entouré en bleu) que l’on n’observe pas dans les autres poses (à droite).

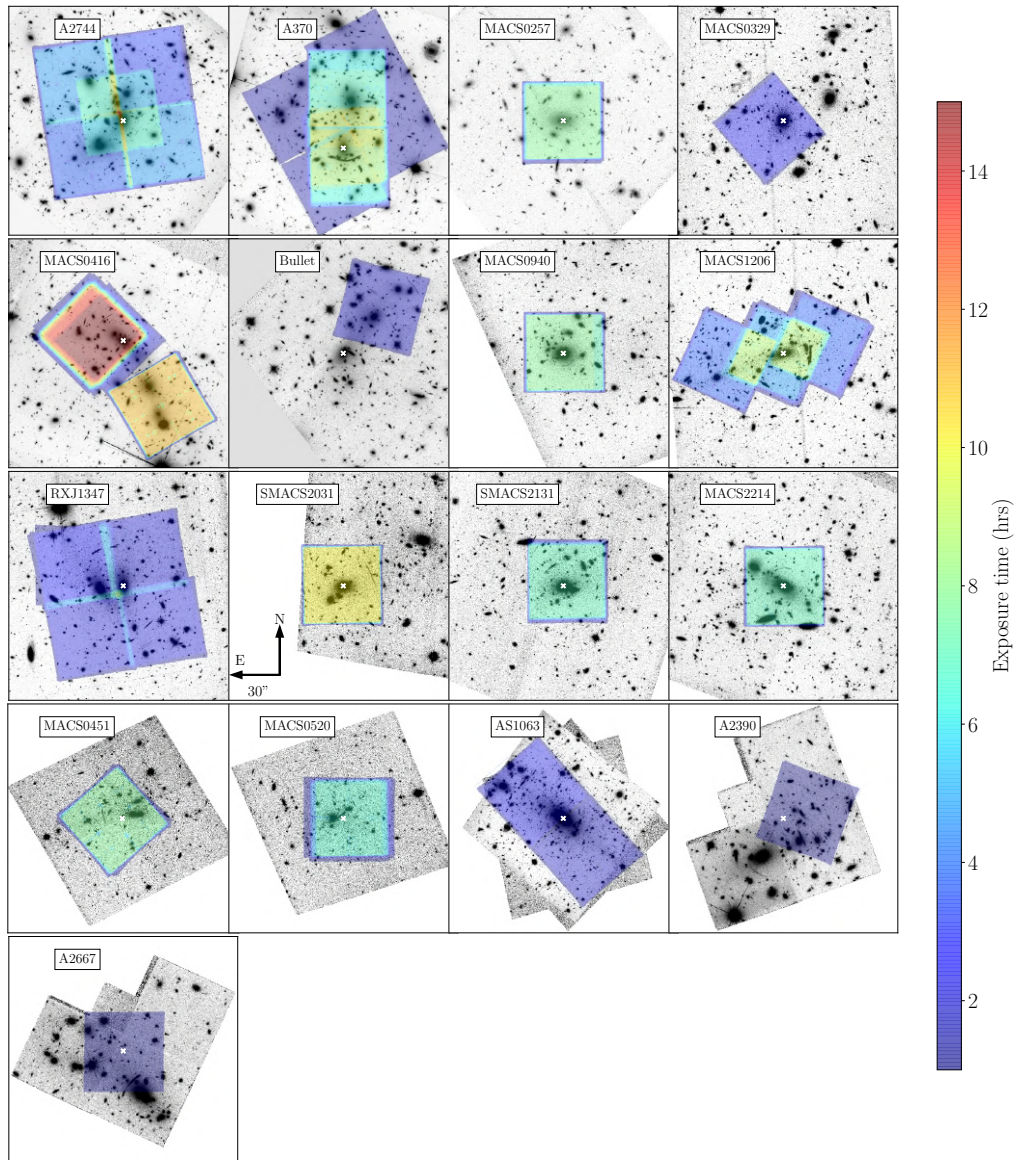


FIGURE 3.8 – Représentation du temps d'exposition finale (en heures) de MUSE pour chaque amas. Le temps d'exposition peut varier à l'intérieur d'un cube pour les mosaïques (MACS1206, RXJ1347, A370 et A2744).

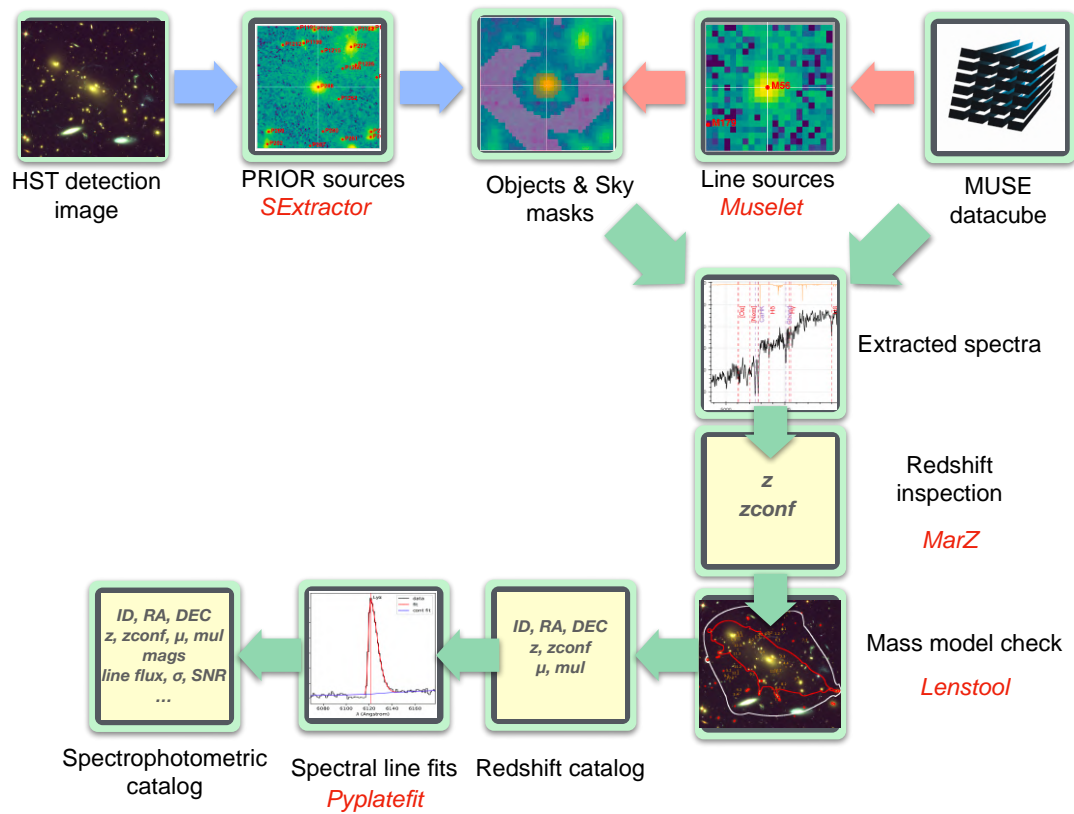


FIGURE 3.9 – Diagramme représentant les grandes étapes de la construction des catalogues de *redshifts* une fois les données réduites.

3.3.1 Détection du *continuum* HST

Nous disposons pour chaque amas d’au moins une image du télescope spatial Hubble (HST) permettant de détecter les objets à partir de leur émission en *continuum*. Le but étant de pouvoir détecter des faibles et petites sources derrière les amas, qui peuvent être partiellement contaminées par une galaxie d’amas ou d’avant-plan, CATALOG_BUILDER produit une version dite *median-subtracted* de chaque image HST en soustrayant les images par un filtre médian de largeur $1.5'' \times 1.5''$. Les images sont ensuite découpées pour ne conserver que la partie du champ visible dans les cubes MUSE (cf Figure 3.8), puis combinées entre elles (combinaison pondérée par la variance de chaque image) pour former une image de détection finale contenant l’information combinée de tous les filtres HST. Cette procédure a déjà été utilisée dans plusieurs études, qui cherchent à détecter des sources faibles à grand *redshift* dans les images des amas FF Atek et al. 2015, 2018a). Cette méthode a significativement amélioré la détection des sources d’arrière-plan tout en conservant dans l’image de détection la composante centrale, plus brillante, des galaxies d’amas, afin qu’elles aussi soient détectées et cataloguées. En revanche, elle a pour effet indésirable de réduire la surface de détection des sources brillantes étendues, ce qui a pour conséquence de réduire le flux contenu dans les spectres extraits à partir de ces cartes de détection. Cependant, ces sources possèdent suffisamment de flux (et donc un S/N assez grand) pour que cela ne perturbe pas la mesure du *redshift* spectroscopique à partir du spectre.

L’image de détection est ensuite donnée en entrée au code SEXTRACTOR [Bertin and Arnouts, 1996]. SEXTRACTOR est utilisé ici en mode *dual* afin de mesurer en même temps la photométrie de chaque source dans chaque filtre HST disponible. Les paramètres choisis pour utiliser SEXTRACTOR sont `detect_minarea=10-15` et `detect_thresh=1.2-1.5`. Ces valeurs ont été optimisées pour chaque amas afin de tenir compte de la variation de qualité d’observation et des tailles des pixels des images HST (pouvant aller de $0.03''$ à $0.06''$ selon la réduction des données).

La photométrie mesurée par SEXTRACTOR dans chaque bande est combinée pour former un catalogue photométrique des sources HST. Dans la suite, les sources détectées sur HST seront nommées PRIOR. SEXTRACTOR produit également une carte de détection et un numéro (*ID*) est attribué à chaque source. Les sources ainsi détectées seront désignées par la suite P^* avec $*$ l’ID correspondant.

Lors du processus de détection, SEXTRACTOR a tendance à découper les sources étendues (galaxies spirales, grands arcs ou sources très grumeleuses) en plusieurs détections contiguës. Lorsque de multiples détections concernent un même objet, les morceaux correspondant de la carte de segmentation sont combinés entre eux, et le spectre de l’objet extrait à nouveau. La position finale de ces objets correspond alors au barycentre de la nouvelle zone de détection combinée.

3.3.2 Détection des raies d’émission

Indépendamment des sources détectées sur HST, CATALOG_BUILDER produit un catalogue de sources présentant des raies d’émission identifiées directement dans le cube MUSE grâce à l’outil MUSELET inclus dans la librairie python MPDAF (Piqueras et al. 2019). MUSELET crée un cube en pseudo bande étroite (NB pour *Narrow Band* en anglais) en remplaçant chaque plan en longueur d’onde du cube par une image NB soustraite du *continuum*. Pour générer ces images NB, on fait la moyenne du flux dans 5 tranches en longueur d’onde (moyenne pondérée), la tranche originale et les 4 plus proches (2 de chaque côté). On utilise une fonction de pondération gaussienne avec une FWHM fixe correspondant à 150 km s^{-1} pour une détection à 7000 \AA . Cette pondération améliore le rapport signal sur bruit au centre d’une raie d’émission typique de $\text{FWHM}=150 \text{ km s}^{-1}$. Le *continuum* à soustraire est estimé en mesurant la moyenne des données (moyenne pondérée par l’inverse de la variance) du cube sur 2 tranches (larges de 25 \AA chacune) de chaque côté de la tranche considérée.

On applique ensuite SEXTRACTOR sur chaque image NB produite pour détecter de potentielles

raies d'émission à chaque longueur d'onde du cube. Comme on s'attend à détecter des objets présentant une émission diffuse, spécialement pour les émetteurs Lyman- α , les paramètres `SEXTRACTOR` sont adaptés (`detect_minarea=12` pixels; `detect_thresh=1.2`). De plus, on ajoute un filtre de lissage spatial (filtre *tophat* de 5×5 pixel avec $FWHM=0.8''$) afin de mieux identifier les objets. Avec cette méthode, chaque raie est détectée dans plusieurs tranches de longueur d'onde adjacentes; `MUSELET` va alors automatiquement combiner ces différents plans pour produire une liste finale de potentielles raies individuelles. On masque volontairement 3 régions en longueur d'onde dans le cube (larges de 4 \AA chacune) correspondant aux plus brillantes raies du ciel à 5577 et 6300 \AA ainsi qu'à la plus forte raie de Raman à 6825 \AA . Les raies d'émission spatialement cohérentes, c'est-à-dire toutes détectées dans une même ouverture correspondant à la largeur du *seeing* du cube, sont regroupées en une seule source `MUSELET`. Un premier *redshift* automatique est estimé à partir du jeu de raies d'émission détectées, cette mesure se base sur les raies détectées et une liste de raies d'émission brillantes. Certaines observations étant plus anciennes, tous les cubes n'ont pas été traités avec la même version de `MPDAF`. Le amas Abell 2744, Abell 370, MACS1206, MACS0416S ont été traités avec la version v2.0 de `MPDAF` tous les autres amas avec la version v3.1, qui comprend principalement deux améliorations au niveau de la combinaison des sources et de la pondération des images NB. On obtient ainsi avec `MUSELET` un catalogue de sources détectées uniquement sur la base de leurs raies d'émission. Ces objets vont être inspectés indépendamment des sources détectées par leur émission en *continuum* et fusionnées si les objets détectés sont les mêmes.

3.3.3 Estimation de la PSF

Pour extraire correctement dans le cube des données, les spectres des sources détectées à partir des images HST, une estimation réaliste de la PSF est nécessaire; on va appliquer un produit de convolution entre la surface des détections sur les images HST et la PSF de MUSE afin de mesurer la surface dans laquelle extraire le spectre dans le cube. La PSF variant en fonction de la longueur d'onde, nous avons suivi la méthode décrite dans [Bacon et al. \[2017\]](#) pour les champs profonds de MUSE. A partir du cube MUSE, on produit des images "pseudo-HST", en mesurant la moyenne du flux compris dans la zone en longueur d'onde correspondant aux 3 filtres HST qui recouvrent la couverture spectrale de MUSE. On construit ensuite des images "pseudo-MUSE" à partir de ces trois filtres HST (en rapportant l'échantillonnage spatial à celui de MUSE). Ces images sont combinées avec une PSF Moffat [Moffat \[1969\]](#) à $\beta = 2.5$ fixé, puis soustraites aux images "pseudo-HST". La FWHM de fonction de Moffat est optimisée en minimisant les résidus dans l'espace de Fourier. La dépendance en longueur d'onde de la PSF est ensuite ajustée à partir de la relation :

$$FWHM(\lambda) = C (\lambda - \lambda_0) + FWHM(\lambda_0) . \quad (3.1)$$

Le coefficient C de cette relation dépend de l'utilisation ou non de l'optique adaptative lors de l'acquisition des données. Nous avons mesuré dans les cubes des valeurs variant de -1.9×10^{-5} à -3.6×10^{-5} arcsecondes \AA^{-1} , similaires à celles mesurées dans les champs profonds de MUSE ([Bacon et al. 2017](#)) et MUSE-Wide ([Urrutia et al. 2019](#)). La valeur de FWHM de la PSF ainsi mesurée à 7000 \AA est donnée dans la Table 3.2. De manière générale, les données ont été acquises dans de très bonnes conditions d'observation (*seeing*) produisant des PSF avec $0.55 < FWHM_{7000} < 0.65''$. La seule exception est SMACS2031 ($FWHM_{7000}=0.79''$) qui a été observé au moment de l'installation de MUSE au VLT.

3.3.4 Extraction spectrale

Pour mesurer le *redshift* de chaque source détectée, il est nécessaire d'extraire le spectre le plus propre possible. Afin d'optimiser la qualité du spectre extrait, nous avons suivi la procédure suivante :

- Une image de pondération est créée pour chaque source, basée sur la distribution en flux et la carte de détection produite lors de la phase de détection des sources. Dans les cas des sources PRIOR, la distribution de flux utilisée provient de la combinaison de toutes les images HST et la PSF MUSE est appliquée à la carte de pondération. Afin de tenir compte de la variation en longueur d’onde de la PSF, les images de pondération sont produites pour chaque source dans dix plans en longueur d’onde différentes (i.e. à intervalle régulier espacé de $\sim 500 \text{ \AA}$) et interpolées avec le cube. Dans le cas des sources MUSELET, la carte de segmentation utilisée est celle de la plus brillante détection.
- Le spectre pondéré est produit suivant l’algorithme d’extraction présenté dans [Horne \[1986\]](#) :

$$F(\lambda) = \frac{\sum_{x,y} C_{x,y,\lambda} W_{x,y,\lambda} / V_{x,y,\lambda}}{\sum_{x,y} W_{x,y,\lambda}^2 / V_{x,y,\lambda}}, \quad (3.2)$$

où $C_{x,y,\lambda}$ et $V_{x,y,\lambda}$ correspondent respectivement au flux du pixel et sa variance associée à une position spécifique du cube, et $W_{x,y,\lambda}$ est le cube pondéré.

- On estime le spectre de l’environnement local autour de chaque source. Pour cela on moyenne les spectres provenant des pixels MUSE qui entourent chaque détection. Cette estimation permet de soustraire les spectres des potentielles contaminations provenant de sources brillantes, telles que des étoiles brillantes ou des galaxies d’amas, ainsi que de possibles systématiques persistantes malgré la réduction des données.
- On définit les pixels contenant de l’émission du ciel, et de la lumière intra-amas, en appliquant à la carte de pondération HST une convolution par la PSF MUSE. A partir de cela, les 50% des pixels les plus sombres sont considérés comme des pixels du ciel.
- Quatre spectres différents sont produits pour chaque source : deux spectres pondérés, avec et sans soustraction de ciel, et deux spectres non pondérés avec et sans soustraction de ciel. Le spectre pondéré avec soustraction du ciel représente, dans la plupart des cas, le spectre optimal pour la mesure des *redshifts*, à l’exception des galaxies d’amas très brillantes, pour lesquelles le spectre non pondéré, sans soustraction de ciel, procurera une précision spectro-photométrique supérieure.

3.3.5 Inspection des sources

Afin de déterminer le meilleur *redshift* de chaque source, nous avons adopté un mesure semi-automatique, proche de celle utilisée pour produire le catalogue de *redshifts* du *MUSE Ultra Deep Field Survey* (UDF) [[Inami et al., 2017](#)]. On utilise le code MARZ [[Hinton, 2016](#)], qui cherche pour chaque source la meilleure solution en *redshift* possible à partir d’une liste de raies d’émission et d’absorption prédéfinie. Le jeu de raies utilisé ici est décrit dans l’appendice B de [Inami et al. \[2017\]](#). Ils ont inclus à la fois une variété de spectres stellaires de [Baldry et al. \[2014\]](#) et un grand jeu de spectres MUSE provenant de champs vides [[Bacon et al., 2015, 2017](#)]. Chaque source (PRIOR et MUSELET) sélectionnée au dessus d’un certain seuil en S/N a été inspectée individuellement par au moins trois personnes. La sélection des objets PRIOR à inspecter varie d’un amas à l’autre en fonction de la profondeur des observations MUSE selon la formule : $F814W_{AB} < 25 + 1.25 \log(T/2.0)$, avec T le temps d’exposition maximale du champ MUSE en heures. Cela permet de ne pas avoir à inspecter les sources avec trop peu de S/N pour mesurer un *redshift*. Cela correspond à un S/N typique median de ~ 1.5 par pixel. Cependant, si une de ces sources présente des raies d’émission, elle sera inspectée parmi les sources MUSELET. Appliquer un seuil en S/N sur les sources PRIOR ne devrait donc pas nous faire perdre de source avec un potentiel *redshift* mesurable. Toutes les sources MUSELET sont inspectées.

Pour inspecter chaque source en détail, nous avons utilisé une interface graphique développée par Roland Bacon au CRAL au sein de la collaboration MUSE (Bacon et al. in prep.) SOURCE_INSPECTOR. Cette interface permet à l'utilisateur de visualiser simultanément les images HST et MUSE, ainsi que le spectre et les différentes propositions de *redshift* de MARZ. SOURCE_INSPECTOR permet de naviguer facilement d'une source à une autre dans le catalogue, afin de vérifier d'éventuelles contaminations par d'autres objets. La version originale de SOURCE_INSPECTOR a été modifiée pour s'adapter aux observations d'amas de galaxies. J'ai participé à l'inspection de 14 amas sur 17, et j'ai construit les catalogues (avec CATALOG_BUILDER) de 8 d'entre eux)

On inspecte les informations suivantes pour chaque source :

- *Redshift* spectroscopique et niveau de confiance attribué. L'utilisateur peut choisir une solution proposée par MARZ ou bien entrer une valeur manuellement. Quand un *redshift* est mesuré, l'utilisateur choisit un niveau de confiance attribué à ce *redshift* (noté *zconf*), entre 1 et 3.
 - *zconf* = 1 : le *redshift* mesuré est basé sur une seule raie d'émission à faible S/N ou bien très ambiguë ou encore plusieurs faibles raies d'absorption. Ces sources seront conservées dans le catalogue final mais ne seront pas utilisées dans les différents analyses.
 - *zconf* = 2 : *redshift* basé sur une seule raie d'émission à grand S/N ou plusieurs raies d'absorption. Un *zconf* = 2 peut aussi être attribué à une source pour laquelle on aurait initialement choisi un *zconf* = 1 mais dont le *redshift* aurait été confirmé par le modèle d'amas et qui ferait partie d'un système multiple.
 - *zconf* = 3 : *redshift* basé sur plusieurs raies d'émission ou d'absorption très claires, ou bien une seule raie d'émission à grand S/N, associée à des informations permettant de l'identifier clairement (asymétrie du profil pour les raies Lyman- α par exemple).
- L'association entre les sources PRIOR et MUSELET : beaucoup de sources présentant une émission *continuum* et des raies d'émission sont détectées deux fois, dans le catalogue de PRIOR et par MUSELET. On associe donc deux sources quand les détections PRIOR et MUSELET correspondent au même objet. Dans ce cas on ne gardera que la source extraite à partir de la détection PRIOR lors de la construction du catalogue final.
- La fusion de plusieurs sources : les galaxies les plus étendues ou bien les grands arcs ont tendance à être détectés en plusieurs petits morceaux par SEXTRACTOR. On associe donc les PRIOR entre eux lorsque plusieurs détections proviennent du même objet. Le spectre sera ensuite à nouveau extrait à partir d'une nouvelle carte de segmentation, résultat de la fusion des détections associées.
- Défauts et artefacts : les artefacts (résidus de rayons cosmiques, résidus de soustraction de ciel) sont retirés du catalogue.

Ensuite, une réconciliation est organisée, rassemblant toutes les personnes ayant inspecté les mêmes sources. Chaque cas pour lequel les trois (ou plus) inspecteurs n'ont pas été d'accord est discuté et une solution est trouvée pour chaque objet. On obtient alors un premier catalogue de *redshifts*. La Figure 3.10 présente un exemple de l'interface de SOURCE_INSPECTOR pour une galaxie de l'amas MACS0451.

3.3.6 Traitement des images multiples

Chaque source avec un *redshift* mesuré (quelle que soit la valeur du paramètre *zconf*) est ingérée dans le modèle de masse LENSTOOL de l'amas (premier modèle estimé à partir de systèmes multiples très brillants identifiés en amont de la campagne de *redshifts*). Lorsqu'une source est prédite multiple par le modèle (au *redshift* indiqué dans le catalogue), on vérifie que les autres images prédites ont bien été détectées dans le catalogue avec le bon *redshift*. Le cas échéant on peut augmenter le paramètre *zconf* de ces sources. On s'attend à retrouver précisément les mêmes raies dans toutes les images multiples d'un même objet. Lorsque le modèle prédit une image multiple

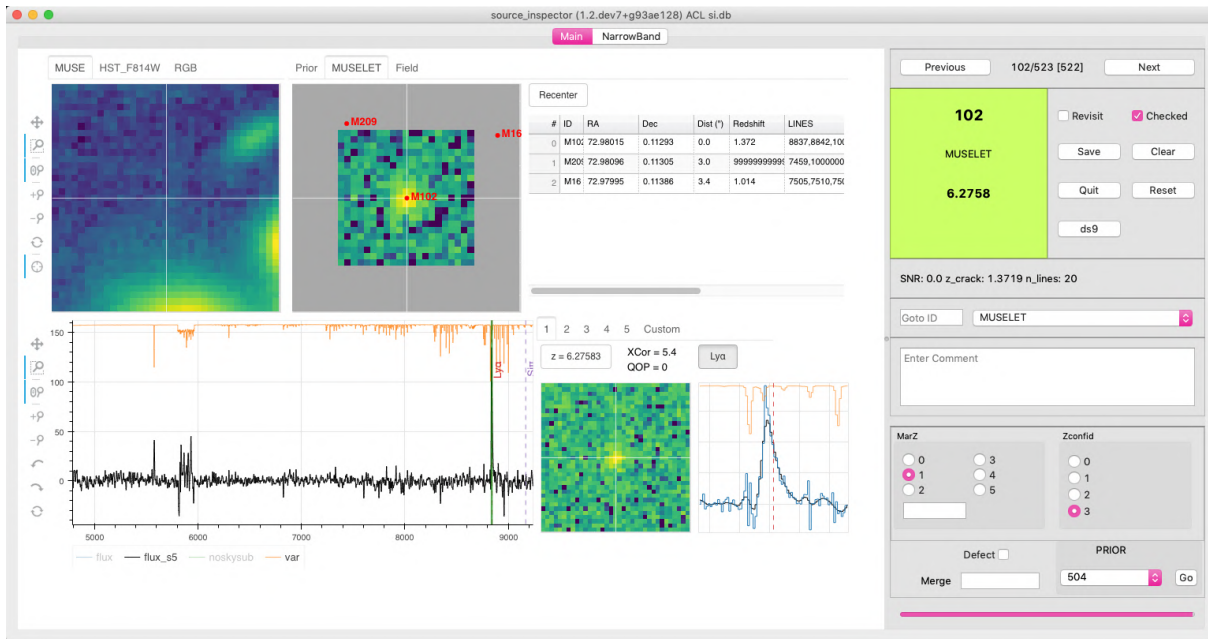


FIGURE 3.10 – Interface graphique de SOURCE INSPECTOR (Bacon et al., in prep) utilisée lors de l’inspection des sources.

à une position (à la précision du modèle près, généralement de $0.5 - 0.9''$) où aucune source avec le même *redshift* n’est détectée, deux solutions sont étudiées : soit il s’agit d’une très faible image multiple non détectée par CATALOG_BUILDER. On ajoutera alors cette source en tant qu’extraction extérieure (sources notées X dans le catalogue finale). Sinon, on va étudier la possibilité que le *redshift* de la source est mauvais et prédire à nouveau les positions des images multiples à d’autres *redshifts*. La plupart des ambiguïtés de *redshift* se limitent aux sources émettant des raies Lyman- α ou [O II]; dans ce cas, les configurations d’images multiples prédites entre $z \sim 0.5-1.5$ et $z \sim 3-7$ sont suffisamment différentes pour pouvoir discriminer quelle raie est réellement observée. Si tel est le cas on modifie alors le *redshift* de l’objet dans le catalogue et pour toutes les autres images de ce système multiple. Le modèle d’amas nous a permis de corriger un très petit nombre de *redshifts* erronés (moins de trois images par amas en moyenne), mais a permis d’augmenter le niveau de confiance du *redshift* de beaucoup de sources. Une fois plusieurs systèmes multiples confirmés, le modèle de masse est de nouveau optimisé avec ces nouveaux systèmes multiples comme contrainte. Le nouveau modèle étant encore plus précis que l’ancien, cela nous permet de prédire à nouveau les images multiples des sources restantes. Ce processus permet d’ajouter en moyenne cinq à dix images au catalogue (extractions externes). Lorsqu’une source, avec $zconf = 1$ donc une émission assez faible, prédit une ou plusieurs images multiples non détectées, on peut expliquer le manque de détection de différentes manières : 1) l’image multiple en question est moins amplifiée donc encore plus difficile à détecter, 2) l’image prédite est fortement contaminée par une galaxie d’amas brillante ou une source en avant de l’amas ou 3) les images multiples sont situées en dehors du champ de vue de MUSE. A l’inverse si une contre-image brillante et isolée est prédite mais non détectée pour un source avec un *redshift* à $zconf = 1$, alors l’objet sera retiré du catalogue. Une fois les systèmes multiples identifiés, on ajoute le nom de l’image multiple au catalogue.

3.3.7 Croisements avec les catalogues précédents

Certains amas inclus dans notre échantillon avaient déjà fait l’objet d’une ou plusieurs études détaillées comme la nôtre. Nous avons donc croisé nos catalogues avec les catalogues déjà publiés

Cluster	Nz	$z_{\min}-z_{\max}$	$z < z_{\min}$	$z_{\min} < z < z_{\max}$	$z_{\max} < z < 1.5$	$1.5 < z < 2.9$	$z > 2.9$
A2744	506 (471)	0.280–0.340	28 (28)	158 (153)	115 (113)	29 (23)	176 (154)
A370	572 (546)	0.340–0.410	62 (60)	244 (227)	148 (144)	20 (17)	98 (98)
MACS0257	215 (183)	0.300–0.345	8 (8)	94 (85)	28 (25)	4 (3)	81 (62)
MACS0329	147 (107)	0.430–0.470	18 (14)	68 (55)	20 (16)	4 (4)	37 (18)
MACS0416	523 (421)	0.380–0.420	26 (20)	176 (147)	78 (65)	71 (50)	172 (139)
MACS0451	(187176)	0.4–0.455	12(11)	87(80)	31(30)	12(10)	45(45)
MACS0520	172(153)	0.25–0.35	12(12)	83(73)	26(21)	16(14)	35(33)
BULLET	130 (105)	0.250–0.330	20 (19)	63 (55)	26 (15)	4 (2)	17 (14)
MACS0940	216 (175)	0.320–0.355	8 (8)	67 (61)	53 (44)	3 (2)	85 (60)
MACS1206	442 (415)	0.405–0.460	22 (20)	186 (171)	119 (116)	24 (21)	91 (87)
RXJ1347	542 (450)	0.420–0.485	77 (69)	152 (138)	107 (97)	24 (17)	182 (129)
SMACS2031	158 (138)	0.325–0.360	13 (11)	60 (57)	19 (17)	4 (4)	62 (49)
SMACS2131	187 (157)	0.410–0.480	18 (16)	92 (76)	33 (30)	6 (3)	38 (32)
A2390	108(92)	0.21–0.26	11(10)	46(38)	29(29)	4(1)	18(14)
MACS2214	189 (159)	0.480–0.520	21 (17)	81 (71)	34 (32)	8 (2)	45 (37)
AS1063	224(176)	0.31–0.375	11(7)	107(98)	37(33)	6(2)	63(36)
A2667	108(96)	0.2–0.26	4(3)	49(46)	23(21)	8(2)	24(24)
Total	4626 (4020)	–	371 (333)	1813 (1631)	926 (848)	247 (177)	1269 (1031)

TABLE 3.3 – Résumé de tous les *redshifts* spectroscopiques mesurés. Pour chaque amas sont donnés le nombre total de *redshifts* mesurés ainsi que le nombre de *redshifts* par catégories de sources : source d’avant-plan, galaxies d’amas, galaxies d’arrière-plan. Les limites en *redshift* des amas sont définies à partir des distributions en vitesse et données $z_{\min} - z_{\max}$. Les nombres affichés en gras concernent les sources avec un *redshift* mesuré avec $zconf > 1$

de 7 amas.

A370 et A2744 : Une première version des catalogues de *redshifts* avaient été publiée, sur la base des mêmes observations et détections, mais à partir d’une version moins détaillée de la réduction de données et du processus d’analyse, dans Mahler et al. [2018] pour Abell 2744 et dans Lagattuta et al. [2019] pour Abell 370 (par l’équipe du GTO MUSE). Les deux catalogues avaient déjà été croisés avec les résultats du programme GLASS (Schmidt et al. 2014, Treu et al. 2015). Depuis ces deux études nous avons réduit de nouveau les données avec les dernières améliorations incluses dans la réduction de données MUSE (autocalibration, masque des *inter-stacks*, réévaluation de la variance). De plus nous avons détecté une nouvelle fois les sources à raies d’émission avec la dernière version de MUSELET. Nous avons réexaminé toutes les sources avec un *redshift* à faible confiance ($zconf = 1$ ou 2) et rejeté au final 18 sources. Nous avons aussi corrigé le *redshift* de 9 sources (faibles émetteurs [O II] ou Lyman- α ou bien sources dans le "désert en *redshift* de MUSE" (zone en *redshift* pour laquelle très peu de raies d’émission sont détectables par MUSE))

SMACS2031 : Un premier catalogue de *redshifts*, mesuré sur le premier cube de SMACS2031, est présenté dans Richard et al. [2015]. Au vue de l’amélioration significative de la réduction des données depuis l’installation de MUSE, ainsi que de la méthode de détection et d’identification automatique des sources, nous avons décidé de reprendre complètement le catalogue de cet amas à zéro après re-réduction des données. Finalement trois nouveaux systèmes multiples ont été découverts (neuf images en tout) et deux contre-images de systèmes pré-existants ont été détectées. Un *redshift* publié a dû être corrigé.

MACS0416 : Une première analyse de l’amas MACS0416 est présentée dans Caminha et al. [2017a] ainsi qu’un catalogue de *redshifts* provenant du programme CLASH par Balestra et al. [2016]. Ces données incluent toutes les observations du champ Sud de l’amas (MACS0416S, programme ID 094.A-0525) mais seulement la partie GTO des observations du pointé Nord (MACS0416N, programme ID 094.A-0115). Etant donné que les deux pointés MUSE sont disjoints, nous avons

traité les deux pointés en deux catalogues distincts (mais un seul modèle d'amas). Dans la partie Sud, nous avons de légères différences en *redshift* pour 5 sources en commun (avec une faible confiance attribuée aux *redshifts*, $zconf = 1$). Un émetteur Lyman- α (CLASHVLTJ041608.03-240528.1 at $z = 4.848$) n'a pas été détecté par *muselet* dans notre catalogue, mais a été confirmé visuellement à partir du cube NB ($zconf = 1$). Nous avons identifié neuf systèmes multiples supplémentaires, produisant au total vingt-deux images qui n'étaient pas incluses dans les précédents modèles publiés. Dans la partie Nord du champ, les données MUSE utilisées dans notre analyse sont donc plus profondes que les données acquises par le GTO, puisque nous avons inclus sept heures d'observations provenant d'un autre programme. Nous n'avons découvert aucun désaccord dans les sources que nous avons en commun avec le précédent catalogue de [Caminha et al. \[2017a\]](#). [Vanzella et al. \[2020b\]](#) présente une source à *redshift* $z = 6.63$ qui a également été identifiée à ce *redshift* dans notre catalogue. Les nouvelles données plus profondes nous ont permis de détecter quinze nouveaux systèmes multiples et trente-trois images, dont onze systèmes sont constitués de faibles émetteurs Lyman- α . Une autre équipe étudiant cet amas a soumis leur papier seulement quelques jours avant nous. [Vanzella et al. \[2020a\]](#) y présentent une analyse détaillée de l'amas MACS0416 (incluant toutes les données MUSE disponibles, comme nous). Ils y ont détecté les contre-images de six systèmes dans la partie nord, qui n'étaient originellement pas inclus dans notre catalogue. Nous avons confirmé ces détections et ajouté ces sources au catalogue. De plus, ils ont détecté un système de trois images, présent à la fois dans les deux pointés, que nous avons également ajouté à notre catalogue. Enfin nous avons détecté seize systèmes multiples de plus, non inclus dans [Vanzella et al. \[2020a\]](#), pour lesquels un *redshift* spectroscopique est défini. Sept de ces systèmes sont détectés dans la partie nord de l'amas. Finalement, comme pour les amas A370 et A2744, nous avons croisé nos catalogues avec le catalogue de GLASS publié par [Hoag et al., 2016](#), et n'avons trouvé aucune différence en *redshift*.

MACS1206 : [Caminha et al. \[2017b\]](#) a présenté une analyse des mêmes données MUSE que nous avons utilisé ici. Leur catalogue spectroscopique n'étant pas encore public, nous n'avons pu croiser le nôtre qu'avec leur liste d'images multiples. Nous avons retrouvé tous les systèmes possédant un *redshift* spectroscopique utilisé dans leur modèle d'amas. De plus nous avons identifié huit nouveaux systèmes multiples (21 images au total). Ces 21 images sont en grande majorité des émetteurs Lyman- α diffus ou étendus, détectés uniquement par MUSELET. Ces *redshifts* ont été confirmés par le modèle de masse.

RXJ1347 : [Caminha et al. \[2019b\]](#) présente une analyse de précédentes observations de l'amas RXJ1347, restreintes au quadrant supérieur gauche de la mosaïque, acquises avec MUSE dans le mode WFM-NOAO-N. Nous avons comparé notre catalogue avec leur catalogue public ainsi qu'avec les contraintes utilisées dans leur modèle de masse, basé sur huit systèmes d'images multiples, dont seulement quatre ont un *redshift* systémique. Toutes les sources publiées ont également été détectées dans notre catalogue et nous n'avons notifié aucune incohérence en *redshift*. L'analyse de la mosaïque complète de cet amas nous a permis d'accroître substantiellement le nombre de *redshifts* spectroscopiques et de systèmes multiples, nous avons identifié 25 nouveaux systèmes multiples produisant au total 119 images. Enfin, aucune incohérence en *redshift* n'a été détectée avec le catalogue de GLASS.

MACS0329 : [Caminha et al. \[2019b\]](#) présente une analyse du même jeu de données MUSE sur l'amas MACS0329. Après comparaison des deux catalogues de *redshifts*, nous avons identifié une source à $z = 2.919$ présentant une émission Lyman- α diffuse que nous n'avions pas détectée avec MUSELET. Nous avons confirmé grâce au modèle de masse qu'il s'agit d'un système multiple associé à une source de notre catalogue M129. Cependant leurs prédictions sont trop incertaines pour être incluses comme contraintes dans le modèle d'amas. De plus, nous avons identifié deux paires d'images multiples (émetteur Lyman- α) incluses dans notre modèle de masse, qui n'avait

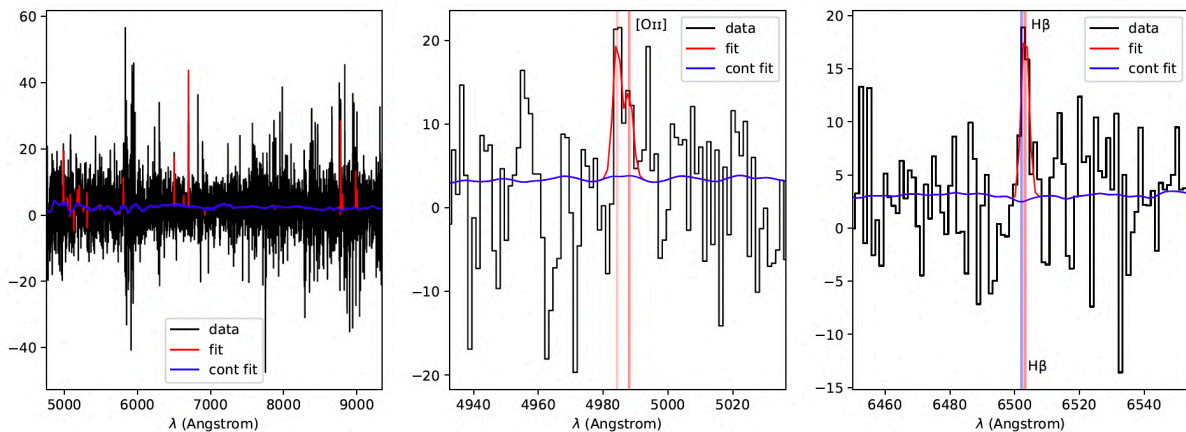


FIGURE 3.11 – Exemple d’ajustement de raies effectué avec PYPLATEFIT. La ligne bleue représente l’ajustement du *continuum* et les lignes rouges les raies d’émission mesurées.

pas été utilisées comme contrainte dans le modèle de [Caminha et al. \[2019b\]](#). Dans les deux cas, une image du système avait été détectée dans les deux catalogues. Nous avons également identifié 11 émetteurs Lyman- α (avec $zconf = 1$) non détectés dans leur catalogue (sans prédiction d’image multiple) ainsi qu’un émetteur [O II] ($zconf = 3$) à $z = 0.963$.

AS1063 : Un premier catalogue de *redshifts* avait été publié par [Karman et al. \[2017\]](#). Le nouveau catalogue, basé sur les mêmes données mais une nouvelle réduction, contient 6 nouveaux systèmes multiples produisant en tout 18 images.

A2390 et A2667 : Ces deux amas ont déjà été publiés par [de La Vieuville et al. \[2019b\]](#). La nouvelle réduction des données a permis d’identifier 3 nouveaux systèmes (produisant 8 images) dans A2390 et 3 nouveaux systèmes (produisant 5 images) dans A2667.

3.3.8 Analyse spectrale

En fonction des sources, l’origine physique des schémas spectraux ayant permis la mesure des *redshifts* est très différente selon qu’il s’agit de raies d’émission nébulaires (He II, [O II], [O III], C IV, C III...), de la raie Lyman- α , de raies d’absorption de l’ISM (Si II, C I...) ou des raies d’absorption K, H et Ca pour les galaxies d’amas. Tous ces *redshifts*, en plus de ceux manuellement ajustés, ne procurent donc pas une mesure et une précision uniforme du *redshift* des sources. De plus, aucune incertitude sur le *redshift* n’est fournie par MARZ. Afin de choisir, le cas échéant, le *redshift* le plus pertinent et obtenir une bonne estimation de l’erreur sur celui-ci, nous avons utilisé l’outil python PYPLATEFIT, développé pour les champs profonds de MUSE (Bacon et al. in prep.). Nous avons appliqué PYPLATEFIT sur les spectres avec soustraction de ciel et pondération produits par CATALOG_BUILDER. PYPLATEFIT est une version simplifiée en python de l’outil IDL original PLATEFIT développé par [Tremonti et al. \[2004\]](#) et [Brinchmann et al. \[2004\]](#) pour le projet SDSS. PYPLATEFIT réalise un ajustement global du *continuum* du spectre et ajuste ensuite les raies d’émission avec un modèle Gaussien (ou Gaussien asymétrique pour la raie Lyman- α). De multiples *redshifts* sont ainsi estimés pour chaque famille de raies (nébulaires, Balmer, Lyman- α , raies d’absorption de l’ISM...). Les ajustements de raies sont exécutés grâce au module python LMFIT. Les meilleures valeurs et erreurs sur les *redshifts* et les paramètres des raies (flux, S/N, largeurs équivalentes) sont mesurées grâce à la technique du *bootstrap*.

3.4 Construction des modèles d'amas

Pour être en mesure d'estimer les paramètres intrinsèques des galaxies, nous devons dans un premier temps mesurer et corriger l'effet de lentille gravitationnelle subi par chaque source située derrière l'amas. A cette fin, nous devons estimer à la fois le facteur d'amplification et la déformation morphologique subie. Dans ce but, nous avons construit pour chaque amas un modèle paramétrique de la distribution de masse grâce à l'outil LENSTOOL (présenté dans la Section 2.3). Le grand nombre d'images multiples identifiées dans les catalogues, nous avons pu construire pour chaque amas un modèle de masse très précis.

3.4.1 Paramétrisation des modèles

Afin de réduire les incertitudes des modèles de masses, seuls les systèmes multiples avec un *redshift* avec $z_{conf} > 1$ ont été utilisés pour l'optimisation des paramètres. Pour chaque amas, ont été inclus au maximum trois larges (de l'ordre de grandeur de l'amas, $r \sim 500 - 1000$ kpc) profils dPIE (pour *double Pseudo Isothermal Elliptical* en anglais) modélisant la distribution moyenne de matière noire dans l'amas. De plus, un profil dPIE a été assigné à chaque galaxie d'amas identifiée, représentant les sous-structures de l'amas à l'échelle des galaxies. Le rayon de coupure des composantes de matière noire a été fixé à 1 Mpc (e.g. [Limousin et al. 2007](#)), puisque ce paramètre n'est généralement pas contraint par le *strong lensing*. Les autres paramètres varient librement. Les potentiels de masse, représentant les galaxies d'amas à l'échelle individuelle, sont sélectionnées à partir de la séquence rouge de l'amas (voir Section 2.3), identifiée par un diagramme couleur-magnitude obtenu à partir des images HST disponibles. Pour les nouveaux modèles d'amas, les galaxies ont été sélectionnées à partir de diagrammes couleur-magnitude F606W-F814W vs F160W, jusqu'à $0.01 L^*$, où L^* est la luminosité caractéristique au *redshift* de l'amas, estimée à partir de la fonction de luminosité de [Lin et al. \[2006\]](#). Les galaxies ainsi sélectionnés, présentes dans les catalogues de *redshift* MUSE; ont été toutes vérifiées. Pour réduire le nombre de paramètres libres du modèle (et donc accélérer l'optimisation), les paramètres morphologiques des potentiels de ces galaxies (position x_c, y_c , ellipticité e et angle θ) sont supposés suivre la forme de leur distribution de lumière et on utilise aussi les relations d'échelle suivantes :

$$r_{\text{core}} = 0.15 \text{ kpc}, r_{\text{cut}} = r_{\text{cut}}^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1/2}, \sigma_0 = \sigma_0^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^{1/4} \quad (3.3)$$

Cette relation, provenant de [Faber and Jackson \[1976\]](#), utilise les relations entre les galaxies elliptiques et fait l'hypothèse d'un rapport de masse sur lumière constant entre les galaxies. Les modèles sont construits selon un processus itératif. Dans un premier temps, un seul potentiel dPIE est utilisé pour modéliser la composante principale de matière noire, avec seulement quelques systèmes multiples (les plus brillants) comme contraintes. Les autres systèmes multiples sont successivement testés puis ajoutés comme contraintes et un deuxième (et dans certains cas un troisième) potentiel dPIE est ajouté, quand celui-ci montre un effet important sur le modèle, en réduisant la *rms* finale rms_{model} . Puisque dans la plupart des cas, les galaxies d'amas suivent les relations d'échelle présentées dans l'équation 3.3, nous n'optimisons pas la masse de chaque potentiel galactique individuellement, mais seulement les paramètres de la relation d'échelle. Cependant dans certains cas, nous sortons une galaxie de cette relation d'échelles pour optimiser tout ou partie de ses paramètres indépendamment. Tel est le cas par exemple des BCG (*Brighth Center Galaxy*), qui sont connues pour ne pas suivre nécessairement les relations d'échelle des galaxies elliptiques et impacter fortement les modèles de masse; ou encore des galaxies d'amas extrêmement proches d'une ou plusieurs images multiples ($< \sim 5''$) et qui influencent localement la position des images multiples (et produisent dans certains cas un effet de *galaxy-galaxy lensing*). En outre, certains objets situés devant ou derrière l'amas, produisant localement un effet de lentille gravitationnelle observable sur au moins un système multiple, sont ajoutés au modèle en dehors de la relation

d'échelle (σ_0^* , r_{cut}^*). Enfin, dans les amas les plus complexes (A370, MACS1206, RXJ1347), un potentiel de cisaillement extérieur a été ajouté, modélisant ainsi l'effet (non-négligeable dans ces trois cas) indirect de l'environnement proche. Ces potentiels appliquent un cisaillement γ_{ext} à un angle Φ_{ext} uniforme dans tout le champ, et n'ajoutent aucune masse au modèle (Mahler et al. 2018 et Lagattuta et al. 2019)

3.4.2 Modèles d'amas finaux

La Table 3.4 résume, pour chaque amas, le nombre de contraintes utilisées (systèmes et images) ainsi que la *rms* finale du modèle. La liste complète des images multiples de chaque amas, et les paramètres finaux de chaque modèle sont présentés en annexe. Les modèles présentés ici sont parmi les mieux contraints (en nombre d'images multiples) qui existent. En effet un tel niveau de contraintes n'existe que pour les amas du programme *FF* qui ont des données HST extrêmement profondes (dont font partie A2744, MACS1206, MACS0416 et AS1063). Cependant, dans notre cas, grâce aux données MUSE, plusieurs amas avec des données HST très peu profondes sont très bien contraints. Par exemple, l'amas MACS0257 de notre échantillon comprend 25 systèmes multiples produisant 81 images, détectées dans un seul champ MUSE d'1 arcminute². Ces contraintes sont complètement dominées par les émetteurs Lyman- α , très faibles, donc difficiles à identifier dans HST, mais facilement révélées dans les données MUSE. Une telle quantité de contraintes permet de mesurer avec précision le profil de masse des amas, avec une erreur statistique typique inférieure à 1% (e.g. Jauzac et al. 2014, Caminha et al. 2019a). L'amélioration des modèles, entre les précédents et les modèles finaux obtenus grâce aux données MUSE, est typiquement d'un facteur 5 en *rms* (e.g. Richard et al. 2015). Ces nouveaux modèles extrêmement contraints, peuvent avoir beaucoup d'applications différentes; ils permettent par exemple de tester différentes paramétrisations des modèles de masse ou bien d'étudier les effets de ligne de visée, toujours dans le but de réduire encore les *rms* et les systématiques des modèles. Plusieurs de ces effets sont discutés pour les amas A2744 et A370 dans Mahler et al. [2018] et Lagattuta et al. [2019] respectivement. Une piste pour améliorer la *rms* finale des modèles est la combinaison de modèles de masse paramétriques et non-paramétriques (à partir de grilles) en utilisant une approche perturbative (Beauchesne et al. 2021).

3.5 Echantillon final

3.5.1 Distribution en *redshifts*

L'échantillon final de *redshifts* spectroscopiques pour les 17 amas contient plus de 4600 sources avec un *zconf* > 1 (galaxies ou étoiles d'avant-plan, galaxies d'amas ou bien objets situés derrière l'amas, à plus grand *redshift*). Les galaxies d'amas dominent très largement la distribution en *redshifts*, représentant $\sim 40\%$ de l'échantillon total. La Figure 3.13 représente la distribution totale en *redshifts* des sources. La figure de gauche représente la distribution en *redshifts* des sources uniques (une seule par système multiple) avec un *redshift* à *zconf* > 1. Le panneau de droite montre la distribution des objets détectés uniquement par MUSELET (sans émission de *continuum*). Ces histogrammes font apparaître plusieurs schémas dans les données, produits soit par les caractéristiques des observations avec MUSE, soit intrinsèques à l'échantillon. Les 17 amas étudiés étant tous situés dans un intervalle plutôt étroit en *redshifts*, on observe un pic proéminent de valeurs autour de $z = 0.4$ qui représente la sur-densité de galaxies d'amas. De la même manière, on observe que les images multiples commencent à représenter une partie significative des sources à partir de $z > 1.8$ (37% des sources). De plus le "désert en *redshift* de MUSE" ($1.5 < z < 2.9$) est clairement visible, avec un déficit en *redshift* et principalement pour les sources MUSELET. Finalement, la distribution en *redshift* à $z > 2.9$ est dominée par les émetteurs Lyman- α , qui sont plus

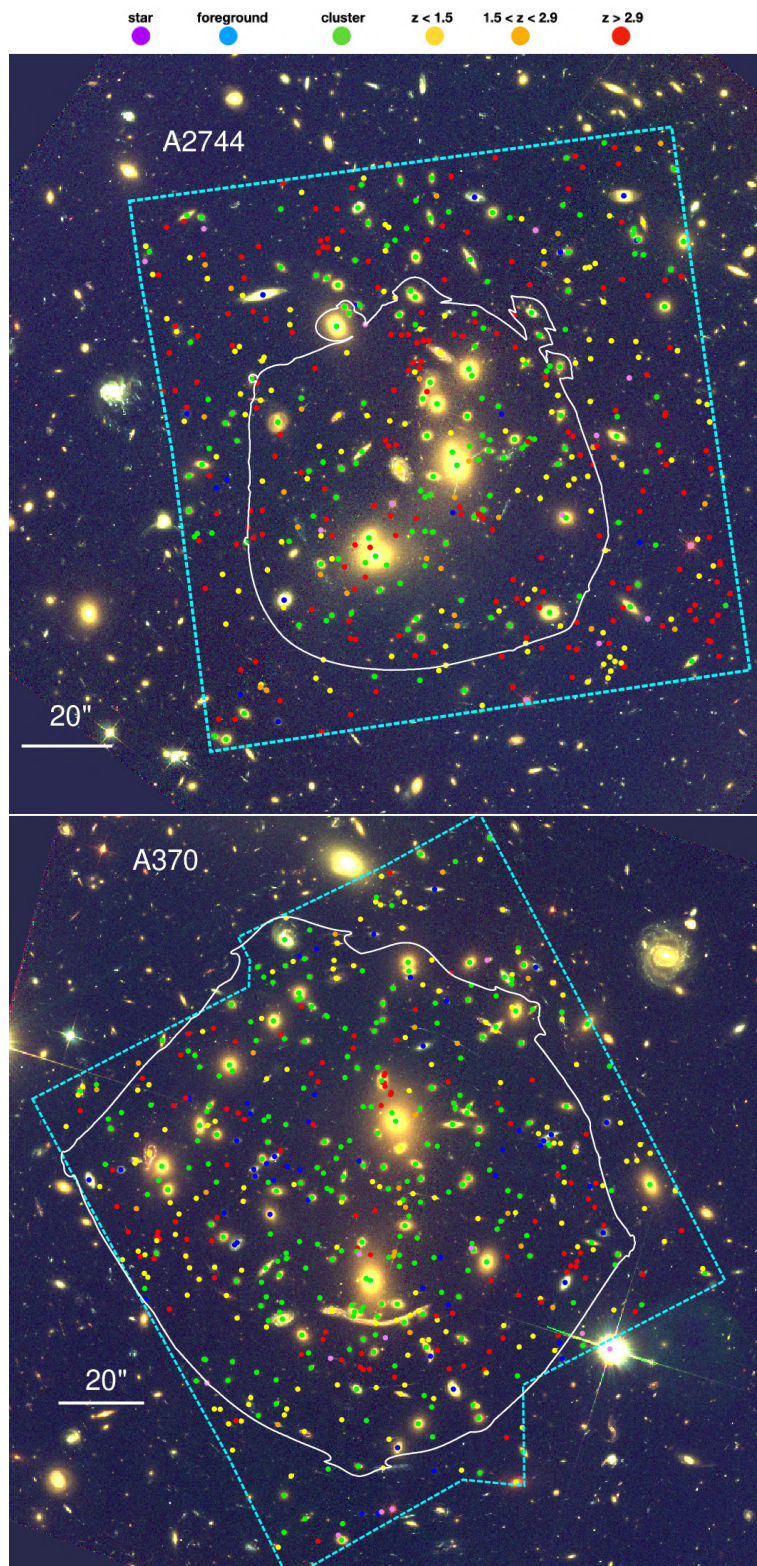


FIGURE 3.12 – Positions des sources possédant un *redshift* spectroscopique, représentées sur une image couleur HST (F606W-F814W-F160W). Le Nord est en haut et l'Est à gauche. Les lignes en cyan représentent le champ de vue des observations MUSE, et les lignes blanches les régions dans lesquelles on s'attend à observer des images multiples.

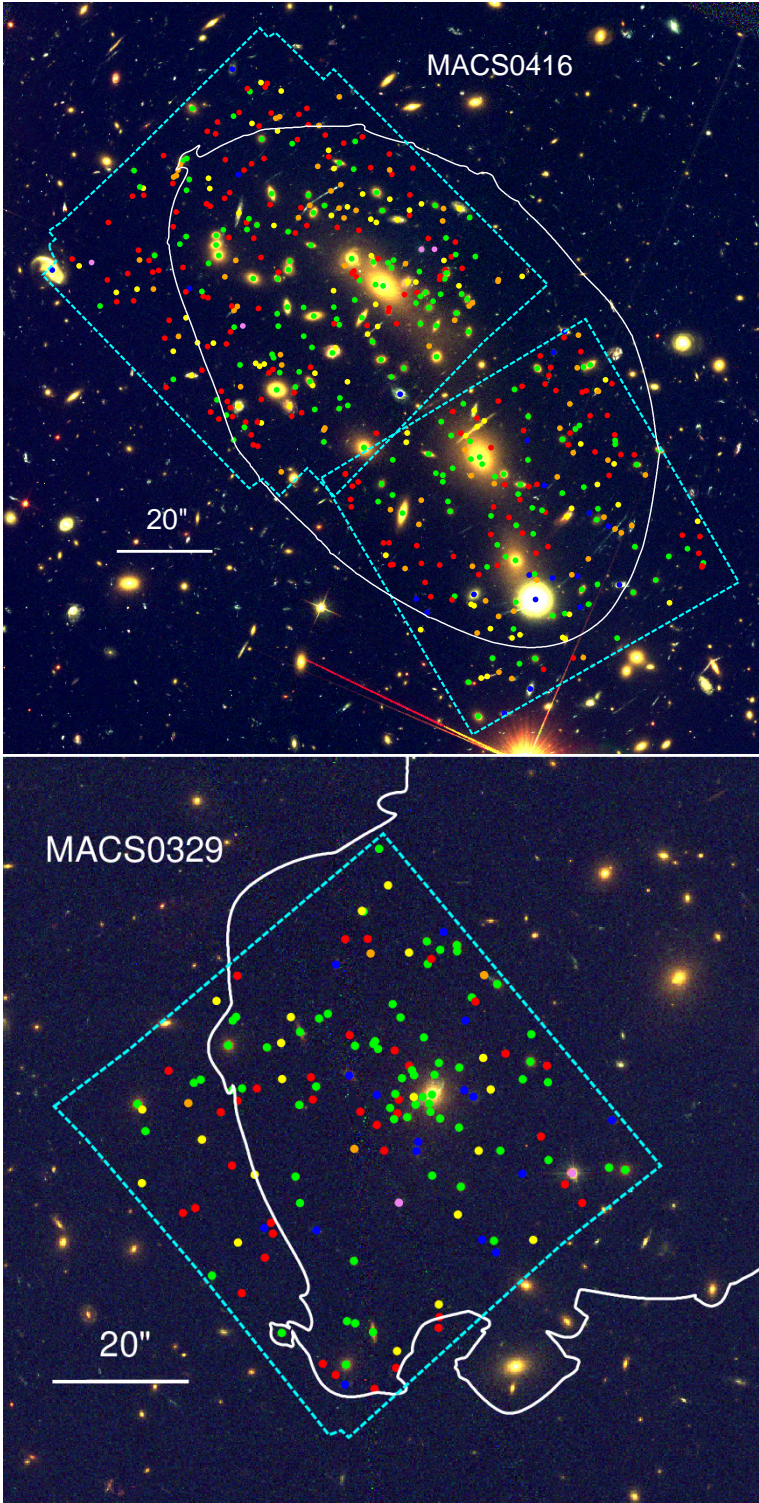


FIGURE 3.12 – (suite de la Figure 3.12)

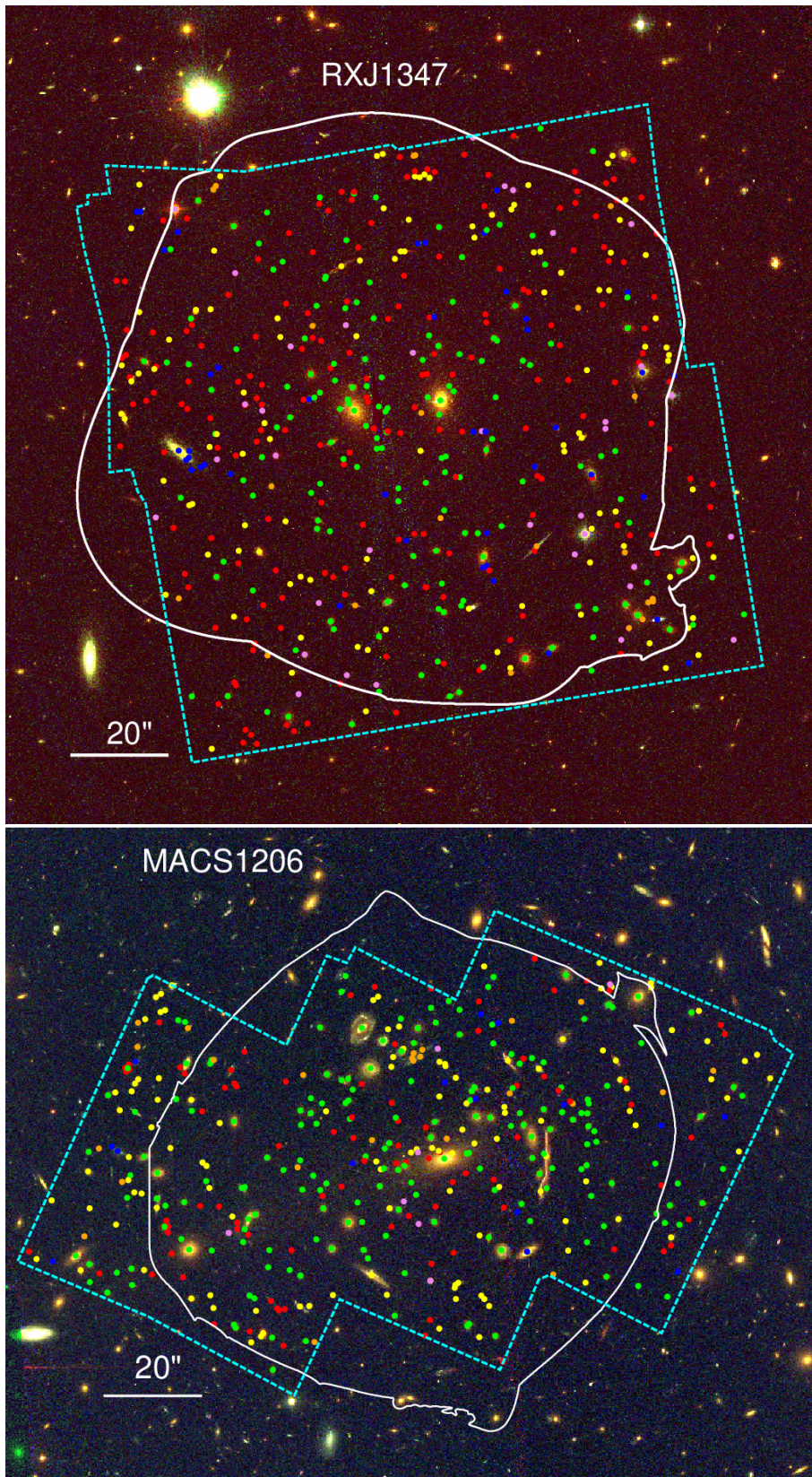


FIGURE 3.12 – (suite de la Figure 3.12)

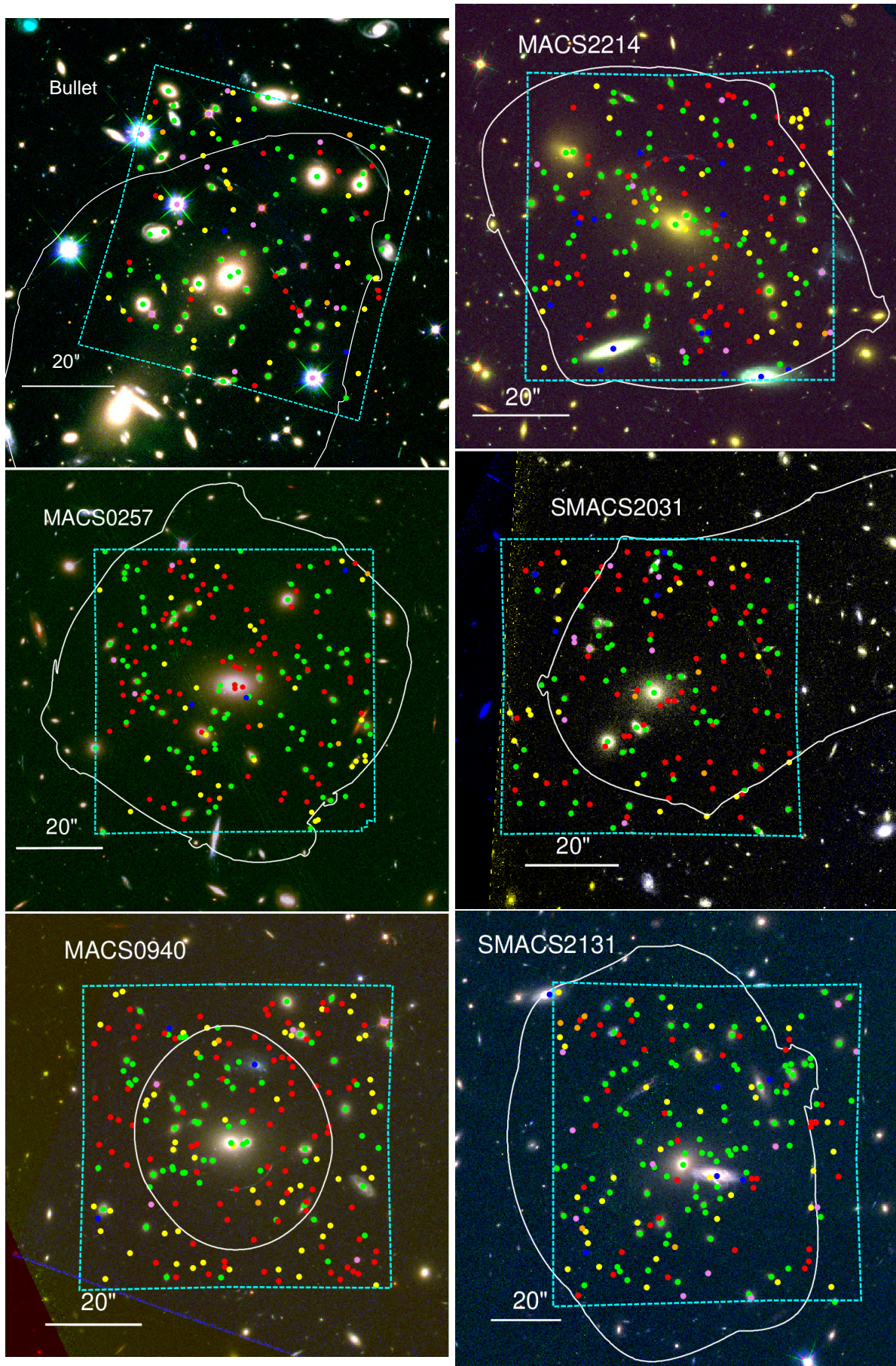


FIGURE 3.12 – (suite de la Figure 3.12)

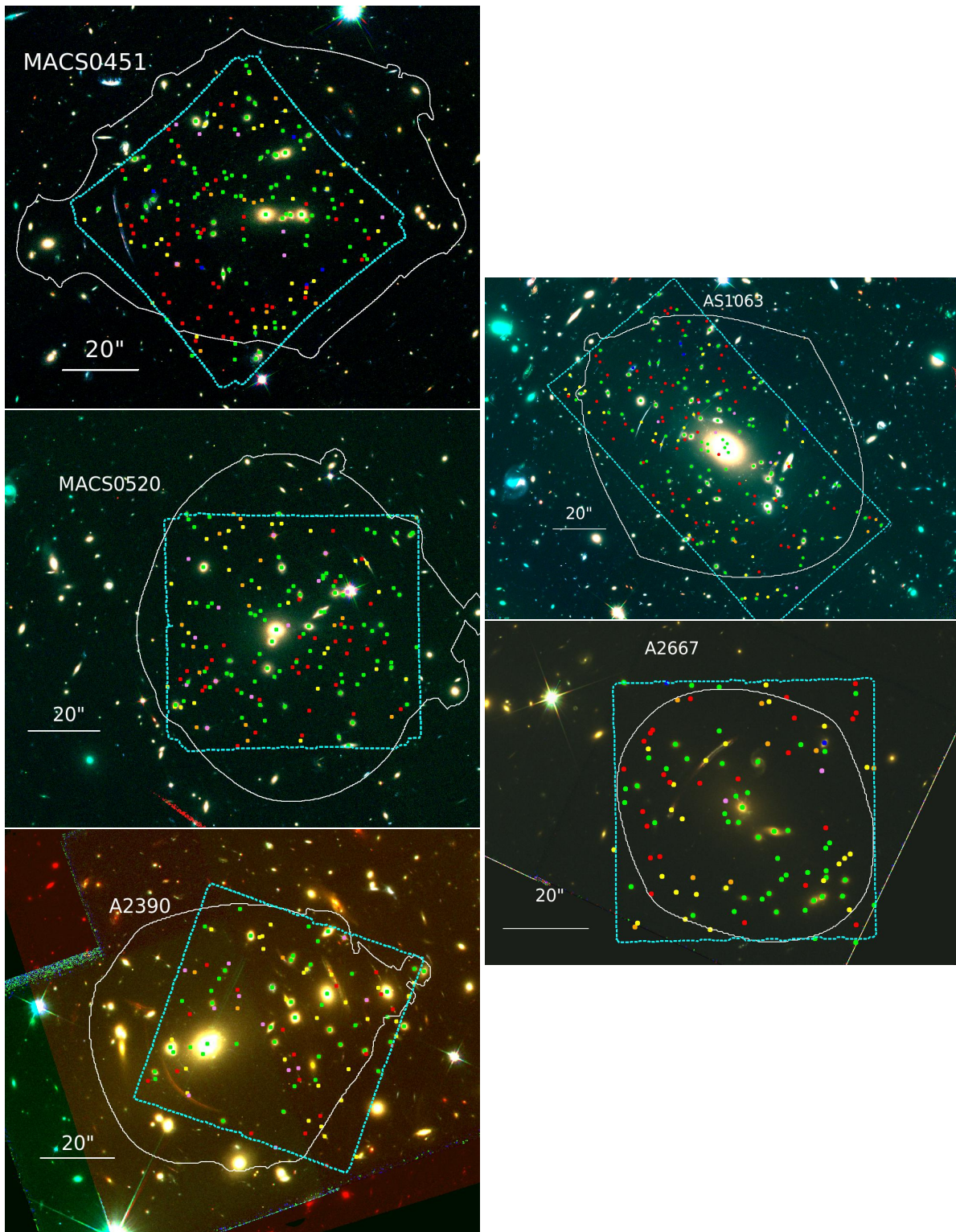


FIGURE 3.12 – (suite de la Figure 3.12)

Cluster	Nsys	Nimg	rms _{model} ["]	$\theta_E(z=4)$ ["]	$M(\theta < \theta_E(z=4))$ [$10^{14} M_\odot$]	σ_{model} [km s^{-1}]	σ_{dynamics} [km s^{-1}]
A2744	29 (29)	83 (83)	0.67	23.9	0.62±0.04	1394±37	1357±138
A370	45 (39)	137 (122)	0.78	39.5	2.53±0.03	1976±50	1789±109
MACS0257	25 (25)	81 (78)	0.78	28.1	1.10±0.02	1487±30	1633±164
MACS0329	9 (8)	24 (21)	0.53	29.9	1.56±0.08	1621±68	1231±130
MACS0416	71 (71)	198 (198)	0.58	29.9	1.05±0.04	1559±25	1277±93
MACS0451	27 (26)	68 (65)	0.74	29.8	1.42±0.03	1567±73	1353±246
MACS0520	14 (14)	41(41)	0.74	30.1	1.34±0.04	1543±9	1521±145
BULLET	15 (5)	40 (15)	0.39	25.8	0.73±0.02	1601±90	1283±273
MACS0940	7 (7)	22 (22)	0.23	10.9	0.17±0.01	859±291	856±192
MACS1206	37 (36)	113 (110)	0.52	31.5	1.76±0.06	1603±69	1842±184
RXJ1347	36 (35)	121 (119)	0.84	38.6	2.75±0.02	1684±48	1097±121
SMACS2031	13 (13)	46 (45)	0.33	26.1	0.76±0.05	1683±24	1531±210
SMACS2131	10 (10)	28 (29)	0.79	24.4	1.08±0.05	1270±40	1378±408
A2390	14 (11)	37 (29)	0.47	23.2	0.50±0.02	2059±56	1084±259
MACS2214	15 (15)	46 (46)	0.41	22.5	0.99±0.02	1578±60	1359±224
AS1063	19 (19)	50 (50)	0.93	34.2	1.66±0.03	1758±9	1483±244
A2667	11 (9)	29 (25)	0.47	19.3	0.37±0.02	1420±5	633±297
Total	312 (293)	939 (888)	–	–	–	–	–

TABLE 3.4 – Propriétés moyennes des modèles de masse. De la gauche vers la droite : nombre de systèmes multiples, nombre total d’images, rms globale du modèle, rayon d’Einstein à $z = 4$, masse totale contenue à l’intérieur du rayon d’Einstein, dispersion globale des vitesses mesurée à partir du modèle de masse. Les nombres affichés en gras représentent les systèmes (images) confirmées par un *redshift* spectroscopique.

aisément détectés entre les raies du ciel. Cela produit des lacunes dans la distribution en *redshifts*, aux positions des raies du ciel, en particulier à $z \sim 4.6$ et $z > 5.8$.

3.5.2 Distribution des amplifications

Grâce aux modèles de masse des amas de galaxies, on peut mesurer pour chaque objet le facteur d’amplification, valeur cruciale lorsque l’on veut mesurer les propriétés intrinsèques des galaxies (masse stellaire, luminosité, taille et morphologie, SFR...). En première approximation, LENSTOOL permet de mesurer l’amplification à une position donnée pour un *redshift* précis. Ces valeurs sont généralement bien contraintes, et dans ce cas peuvent être interprétées comme la valeur moyenne de l’amplification dans toute l’image. Cependant pour les images multiples qui se forment à proximité des lignes critiques, la valeur d’amplification varie fortement d’un bout à l’autre de l’image. Dans ce cas, les valeurs mesurées par LENSTOOL ont tendance à être largement surestimées (cela concerne les facteurs d’amplification $\mu > 25$, cet effet est approfondi dans le Section 5.6.2). La Figure 3.14 présente la distribution des amplifications mesurées par LENSTOOL pour l’ensemble des images des sources situées en arrière-plan des amas. L’amplification minimum atteinte dépend de la couverture spatiale des observations MUSE sur l’amas, mais se situe en moyenne à $\mu \sim 1.5 - 2$. La distribution des $N(\mu)$ à $\mu > 2$ suit très clairement une loi de puissance d’exposant $\mu^{-2.02 \pm 0.09}$. Cette valeur est très proche de la valeur prédite par les travaux théoriques $\tau \propto \mu^{-2}$ [Blandford and Narayan, 1986] dans le cas de distributions de masse lissées telles qu’utilisées dans nos modèles. Le processus de détections des sources lentillées dans MUSE est ainsi validé, l’absence d’objets à très forte amplification provient de la nature résolue (non ponctuelle) des images.

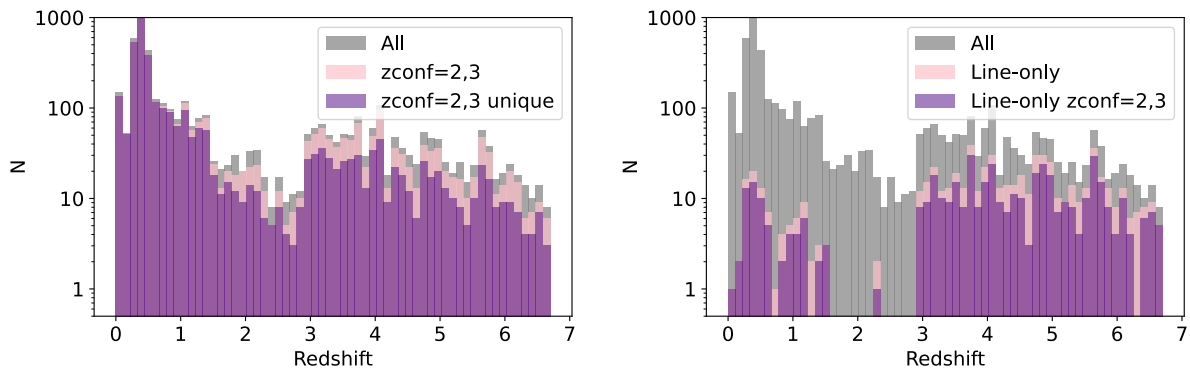


FIGURE 3.13 – Distribution en *redshifts* de l'échantillon final. Le panneau de gauche montre la distribution totale des *redshifts* mesurés grâce à MUSE. Le panneau de droite représente la distribution des *redshifts* pour les sources MUSELET. Le gris représente tous les *redshifts* mesurés, le rose les valeurs avec $zconf > 1$ et le violet les valeurs avec $zconf > 1$ après association des images multiples.

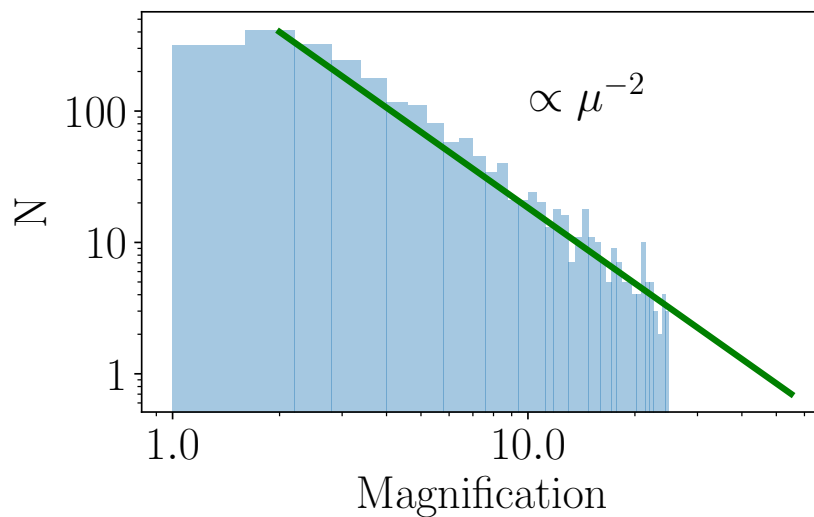


FIGURE 3.14 – Distribution des amplifications mesurées avec LENSTOOL pour toutes les sources lentillées des catalogues.

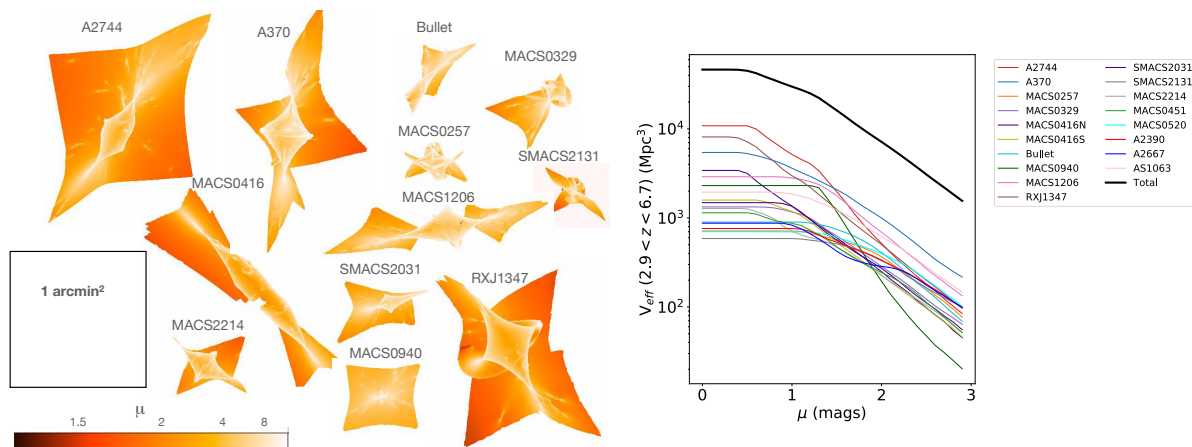


FIGURE 3.15 – *Gauche* : Surface effective dans le plan source à $z = 4$ de chaque amas, représentée en fonction de l’amplification maximale atteinte à chaque position. Le carré noir représente 1 arcmin². *Droite* : Volume effectif sondé à $2.9 < z < 6.7$ avec MUSE pour les émetteurs Lyman- α , en fonction de l’amplification de l’image la plus brillante.

3.5.3 Volume de l’échantillon

Un autre paramètre important concernant cet échantillon est le volume total d’Univers sondé par ces observations, i.e la surface dans le plan source couverte par les observations MUSE (dépendant du *redshift*). En effet l’aire intrinsèquement sondée diffère de l’aire observée dans le plan image (c’est-à-dire le champ de vue de MUSE) grâce à l’effet de lentille gravitationnelle. La surface effective sondée est réduite d’un facteur équivalent à l’amplification par rapport à la surface observée, ce qui diminue le volume véritable de l’échantillon. La Figure 3.15 représente pour chaque amas, la surface dans le plan source à $z = 4$ (*redshift* typique des émetteurs Lyman- α), l’échelle en couleur représentant le facteur maximal d’amplification atteint à chaque position (sachant que les sources se situant dans la zone d’images multiples auront plusieurs valeurs d’amplification en fonction des images produites). Dans la figure les régions de très grandes amplifications (en blanc) suivent les lignes caustiques dans le plan source (voir Section 2.2.1).

Comparée à la surface totale observée avec MUSE de ~ 30 arcmin² sur le ciel, la surface effective sondée dans le plan source (mesurée à $z = 4$) est six fois plus petite. A partir de cette valeur dans le plan source, nous avons mesuré le volume d’Univers total couvert pour les sources à $2.9 < z < 6.7$ (émetteurs Lyman- α), en fonction de l’amplification gravitationnelle. Cette valeur est extrêmement importante quand on étudie la fonction de luminosité des émetteurs Lyman- α lentillés (Bina et al. 2016, de La Vieuville et al. 2019a) comparée à celle mesurée dans les champs vides (Drake et al. 2017, Herenz et al. 2019). On observe de fortes variations de volume d’un amas à un autre, dues à la géométrie des lignes caustiques de chaque amas et de la couverture des observations MUSE sur l’amas. Le volume varie ainsi de 600 à 10000 Mpc³ comobiles. Une mesure plus précise du volume nécessiterait une estimation plus précise de la fonction de complétude qui tiendrait compte des variations spatiales du temps d’exposition de MUSE et de l’évolution de bruit en fonction de la longueur d’onde dans les cubes, mais se situe en dehors de l’objectif de cette thèse. Cependant, les variations observées ici permettent déjà d’expliquer les différences de quantité d’émetteurs Lyman- α observées d’un amas à l’autre par de La Vieuville et al. [2019a]. Cet effet a été particulièrement étudié par de La Vieuville et al. [2019a] pour modéliser la fonction de complétude des observations de galaxies à grand *redshift* dans les champs d’amas.

Chapitre 4

The Lensed Lyman-Alpha MUSE Arc Survey (LLAMAS)

*Quel dieu, quel moissonneur de l'éternel
été
Avait, en s'en allant, négligemment jeté
Cette faucille d'or dans le champ des
étoiles.*

Victor Hugo, Booz endormi

Les catalogues construits grâce aux observations des amas de galaxies avec MUSE contiennent une grande quantité d'émetteurs Lyman- α très brillants et dont les images de certains sont très étendues. Au total, ces observations m'ont permis d'identifier 602 émetteurs Lyman- α individuels (produisant 959 images). Cet échantillon, que j'ai appelé *the Lensed Lyman-Alpha MUSE Arc Survey* (LLAMAS), représente le premier échantillon aussi grand d'émetteurs Lyman- α amplifiés par effet de lentille gravitationnelle. Il est suffisamment important pour pratiquer une étude statistique des propriétés des LAEs, et particulièrement des LAEs de faible masse à grand *redshift*. Ce chapitre présente les propriétés globales de cet échantillon et sa situation par rapport aux autres échantillons de LAEs à grand *redshift* existant.

4.1 Sélection des émetteurs Lyman- α

Je suis partie des catalogues de *redshifts* des 17 amas étudiés (cf Chapitre 3) pour construire l'échantillon LLAMAS. La sélection des émetteurs Lyman- α parmi tous les objets détectés et répertoriés dans les catalogues est dans un premier temps basée uniquement sur les *redshifts* des sources. Toutes les sources avec un *redshift* supérieur à 2.9, une valeur de *zconf* supérieure à 1 (i.e. dont le *redshift* est robuste, cf Section 3.3.5) et une raie Lyman- α identifiée dans les catalogues avec au minimum $S/N = 3$ ont été considérées comme des candidats émetteurs Lyman- α : 634 objets (représentant 1029 images) ont ainsi été sélectionnés. Parmi ces objets, 4 ont été retirés car ils étaient trop proches du bord du cube ce qui implique qu'une partie de l'émission Lyman- α était manquante. De plus, 2 objets ont été retirés car la raie Lyman- α n'était détectée que partiellement dans les premières tranches spectrales du cube. Lorsqu'une image se trouve très proche d'une autre source (notamment des galaxies d'amas), ces objets sont conservés dans le catalogue à partir du moment où la raie Lyman- α correspond aux critères mentionnés ci-dessus. En revanche, ces images seront revues et potentiellement écartées de l'étude spatiale dans le chapitre suivant. Grâce à la multiplication des images produites par l'effet de lentille gravitationnelle, supprimer une image trop contaminée, trop faible ou située trop au bord du cube, ne revient pas systématiquement à retirer un objet complet du catalogue. Au final, cette première sélection n'a retiré que 1% des LAEs du catalogue initial.

4.1.1 Mesure des propriétés spectrales des LAEs

Afin d'étudier les propriétés globales des émetteurs Lyman- α , je cherche dans un premier temps à mesurer les propriétés spectrales de la raie Lyman- α de chaque galaxie. Le profil de la raie Lyman- α n'est, dans la majorité des cas, pas gaussien, comme le sont les autres raies d'émission communément observées, mais la raie exhibe un profil souvent fortement asymétrique, voire dans quelques cas un deuxième pic d'émission. En effet, comme expliqué dans la Section 1.3.5, les photons Lyman- α peuvent subir beaucoup de diffusions successives avant d'être capables de s'échapper du milieu circumgalactique. Ces multiples diffusions, couplées à l'absorption potentielle de la partie bleue de la raie par le milieu intergalactique, sont supposées être responsables du profil asymétrique observé des raies Lyman- α à grande *redshift*. Cette asymétrie rend un ajustement des raies Lyman- α avec un profil gaussien très mauvais (utiliser un simple modèle gaussien augmente le χ^2 réduit final d'un facteur 2 à 10 en fonction des cas). Les raies Lyman- α sont donc généralement ajustées avec un profil gaussien asymétrique (Shibuya et al. 2014) tel que :

$$f(\lambda) = A \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2(a(\lambda - \lambda_0) + d)^2}\right) \quad (4.1)$$

avec A l'amplitude, λ_0 la longueur d'onde au pic de la raie et a le paramètre d'asymétrie. La FWHM d'une telle raie s'exprime alors :

$$FWHM = \frac{2\sqrt{2\ln(2)}d}{1 - 2\ln(2)a^2} \quad (4.2)$$

Lorsque $a = 0$ cela revient à utiliser un profil gaussien typique, plus la valeur du paramètre a est grande, plus le modèle est asymétrique. Une galaxie avec un paramètre a négatif présente une asymétrie de la raie vers le bleu, et vers le rouge lorsque a est positif.

Afin de prendre en compte l'émission du continuum des objets, on mesure de chaque côté de la raie (sur 30 tranches du cube, soit 37.5 Å) la moyenne des flux. on ajoute cette valeur au modèle de raie afin de n'ajuster que l'émission de la raie Lyman- α elle-même.

Pour chaque raie on mesure le χ_v^2 final du meilleur modèle :

$$\chi_v^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{(x_i - m_i)^2}{\sigma_i^2}}{N_{\text{points}} - N_{\text{param}}} \quad (4.3)$$

avec x_i les valeurs du spectre observés, m_i les valeurs du meilleur modèle, N_{points} le nombre de points utilisés pour l'ajustement et N_{param} le nombre de paramètres libres.

Certaines raies présentent un profil avec deux pics d'émission distincts (voir Section 6.3 pour plus de détails), dont le rouge est souvent plus proéminent. Dans ces cas là, la présence d'un second pic d'émission du côté bleu de la raie biaise le fit asymétrique, provoque des valeurs d'asymétrie fortement négative (cf dernier panneau de la Figure 4.1) et un très mauvais χ_v^2 . Afin de rendre compte de ces profils particuliers, on applique alors un double modèle gaussien asymétrique, qui est la somme de deux modèles gaussiens asymétriques disjoints. Ce nouveau modèle est appliqué à chaque objet, les résultats ne sont conservés que lorsque que le χ_v^2 final de l'ajustement est amélioré par l'ajout d'un deuxième profil.

Dans un premier temps les raies ajustées sont celles détectées dans les spectres produits par CATALOG_BUILDER et présentés au chapitre 3. Le *redshift* du catalogue est utilisé comme *apriori*

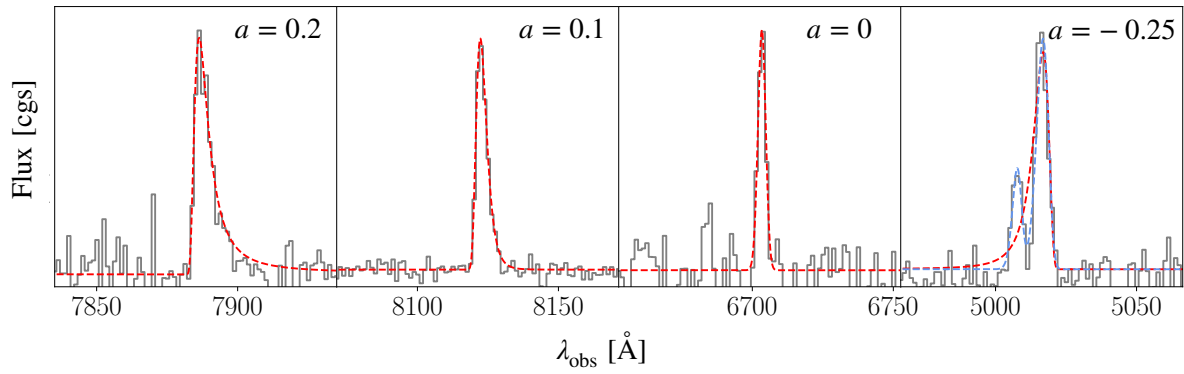


FIGURE 4.1 – Exemples de raies Lyman- α observées dans quatre galaxies différentes de l'amas MACS0940. Dans chaque vignette, le profil rouge représente le meilleur modèle de raie gaussien asymétrique obtenu. Dans le dernier panneau, la courbe bleue représente le double modèle gaussien asymétrique. La valeur du paramètre d'asymétrie a du modèle simple est indiquée pour chaque raie.

sur la position du pic de la raie. Les autres paramètres sont ajustés avec les *a priori* pour tous les objets (7 \AA pour la FWHM et 0.2 pour l'asymétrie, $2 \times 10^{-18} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour le flux).

4.1.2 Création des images en bande étroite

Une fois les raies Lyman- α modélisées, on crée pour chaque détection une image dite en "bande étroite" (NB pour *Narrow-Band* en anglais). La production d'une image NB consiste à sommer les tranches spectrales du cube MUSE formant la raie Lyman- α et à en soustraire l'émission du *continuum* afin d'isoler l'émission de la raie Lyman- α . Le continuum est estimé de chaque côté de la raie Lyman- α dans deux bandes de 100 \AA de longueurs, on mesure la moyenne de ces deux valeurs pour obtenir la valeur finale du continuum à soustraire. Je construis ensuite l'image NB de la manière suivante :

$$flux_{NB,ij} = \left(\sum_{k=1}^{N_k} Flux_{k,ij} - cont_{ij} * N_k \right) \times 1.25A \quad (4.4)$$

avec $Flux_{NB,ij}$ le flux dans le pixel i, j de l'image en NB, $Flux_{k,ij}$ le flux contenu dans le pixel i, j de la tranche en longueur d'onde k du cube, $cont_{ij}$ la valeur du continuum mesuré dans le pixel i, j et enfin N_k le nombre de tranches en longueur d'onde couvert par la raie Lyman- α .

Dans le contexte de cette étude, étant donné que l'on souhaite étudier l'émission Lyman- α à grande distance des galaxies, il est crucial d'obtenir des images en NB de la meilleure qualité possible, c'est-à-dire avec le plus grand rapport S/N possible. Afin d'optimiser le niveau de S/N des images NB, j'optimise la valeur du paramètre N , c'est-à-dire la largeur de la bande en longueur d'onde dans laquelle on somme le flux du cube. Pour chaque objet je crée donc 10 images en NB différentes avec N allant de 2 à 20 pixels spectraux (soit des bandes de 2.5 à 20 \AA de large) centrées autour de la valeur du pic de la raie mesurée lors de l'ajustement du spectre. Je mesure pour chaque image le rapport de S/N dans une ouverture circulaire de $0.7''$ de rayon centrée sur la position de l'image. Seule l'image présentant la plus grande valeur de S/N est conservée pour le reste de l'étude.

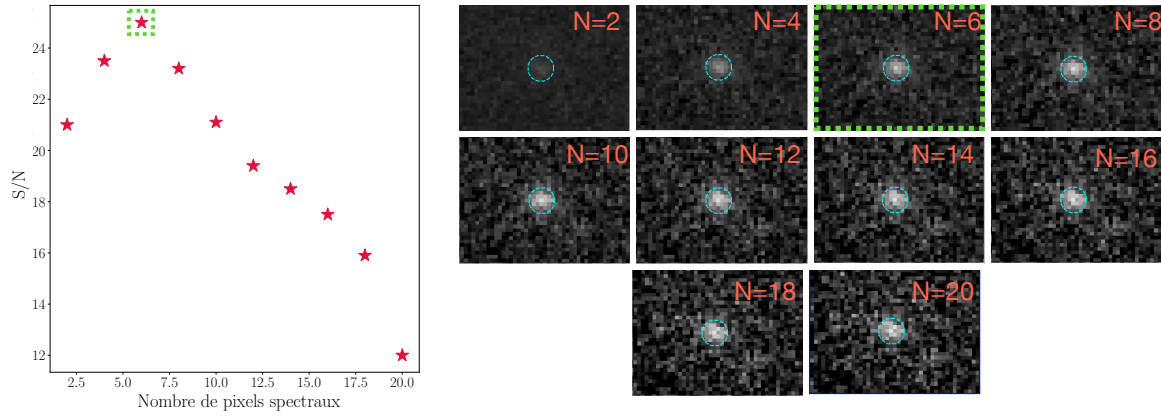


FIGURE 4.2 – Exemple d’optimisation de la largeur d’une image *Narrow-Band* (NB). *Gauche* : valeurs de S/N mesurées dans chaque images NB construite en fonction du nombre de pixels spectraux sommés dans la raie Lyman- α . *Droite* : les 10 images NB construites lors de l’optimisation. Les cercles cyan représentent l’ouverture dans laquelle le rapport S/N a été mesuré. L’image encadrée en vert correspond à l’image présentant le plus grande S/N (encadré en vert sur la figure de gauche).

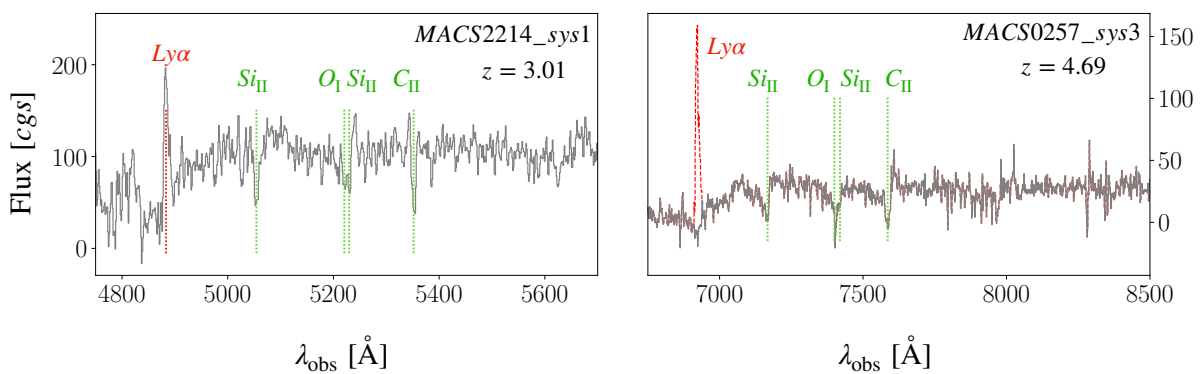


FIGURE 4.3 – Deux exemples de galaxies LBG. *Gauche* : spectre d’une galaxie LBG présentant une raie Lyman- α en émission. *Droite* : spectre d’une galaxie LBG ne présentant pas d’émission Lyman- α . Les raies d’absorptions typiques des galaxies LBG sont indiquées en vert et la position de la raie Lyman- α en rouge.

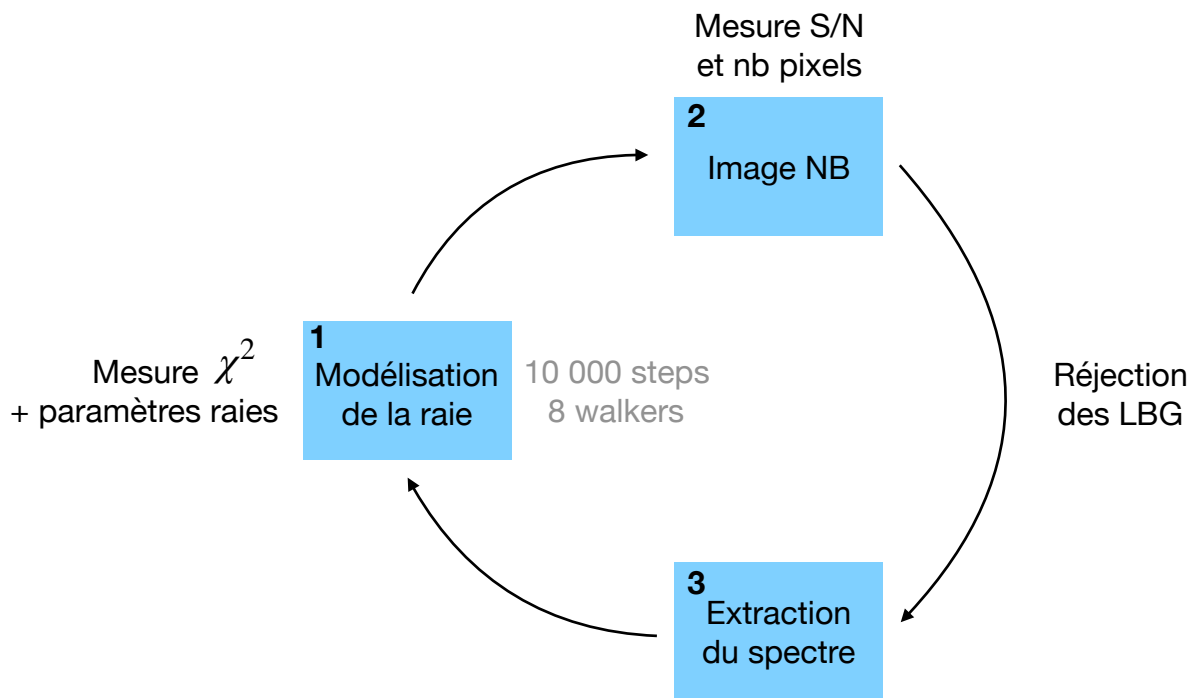


FIGURE 4.4 – Schéma récapitulatif de la première étape de l'étude des LAEs. Le cycle (ajustement de la raie, production des images NB et extraction des spectres) est répété 3 fois afin d'optimiser la qualité des spectres et des images.

4.1.3 Extraction des spectres

Une fois la meilleure image en bande étroite construite, je procède à la ré-extraction du spectre de chaque objet. En effet, les spectres utilisés pour la modélisation de la raie Lyman- α et la construction des images NB sont ceux extraits par CATALOG_BUILDER lors de la construction des catalogues (cf Chapitre 3). Ces spectres sont extraits du cube à partir des images de détection basées sur l'émission HST (donc du continuum) pour les objets PRIOR ou sur l'émission d'une seule tranche en longueur d'onde pour les objets MUSELET. Ils ne contiennent donc pas d'émission Lyman- α étendue loin de la galaxie centrale. Pour extraire toute l'émission Lyman- α détectée de chaque image, je ré-extrais pour chaque image, un nouveau spectre basé sur l'image NB. Après avoir isolé chaque objet spatialement, j'applique à chaque image NB un filtre gaussien avec FWHM=0.4" et somme les spectres provenant de tous les pixels qui présentent un flux $> 2 \times 10^{-20} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. ($5 \times 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}$ en luminosité). En dessous de cette limite, l'ajustement par le modèle de raie ne sera pas concluant et les images NB trop faibles pour être utilisées lors de la modélisation spatiale de l'émission Lyman- α . On soustrait ces nouveaux spectres de l'émission du ciel grâce au cube de ciel estimé par CATALOG_BUILDER lors de la création des catalogues.

4.1.4 Production des spectres et images NB finaux

Afin de produire les meilleurs spectres, modélisations et images NB possibles, je boucle ces trois opérations trois fois pour chaque objet selon le schéma présenté en Figure 4.4. A la fin de cette première étape, 602 objets sont finalement conservés (formant 959 images) et constituent le *Lensed Lyman- α MUSE Arc Sample*. Sur 959 spectres ajustés, 89 modèles présentent un $\chi^2 < 1$ et la valeur moyenne totale est de 1.88; les raies Lyman- α extraites sont donc en moyenne bien modélisées par un modèle gaussien asymétrique. La largeur médiane des images NB finales est

de 6.25 Å, les valeurs allant de 2.5 (correspondant à une raie spectrale non résolue dans MUSE) à 23.75 Å.

4.1.5 Cas particulier des LBGs

Parmi les galaxies sélectionnées en *redshift*, 4 % se sont avérées être des LBGs sans émission Lyman- α détectée (avec $S/N < 3$) dans les catalogues. Lorsqu'une telle galaxie est observée, elle est traitée séparément, le but étant de chercher à savoir si de l'émission Lyman- α étendue est détectable autour de la composante UV. Pour cela, on produit successivement plusieurs images NB (basées sur le *redshift* systémique mesuré grâce aux raies d'absorption de l'ISM) intégrées sur plusieurs largeurs en longueur d'onde différentes (entre 2 et 20 Å). Si aucune émission Lyman- α (avec $S/N > 3$) n'est détectée, alors l'objet est définitivement retiré du catalogue. La Figure 4.3 présente deux galaxies LBGs : la première (à gauche) présente une raie Lyman- α coïncidente spatialement avec la détection UV. La seconde, ne présente initialement aucune émission Lyman- α dans le spectre extrait à partir de la détection UV (spectre représenté en gris). Cependant, on distingue très clairement une forte émission Lyman- α étendue autour de la composante UV. Le nouveau spectre, extrait à partir de l'image NB ainsi construite, montre une raie Lyman- α prééminente (spectre représenté en rouge). Seules deux galaxies ont été ainsi récupérées : une LBG à $z = 4.69$ dans l'amas MACS0257 et une à $z = 3.01$ dans l'amas MACS1206 (objet étudié en détails dans le récent article [Chen et al. 2021a](#)).

4.2 Propriétés globales de l'échantillon

Cette première étape terminée, je dispose maintenant d'un échantillon propre de 602 émetteurs Lyman- α qui constituent l'échantillon LLAMAS. Le LLAMAS représente l'un des rares grands échantillons (i.e. plus de 10 objets) d'émetteurs Lyman- α observés par effet de lentille gravitationnelle et disposant de données à la fois résolues spectralement et spatialement grâce à la combinaison des instruments MUSE et HST à grand *redshift*. Cet échantillon représente donc un moyen unique d'étudier des propriétés à la fois spectrales (grâce au haut rapport signal sur bruit des spectres augmenté par le *lensing*) et morphologiques (grâce à l'amplification et l'étirement gravitationnel) non accessibles dans les études de LAEs non amplifiés. Afin d'interpréter et de comparer ces résultats à ceux obtenus par d'autres échantillons, il est important de situer préalablement l'échantillon LLAMAS par rapport aux autres. Pour cela, on compare les propriétés physiques des galaxies sélectionnées dans le LLAMAS avec celles des autres échantillons (taux de formation stellaire, flux et luminosité Lyman- α , *redshift*, magnitude, largeur équivalente de la raie Lyman- α ...). La Figure 4.5 présente les distributions en *redshift*, amplification de l'échantillon complet, et en magnitude UV pour les galaxies détectées dans les images HST.

4.2.1 Mesure du flux Lyman- α

Grâce à l'ajustement de la raie Lyman- α par le modèle gaussien asymétrique, on obtient pour chaque image une mesure précise du flux Lyman- α total émis par la galaxie. En comparant la distribution des flux Lyman- α observés et intrinsèques (i.e. corrigé de l'amplification gravitationnelle) avec la distribution des flux Lyman- α mesurés dans l'échantillon de l'UDF de MUSE (cf Figure 4.6), on constate que les galaxies de l'échantillon LLAMAS présentent en moyenne une plus faible émission Lyman- α (cf Figure 4.6). Cette tendance confirme que l'effet de lentille gravitationnelle permet de détecter et de caractériser des émetteurs Lyman- α plus faibles et donc probablement des galaxies de plus faible masse. L'étude systématique des propriétés de ces galaxies devraient donc permettre à la fois de confirmer certains résultats obtenus par l'études des LAEs non lentillés mais aussi de vérifier la véracité de ces résultats pour une population de galaxies plus petites et plus faibles. En outre, la partie droite de la Figure 4.6, présente la distribution des

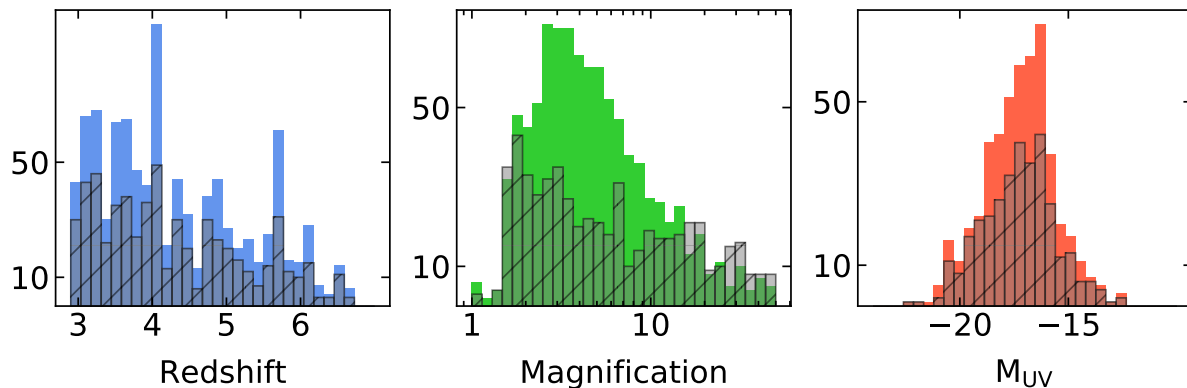


FIGURE 4.5 – Distributions en *redshift*, amplification gravitationnelle et magnitude UV des images Lyman- α de l'échantillon LLAMAS. Les distributions en couleurs représentent les valeurs mesurées sur toutes les images détectées, alors que les distributions grises représentent les distributions après association des images multiples.

luminosités intrinsèques Lyman- α des galaxies de l'UDF et de l'échantillon LLAMAS (respectivement en gris et rouge). Certaines images de l'échantillon LLAMAS ont de très grandes incertitudes sur la mesure de la luminosité, ces barres d'erreurs sont principalement causées par l'erreur sur l'amplification couplée à une forte erreur sur le flux pour les images les plus faibles. On constate que les galaxies LLAMAS présentent en moyenne des luminosités plus faibles que les galaxies de l'UDF, particulièrement entre $z = 5$ et $z = 6.6$. Dans cette gamme de *redshifts*, les seules sources détectées par l'UDF sont très lumineuses (donner valeur moyenne) alors que grâce au *lensing*, on observe des sources à $z > 5$ jusqu'à $L_{\text{Ly}\alpha} = 2 \times 10^{+40} \text{ erg.s}^{-1}$ dans l'échantillon LLAMAS.

4.2.2 Propriétés de l'émission UV

Les images à haute résolution HST de chaque amas permettent d'obtenir une estimation assez précise des paramètres physiques des galaxies de l'échantillon LLAMAS. Grâce aux mesures de photométrie produites par CATALOG_BUILDER, on a accès, pour chaque galaxie détectée dans les images HST (ce qui représente 33% des objets au total), au taux de formation stellaire (SFR), à la magnitude UV et à la pente du continuum UV (β), valeur très sensible à l'extinction, qui nous permet donc de tracer la quantité de poussière des galaxies ($f_{\lambda} \propto \lambda^{\beta}$, Meurer et al. 1995). Les distributions des ces 3 paramètres, ainsi que la distribution en *redshift* et en amplification, sont représentées dans la Figure 4.7.

La magnitude UV à 1500 Å au repos et la pente β sont estimées en ajustant une simple loi de puissance à partir de la photométrie HST disponible pour chaque source; différents filtres sont disponibles en fonctions des amas observés (cf Section 3.3), aux longueurs d'onde UV suivantes l'émission la raie Lyman- α . Le taux de formation stellaire est ensuite dérivé de la magnitude UV grâce à la formule de Kennicutt [1998] :

$$\text{SFR} (M_{\odot}/\text{an}) = 1.05 \times 10^{-40} L_{1500} (\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}) \quad (4.5)$$

Les études précédentes ont montré que les halos Lyman- α semblent corrélés aux propriétés de l'émission UV associée (cf Section 1.3.6), principalement à la taille des composantes UV (Wisotzki et al. 2016, Leclercq et al. 2017) et de manière moins évidente à la magnitude UV et au SFR (Hoag et al. 2019, Ribeiro et al. 2020). Ces premiers résultats suggèreraient que l'émission Lyman- α trouve, au moins en partie, son origine dans la formation stellaire. Dans l'hypothèse où la formation stellaire serait responsable de la formation des photons Lyman- α , on devrait pouvoir mesurer de fortes corrélations entre les propriétés UV des galaxies hôtes et leurs halos Lyman- α . Les galaxies de l'UDF n'ont montré aucune de ces corrélations, principalement à cause des très larges

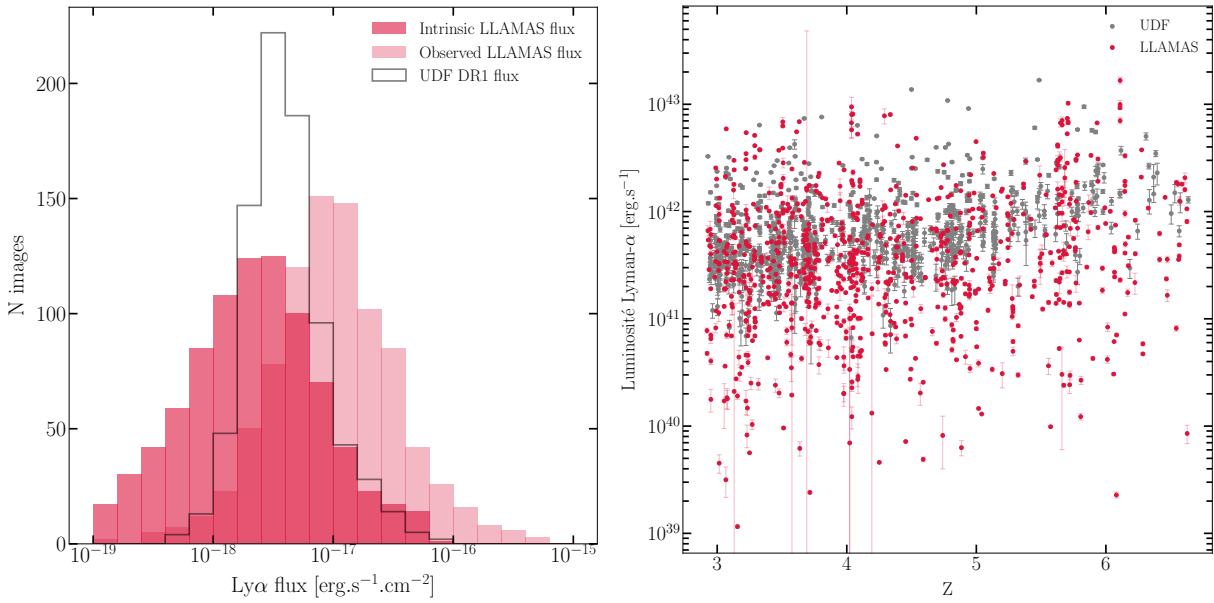


FIGURE 4.6 – *Gauche* : distribution des flux totaux Lyman- α mesurés dans les échantillons LLAMAS et dans l’UDF. Les flux observés des LLAMAS sont représentés en rose (pour les systèmes multiples, les flux des différentes images ont été sommés); les flux intrinsèques, après division par l’amplification, sont représentés en rouge, et les flux mesurés dans l’UDF en gris. *Droite* : Distributions des luminosités Lyman- α des galaxies de l’UDF (en gris) et des LLAMAS (en rouge).

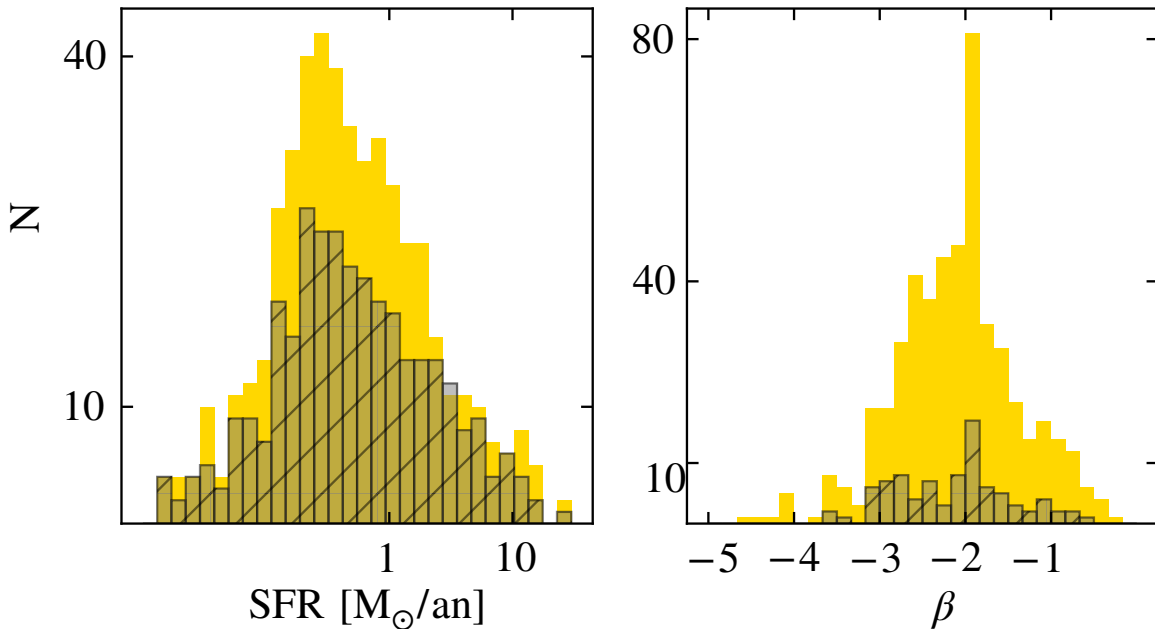


FIGURE 4.7 – Distributions du taux de formation stellaire et de la pente UV β pour les galaxies LLAMAS détectées dans HST. Les distributions jaunes représentent les mesures effectuées sur toutes les images observées, les distributions grises représentent les distributions lorsque l’on ne conserve que l’image la plus amplifiée lorsque le système est multiple.

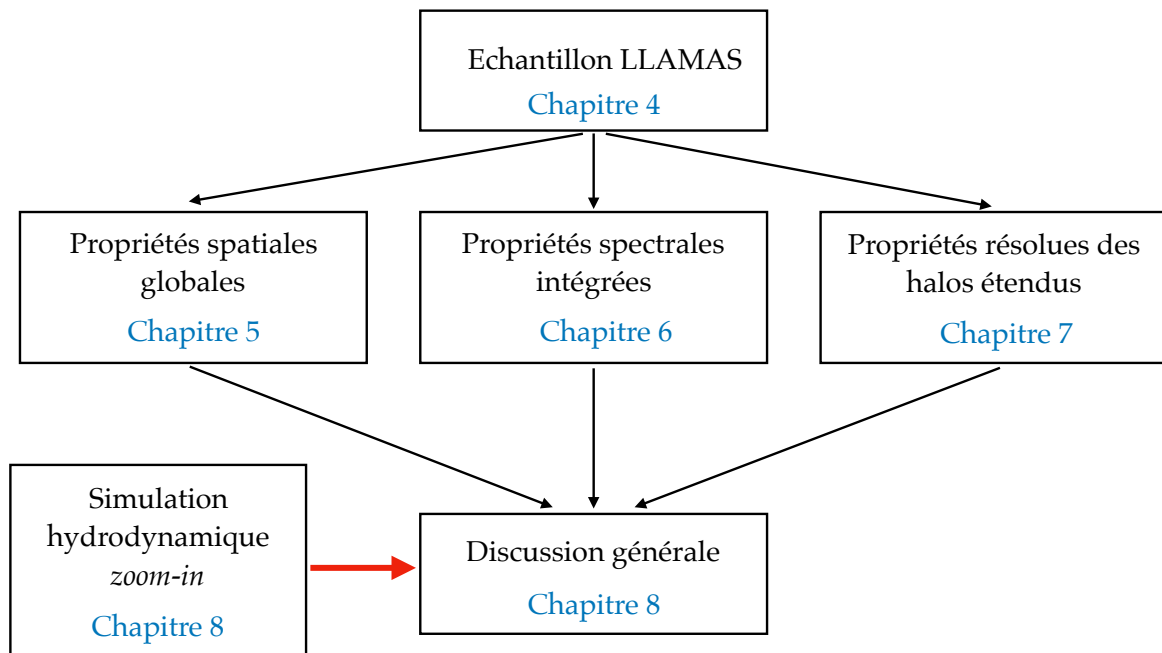


FIGURE 4.8 – Schéma représentant la structure des 5 derniers chapitres du manuscrit. Le Chapitre 4 présente la construction de l'échantillon LLAMAS. Le Chapitre 5 étudie les propriétés spatiales intégrées des émetteurs Lyman- α , le Chapitre 6 les propriétés spectrales intégrées et le Chapitre 7 les propriétés résolues des deux halos les plus amplifiés de l'échantillon. Enfin, dans le Chapitre 8, je compare les résultats de l'échantillon LLAMAS avec ceux d'une simulation *zoom-in* et propose une discussion générale sur la structure du CGM à grand *redshift*.

incertitudes associées aux mesures des propriétés UV. Les valeurs de SFR mesurées par [Leclercq et al. \[2017\]](#) sont généralement inférieures à $5 M_{\odot}/\text{an}$ avec 10% des galaxies présentant un taux de SFR inférieur à $1 M_{\odot}/\text{an}$. Dans l'échantillon LLAMAS, 65 % des sources ont un taux de SFR inférieur à $1 M_{\odot}/\text{an}$, la valeur moyenne de l'échantillon total étant de $0.55 M_{\odot}/\text{an}$. Le LLAMAS contient donc une très grande quantité de galaxies avec un très faible taux de formation stellaire, non-observables dans les champs vides (sans effet de lentille gravitationnelle).

La valeur de la pente généralement admise pour les galaxies à grand *redshift* est $\beta = -2$ ([Malhotra and Rhoads 2002](#), [Shibuya et al. 2019](#)). Une pente raide (donc une valeur de β petite) indique une faible extinction de l'émission UV et donc une faible quantité de poussière. Pour les émetteurs Lyman- α de l'UDF, la médiane des valeurs est de $\beta = -1.93$ avec $\beta_{\min} = -0.4$ et $\beta_{\max} = -4.8$. Ce résultat confirme une observation faite par [Hayes et al. \[2013a\]](#) sur les galaxies de l'échantillon LARS, selon laquelle une faible quantité de poussière ($\beta < -1$) est nécessaire pour produire un halo Lyman- α . On retrouve les mêmes valeurs dans l'échantillon LLAMAS (deuxième histogramme de la Figure 4.7).

Maintenant que l'échantillon LLAMAS est constitué, les chapitres suivants (5, 6, 7 et 8) présenteront les différentes mesures, résultats et interprétations physiques que j'ai effectués pendant ma thèse. La structure de la suite de ce manuscrit est présentée dans la Figure 4.8.

Bilan de ce chapitre :

- * L'échantillon LLAMAS est constitué de 602 LAEs (formant 959 images) avec $2.9 < z < 6.7$.
- * Grâce à un processus itératif, j'ai construit pour chaque image sélectionnée une image *Narrow-Band* de l'émission Lyman- α , ré-extrait le spectre à partir de l'émission étendue Lyman- α et ajusté sur chaque raie un profil gaussien asymétrique afin de mesurer les propriétés spectrales de ces raies.
- * L'échantillon LLAMAS contient des LAEs très faibles en luminosité et en masse (par rapport aux échantillons de galaxies non amplifiées). 65% des galaxies LLAMAS présentent un taux de formation stellaire UV inférieur à $1 M_{\odot}/\text{an}$.

Chapitre 5

Morphologie des émetteurs Ly α

Tout se tut. Comme si elles savaient que maintenant personne ne les regardaient plus, les étoiles reprirent leurs jeux au fond du ciel sombre. Tantôt éclatantes, tantôt s'éteignant, tantôt scintillant, elles semblaient se chuchoter entre elles quelque chose de joyeux et de mystérieux.

Léon Tolstoï, Guerre et Paix, tome 1

Pour caractériser l'émission Lyman- α , et par conséquent le CGM, environnant les galaxies de l'échantillon LLAMAS, je me suis dans un premier temps, concentrée sur les propriétés spatiales des halos Lyman- α . Comme cela a été introduit dans le Chapitre 1, l'étendue de l'émission Lyman- α trace l'étendue du CGM autour des galaxies. Les études précédentes sur des grands échantillons de LAEs (recensées dans les Tables 1.1 et 1.2 du Chapitre 1) ont montré que la plupart des halos Lyman- α à grand *redshift* sont plus étendus que la composante stellaire de leur galaxie hôte. Certaines de ces études ont aussi montré que les propriétés spatiales de ces halos (taille et morphologie principalement) peuvent dépendre à la fois des propriétés UV des galaxies (Feldmeier et al. 2013, Shibuya et al. 2014, Wisotzki et al. 2016, Leclercq et al. 2017, Ribeiro et al. 2020) et de leur environnement (Laigle et al. 2018, Malavasi et al. 2017, Peng et al. 2010). Cependant ces conclusions sont très limitées, peu d'études les observe et leur origine est très difficile à déterminer pour les galaxies à grand *redshift*, principalement à cause de la faible résolution des observations, à la sensibilité des instruments et à la décroissance de la brillance de surface à grand *redshift*. Grâce à l'échantillon LLAMAS, je propose d'étudier les propriétés spatiales résolues, grâce à l'amplification gravitationnelle, des LAEs à $3 < z < 6.7$ et de les comparer aux propriétés des galaxies hôtes. Pour cela je modélise les distributions d'émission UV et Lyman- α dans le plan source (avant déformation par l'effet de lentille gravitationnelle) pour retrouver les propriétés intrinsèques de ces galaxies.

5.1 Modélisation de l'émission dans le plan source

La procédure de modélisation des distributions d'émission dans le plan source est entièrement effectuée à l'aide du code LENSTOOL introduit dans le Chapitre 3. Le but de cette procédure est de modéliser l'émission UV et l'émission Lyman- α dans le plan source pour mesurer les propriétés spatiales intrinsèques des galaxies de l'échantillon LLAMAS.

5.1.1 Méthode du SHAPEMODEL

Le code LENSTOOL permet de modéliser l'effet de lentille gravitationnelle produit par les amas de galaxies étudiés (procédure détaillée dans le Chapitre 3); une fois ces modèles construits, LENSTOOL permet également d'ajuster à partir de l'image d'une galaxie un profil paramétrique d'émission, pouvant être composé de plusieurs composantes, dans le plan source grâce à la fonction SHAPEMODEL. Les étapes de cette méthode sont les suivantes :

- On isole l'image à modéliser en définissant une région (qui contient toute l'image ainsi qu'une large zone vide tout autour).
- On choisit les composantes que l'on veut utiliser pour modéliser la galaxie : nombre de composantes, type de profil (gaussien, exponentiel, Sersic).
- LENSTOOL projète ce profil dans le plan image et produit une image de mêmes caractéristiques instrumentales que l'image observée (échantillonnage, dimensions et convolution par une PSF construite à partir des données observées)
- LENSTOOL mesure le χ^2 entre l'image observée et l'image prédite par LENSTOOL suivant la formule :

$$\chi^2 = \sum_{p,q} (I_{p,q} - (M_{p,q} + sky))^2 \times W_{p,q} \quad (5.1)$$

où $I_{p,q}$, $M_{p,q}$ et $W_{p,q}$ représentent respectivement la valeur du flux dans le pixel $[p,q]$ des images observées, modélisées et de la carte de poids (qui permet de définir le poids de chaque pixel en fonction de l'incertitude sur le flux). Le paramètre sky représente la valeur médiane du fond, mesurée proche de l'image (cette valeur est utilisée uniquement pour les images HST).

- LENSTOOL boucle ces étapes selon un processus bayésien afin de déterminer les paramètres des composantes dans le plan source qui permettent de mieux reproduire les données.

Avec cette méthode, chaque pixel de l'image observée est utilisé comme contrainte, ce qui nous permet de laisser varier un grand nombre de paramètres. Les composantes utilisées, dans le cas de cette étude, sont toutes des profils exponentiels ou des profils de Sersic; les paramètres décrivant ces modèles sont donc :

- La position centrale du profil (x, y)
- L'indice de Sersic (fixé à $n = 1$ dans le cas des profils exponentiels)
- La valeur du grand axe de l'ellipse (a)
- La valeur de l'ellipticité du profil (ϵ)
- L'angle d'inclinaison du profil (θ)
- La magnitude de l'émission dans le plan source (m)

Cette méthode, intégrée dans LENSTOOL en 2007 par Benjamin Clément lors de son stage de Master 2, a été assez peu utilisée depuis (voir e.g. [Jullo et al. 2012](#), [Dessauges-Zavadsky et al. 2017](#)). Lorsque que j'ai commencé à l'utiliser, j'ai remarqué plusieurs anomalies qui ont toutes été corrigées pour cette étude.

Modélisation de l'émission UV : Les modélisations de l'émission UV sont effectuées à partir des images HST. La profondeur des données HST varie énormément d'un amas à l'autre (cf Chapitre 3), toutes les sources détectées dans MUSE ne possèdent pas de contre-partie HST visible ou suffisamment résolue pour être modélisée (cet aspect sera détaillé dans la sous section suivante). Lorsqu'une contre-partie HST est détectée, j'isole la galaxie des autres objets présents dans le champ en définissant une région autour de l'objet. La PSF HST est modélisée grâce à partir d'une sélection d'au minimum 5 étoiles compactes et isolées détectées dans tous les filtres disponibles (F555W, F606W, F814W, F110W et F125W, différents selon les amas). Les images HST de ces étoiles sont combinées, filtre par filtre, pour créer une image moyenne de 51×51 pixels centrée sur le pixel le plus brillant qui sera utilisée comme PSF dans le processus de modélisation. La carte de poids utilisée dans la mesure du χ^2 (le paramètre W dans l'équation 5.1) contient la même valeur

dans tous les pixels : $1/\sigma^2$, où σ est la déviation standard des valeurs mesurées dans une région du ciel proche de l'image, vide d'objets. Enfin on mesure la médiane des valeurs de flux dans cette région vide afin de mesurer l'émission résiduelle du fond de l'image. Cette valeur est donnée à LENSTOOL lors de l'optimisation (paramètre *sky* dans l'équation 5.1); elle est particulièrement importante dans le cas des images détectées proche d'une source importante de lumière (une BCG par exemple) qui produit une émission de fond très forte qui pourrait biaiser l'ajustement.

Modélisation de l'émission Lyman- α : Les modélisations de l'émission Lyman- α sont effectuées à partir des images *Narrow-Band* (NB) finales (cf Chapitre 4). La PSF MUSE est modélisée par un profil moffat circulaire de la même manière que pour le processus de construction des catalogues (cf Chapitre 3). La PSF de MUSE variant entre les amas et en longueur d'onde, une PSF spécifique est créée pour chaque source. L'image de poids W est construite à partir de la variance associée aux images NB finales. Chaque pixels (p, q) de la carte de poids prend la valeur $1/Var(p, q)$. Aucune valeur de *sky* n'est utilisée pour les images Lyman- α , les images NB étant déjà soustraites du *continuum* par construction.

5.1.2 Sélection des sources à modéliser.

Toutes les sources de l'échantillon LLAMAS ne peuvent pas être modélisées grâce au SHAPEMODEL. En effet une grande partie des sources présente une émission (UV ou Lyman- α) trop compacte ou trop faible pour que l'ajustement soit robuste. Afin de sélectionner les images à modéliser, j'ai mis en place un processus de simulation puis de sélection des images qui consiste à produire des profils simulés d'émission UV et Lyman- α dans le plan image à partir de modèles d'amas réels en produisant des images aux résolutions HST et MUSE (échantillonnage et PSF). J'utilise la fonction SHAPEMODEL pour mesurer les propriétés de l'émission de chaque source simulée et comparé les résultats avec les caractéristiques initiales de ces sources. Pour produire une grande quantité de galaxies simulées représentative des galaxies LLAMAS, j'ai utilisé 6 modèles d'amas tirés de l'échantillon décrit dans le Chapitre 3 : A2744, A370, MACS1206, MACS0940, MACS2214 et MACS0257. Pour chaque amas j'ai sélectionné, au hasard, entre 10 et 30 positions parmi celles des sources contenues dans les catalogues. A chaque position sélectionnée ont été simulées 100 sources dont les paramètres ont également été tirés au hasard dans des gammes très larges de valeurs. Les images produites sont ensuite détectées par le code à condition qu'elles soient suffisamment brillantes (i.e au moins dix pixels voisins dont le flux est supérieur au niveau de bruit ajouté). Au final 4265 ont été ainsi produites, détectées et modélisées par la fonction SHAPEMODEL. Pour faciliter l'interprétation de ces simulations, toutes les sources simulées sont constituées d'un seul profil exponentiel et elliptique.

Les mesures pratiquées sur chacune des ces sources simulées ont montré qu'un niveau de rapport signal sur bruit minimum associé à un nombre de pixels détectés minimum sont nécessaires pour que l'ajustement du SHAPEMODEL mesure des valeurs proches des valeurs d'entrée. Cette effet est attendu pour des images étendues limitées par la brillance de surface. J'ai choisi deux critères pour séparer les sources qui sont bien reproduites par le SHAPEMODEL et celles qui ne le sont pas : la différence entre les valeurs de magnitude simulées et mesurées (Δ_{mag}); et la différence de morphologie entre la source simulée et le profil modélisé. La Figure 5.1 représente la distribution des valeurs moyennes de Δ_{mag} pour les sources simulées Lyman- α (à gauche) et UV (à droite) en fonction du nombre de pixels sur la carte de détection et du rapport signal sur bruit de l'image mesuré dans l'ensemble des pixels détectés. Les points gris représentent les valeurs mesurées sur les images de l'échantillon LLAMAS. Les images des sources sont sélectionnées pour être modélisées si le nombre de pixels et le rapport signal sur bruit sont suffisant pour que $\Delta_{\text{mag}} < 0.3$, ce qui assure une erreur sur les principaux paramètres inférieure à 5%. Les contours bleus représentent

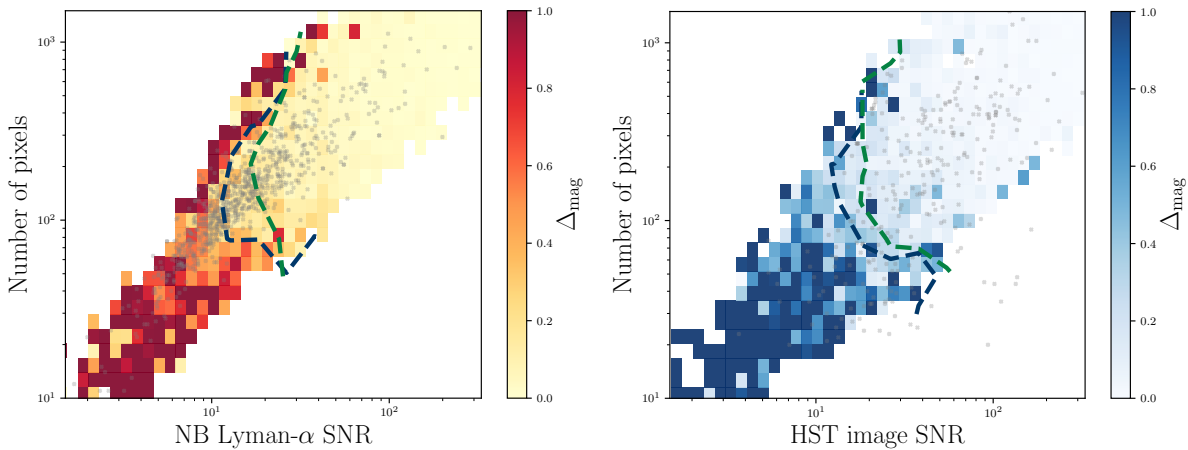


FIGURE 5.1 – Figure extraite de Claeysens et al. [in prep]. *Gauche* : Distribution des valeurs moyennes de Δ_{mag} en fonction des valeurs de rapport signal sur bruit spatial et du nombre de pixels sur lequel l'émission Lyman- α de chaque image simulée s'étend. Les points gris représentent les valeurs mesurées sur les images de l'échantillon LLAMAS. Les contours verts et bleus indiquent respectivement les zones du graphique dans lesquelles les images observées doivent se situer pour être correctement modélisées par la fonction SHAPEMODEL et pour que les propriétés morphologiques mesurées soient robustes respectivement. *Droite* : même distribution pour les images d'émission UV simulées et les détections HST de l'échantillon LLAMAS.

la zone de chaque graphique dans laquelle les images observées doivent se situer pour être sélectionnées. Les contours bleus représentent les zones de chaque graphique dans lesquelles doivent se situer les images de l'échantillon LLAMAS pour que leurs propriétés morphologiques puissent être correctement reproduites par la fonction SHAPEMODEL. Pour mesurer l'adéquation entre la morphologie de la source simulée et celle de la source modélisée je mesure la proportion de flux de l'image reproduite qui n'est pas localement coïncidente avec la distribution d'émission de la source simulée grâce au critère :

$$R_{\text{eps}} = \frac{e_1 + e_2 - 2 \times (e_1 \cap e_2)}{e_1} \quad (5.2)$$

où e_1 et e_2 représentent respectivement les surfaces des sources simulées et modélisées caractérisées par des ellipses de demi-axes a et b . Sont sélectionnées les images qui présentent des valeurs de rapport signal sur bruit et de nombre de pixels pour lesquelles les sources simulées présentent une valeur de $R_{\text{eps}} < 30\%$; cela signifie que l'erreur sur l'estimation de la morphologie des sources concerne moins de 30% de la surface totale de la source modélisée. Les contours verts englobent une zone moins large de la distribution des mesures car les images requièrent une plus grande résolution pour qu'une étude morphologique plus précise puisse être pratiquée.

De cette manière, 475 images MUSE ont été sélectionnées ainsi que 206 images HST. Ces images représentent 271 sources dont l'émission Lyman- α pourra être modélisée à partir d'au moins une image multiple et 142 sources dont l'émission UV pourra également être modélisée dans le plan source.

5.1.3 Propriétés générales des sources modéliser

La Figure 5.2 représente les distributions en *redshift*, amplification gravitationnelle, magnitude UV (corrigée de l'amplification) et taux de formation stellaire (SFR, corrigé de l'amplification) des galaxies sélectionnées pour être modélisées dans le plan source par rapport à l'échantillon total.

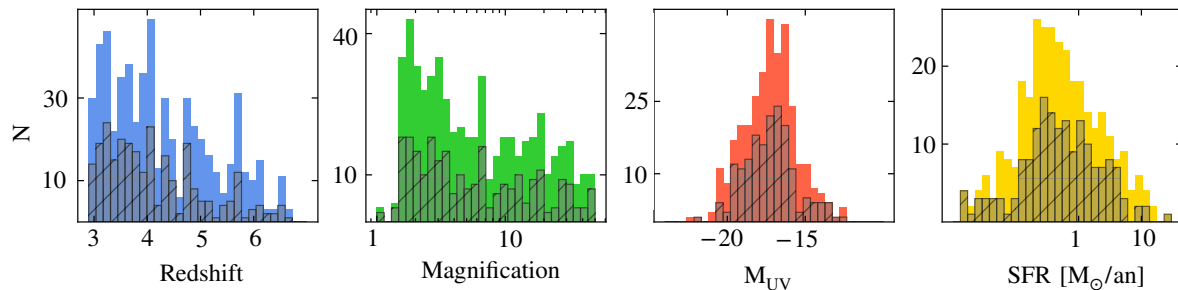


FIGURE 5.2 – De gauche à droite : distribution en *redshift*, amplification gravitationnelle, magnitude UV (corrigée de l'amplification) et taux de formation stellaire (corrigé de l'amplification) des galaxies sélectionnées pour être modélisées dans le plan source (en gris) par rapport à l'échantillon total (en couleur).

Les distributions des galaxies sélectionnées suivent celles de l'échantillon total, ce sous-échantillon reste donc représentatif de l'échantillon LLAMAS complet. 65% des galaxies sélectionnées présentent un taux de formation stellaire inférieur à $1 M_{\odot}/an$.

La Table 5.1 résume pour chaque amas le nombre d'images détectées dans MUSE (avec une valeur de *redshift* associée robuste) et le nombre d'objets que cela représente; le nombre d'images MUSE et HST sélectionnées pour être modélisées dans le plan source, ainsi que le nombre d'objet que cela représente. On observe une grande disparité de valeurs suivant les amas, A2744 est l'amas qui possède le plus grand nombre à la fois d'images et d'objets détectés dans MUSE et HST. De manière générale, les amas *Frontier Fields* ou CLASH, qui possèdent des données HST très profondes, (A2744, AS1063, MACS0416S et MACS0416N, RXJ1347, MACS0329, A370), possèdent plus d'images sélectionnées en émission UV. De la même manière, les amas possédant des données MUSE profondes (>8 heures : MACS0940, MACS0257, MACS2214, MACS0416N, MACS0416S, SMACS2031, SMACS2131, MACS0451, MACS0520) présentent une proportion d'images MUSE sélectionnées pour la modélisation dans le plan source plus important (54% contre 42% dans les amas avec des données MUSE moins profondes).

5.1.4 Type de modélisation utilisé

Les études récentes qui mesurent les propriétés spatiales des LAEs à grand *redshift* modélisent les profils d'émission Lyman- α observés à l'aide de modèles simples, gaussien ou exponentiels, composés d'une à deux composantes maximum (Ribeiro et al. 2020, Leclercq et al. 2017, Hoag et al. 2019, Wisotzki et al. 2016). Avec des données MUSE, Leclercq et al. [2017] ont mesuré les propriétés spatiales de 145 halos Lyman- α et de leur émission UV associée, en ajustant sur les images observées des profils d'émission circulaires et exponentiels. Dans cette étude, l'émission UV est modélisée par une composante unique, circulaire et exponentiel, ajustée sur les images HST. Ensuite le profil d'émission Lyman- α est modélisé par deux profils circulaires et exponentiels centrés à la même position : le premier dont le rayon est fixé à la valeur du rayon de la composante ajustée sur l'image HST et le second dont le rayon est libre de varier. Ces modèles, basés sur des hypothèses fortes de symétrie circulaire des halos, ont correctement reproduit les profils des ces 145 LAEs. Cependant ces observations, non amplifiées par effet de lentille gravitationnelle, sont plus fortement impactées par les effets de la PSF de MUSE qui tend à lisser et "arrondir" les images des halos. Les images des sources de l'échantillon LLAMAS sont toutes amplifiées par effet de lentille gravitationnelle, et donc plus résolues spatialement; les effets de la PSF MUSE sont alors moins dominant, et la morphologie intrinsèque des halos et des galaxies est visible dans beaucoup de cas malgré la résolution de MUSE. Pour cette raison j'ai décidé d'appliquer à chaque image sélectionnée, plusieurs modélisations différentes avec des profils composés d'une à deux composantes,

Amas	Nb Obj	Nb im	Nb im Lyman- α select.	Nb im UV select.	Nb obj select. Lyman- α	Nb obj select UV
A2744	121	142	63 (44%)	43 (30%)	49	33
A370	42	98	39 (37%)	16 (16%)	15	8
MACS0257	25	48	27 (56%)	14 (29%)	12	7
MACS0329	8	17	8 (47%)	3 (17%)	8	2
MACS0416S	34	56	30 (53%)	27 (48%)	14	14
MACS0416N	46	71	33 (46%)	21 (29%)	22	14
MACS0451	21	45	17 (38%)	2 (4%)	10	2
MACS0520	19	33	16 (48%)	1 (3%)	10	3
BULLET	11	14	5 (36%)	1 (7%)	5	1
MACS0940	49	58	30 (53%)	10 (17%)	25	6
MACS1206	50	82	41 (50%)	11 (13%)	25	7
RXJ1347	72	124	60 (48%)	16 (13%)	32	14
SMACS2031	21	44	37 (84%)	11 (25%)	16	6
SMACS2131	16	30	15 (50%)	4 (13%)	8	4
A2390	8	14	5 (36%)	5 (36%)	3	3
MACS2214	17	31	20 (64%)	6 (19%)	8	4
AS1063	20	35	15 (43%)	15 (43%)	7	8
A2667	14	24	7 (29%)	1 (4%)	4	1
TOTAL	594	957	469(49%)	207 (22%)	268	136

TABLE 5.1 – Résumé du nombre d’images et d’objets sélectionnés pour être modélisés dans le plan source par amas. De gauche à droite les colonnes donnent : le nom de l’amas, le nombre de sources détectées, le nombre d’image que ces sources produisent, le nombre d’images Lyman- α sélectionnées, le nombre d’images UV sélectionnées et enfin le nombre d’objets individuels que cela représente.

en m'affranchissant de l'hypothèse de symétrie circulaire. De plus, [Leclercq et al. \[2017\]](#) fixaient la taille spatiale de la composante interne du profil d'émission Lyman- α , à la taille de la composante stellaire mesurée sur les images UV, cette hypothèse est valide si l'on considère que l'émission Lyman- α est produite en très grande majorité dans l'ISM des galaxies puis se diffuse dans un halo d'hydrogène neutre relativement homogène. Sous cette hypothèse, l'émission Lyman- α doit être observée plus forte à la localisation de l'émission UV et plus faible dans les régions externes du nuage. Ainsi [Leclercq et al. \[2017\]](#) et [Wisotzki et al. \[2016\]](#) ont utilisé cette modélisation pour décomposer, avec succès, l'émission Lyman- α en deux composantes : une composante de "coeur" correspondant spatialement à l'émission de l'ISM et une composante de "halo" plus étendue. Cependant, deux raisons majeures m'ont amenée à remettre en question cette modélisation : la première fut que les travaux théoriques récents (par exemple [Mitchell et al. 2021](#), détaillés dans le Chapitre 1) ont montré qu'une partie non-négligeable de l'émission Lyman- α pouvait être émise en dehors de l'ISM de la galaxie hôte : émission *in-situ* dans le CGM, émission par fluorescence ou bien provenant d'une galaxie satellite non détectée dans l'UV. D'autres travaux théoriques ont également montré que les effets de diffusions dans le CGM des photons Lyman- α ainsi que la présence de poussière peuvent énormément affecter l'émission Lyman- α observée ([Gronke et al. 2017](#)). Il n'est donc pas évident que le pic d'émission Lyman- α doive coïncider spatialement avec l'émission UV de l'ISM. La deuxième raison provient des travaux précédents ayant étudié des LAEs observés par effet de lentille gravitationnelle ([Smit et al. 2017](#), [Erb et al. 2014](#), [Patrício et al. 2016b](#), [Claeysens et al. 2019](#), [Chen et al. 2021a](#), [Vanzella et al. 2020c](#)) qui ont montré que les halos Lyman- α ainsi résolus, présentaient des morphologies plus compliquées que ce qui peut être reproduit par un modèle aussi simple que celui utilisé par [Leclercq et al. \[2017\]](#). Enfin les travaux récents de [Hoag et al. \[2019\]](#), [Ribeiro et al. \[2020\]](#) et [Lemaux et al. \[2021\]](#), qui ont mesuré dans une grande partie des LAEs observés un *offset* significatif entre l'émission Lyman- α et l'émission UV, rend l'hypothèse de [Leclercq et al. \[2017\]](#) caduque.

Afin de reproduire au mieux les profils d'émission intrinsèques des galaxies dans le plan source, j'ai appliqué à chaque source sélectionnée deux modélisations de l'émission UV (lorsque celle-ci était détectée) et entre sept et neuf modélisations différentes de l'émission Lyman- α , détaillées ci-après.

Modélisation de l'émission UV : Le premier modèle utilisé correspond au modèle de [Leclercq et al. \[2017\]](#) (un profil circulaire et exponentiel). Les paramètres libres sont donc la position, le rayon caractéristique et la magnitude. Dans un deuxième temps, toutes les images HST ont été également ajustées avec un profil d'émission exponentielle elliptique dont les paramètres libres comportent alors également l'ellipticité du profil et l'angle d'inclinaison. Pour choisir entre ces deux modèles, j'ai utilisé un critère de BIC (pour *Bayesian Information Criterion* en anglais) qui tient compte à la fois de la valeur du χ^2 réduit de l'ajustement (ou de la valeur de *likelihood* \mathcal{L}), du nombre de paramètres libres k et du nombre de contraintes N (i.e. dans ce cas le nombre de pixels dans l'image à modéliser). Le critère BIC est défini ainsi :

$$BIC = -2 \times \ln(\mathcal{L}) - k \times \ln(N) \quad (5.3)$$

Modélisation de l'émission Lyman- α : Dans les cas où une composante UV est détectée, neuf modélisations différentes sont appliquées à chaque image Lyman- α . Les propriétés de chaque modèle sont résumées dans la Table 5.2. Le modèle M3 est parfaitement identique au modèle utilisé par [Leclercq et al. \[2017\]](#) et [Wisotzki et al. \[2016\]](#). Les deux composantes sont fixées à la même position qui est laissée libre et le rayon caractéristique de la première est fixé à la valeur mesurée sur l'image HST. Le second modèle est semblable avec des composantes elliptiques. Les modèles M5 et M6 sont similaires aux modèles précédents mais le rayon caractéristique de la composante

Description modèle	N composantes	Paramètres fixés	Paramètres libres
M1 : 1 exponentielle circulaire	1	$\epsilon = 0, n = 1$	x, y, a, m
M2 : 1 exponentielle elliptique	1	$n = 1$	$x, y, a, m, \epsilon, \theta$
M3 : 2 exponentielles circulaires fixées à la même position	2	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0; n_1 = n_2 = 1;$ $a_1 = a_{UV}$	$x_1 = x_2; y_1 = y_2;$ $a_2; m_1; m_2$
M4 : 2 exponentielles elliptiques fixées à la même position	2	$\epsilon_1 = \epsilon_{UV}; n_1 = n_2 = 1;$ $a_1 = a_{UV}; \theta_1 = \theta_{UV}$	$x_1 = x_2; y_1 = y_2; a_2$ $m_1; m_2; \epsilon_2; \theta_2$
M5 : 2 exponentielles circulaires fixées à la même position	2	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0; n_1 = n_2 = 1$	$x_1 = x_2; y_1 = y_2;$ $a_1 = a_{UV} \pm 0.1''; a_2; m_1; m_2;$
M6 : 2 exponentielles elliptiques fixées à la même position	2	$n_1 = n_2 = 1$	$x_1 = x_2; y_1 = y_2;$ $a_1 = a_{UV} \pm 0.1''; a_2; m_1; m_2;$ $\epsilon_1; \epsilon_2; \theta_1; \theta_2$
M7 : 2 composantes circulaires libres en position	2	$n_1 = n_2 = 1; \epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$	$x_1; x_2; y_1; y_2; a_1; a_2; m_1; m_2$
M8 : 2 composantes elliptiques libres en positions	2	$n_1 = n_2 = 1$	$x_1; x_2; y_1; y_2; a_1; a_2; m_1; m_2$ $\epsilon_1; \epsilon_2; \theta_1; \theta_2$
M9 : 1 composante circulaire exponentielle	1	$n_1 = 1; \epsilon_1 = 0$	$x_1; y_1; a_1; m_1$
M10 : 1 composante elliptique exponentielle	1	$n_1 = 1$	$x_1; y_1; a_1; m_1, \epsilon_1, \theta_1$
M11 : 1 composante elliptique profil de Sersic	1		$x_1; y_1; a_1; m_1; n_1$

TABLE 5.2 – Description des différents modèles appliqués aux images Lyman- α et UV. Les modèles M1 et M2 ne concernent que l'émission UV, les modèles M3 à M11 sont utilisés pour reproduire l'émission Lyman- α . x and y sont les positions en RA et DEC, m la magnitude, a le rayon caractéristique, n l'indice de Sersic, ϵ l'ellipticité and θ l'angle d'orientation.

numéro 1 est laissé libre. Les modèles M7 et M8 sont composés de deux composantes, respectivement circulaires ou elliptiques, qui sont libres de se fixer à deux positions spatiales différentes. Les modèles M9 à M11 sont composés d'une seule composante, circulaire ou elliptique, exponentielle ou avec une distribution de Sersic (ces modèles sont schématisés dans la Figure 5.3). Lorsqu'aucune image HST n'est sélectionnée, seuls les modèles M5 à M11 sont appliqués. Pour chaque image, on conserve finalement le modèle qui minimise la valeur du BIC. Appliquer plusieurs modèles à chaque image permet de mieux reproduire les images très étendues qui présentent des sous-structures dans l'émission Lyman- α qui ne pourraient pas être correctement reproduits par un modèle trop simple (notamment par les modèles 1 et 2). A l'inverse, certaines images, moins étendues et plus faibles en brillance, sont suffisamment bien reproduites par un modèle simple avec peu de paramètres libres.

La Table 5.3 présente pour chaque amas, le nombre d'images Lyman- α dans chaque catégorie de modèles. Au final 67% des images Lyman- α sont bien reproduites par un modèle avec deux composantes fixées à la même position (modèles M3 à M6), cependant seules 15% sont bien reproduites par le modèle M3, similaire à [Leclercq et al. \[2017\]](#). 12% des images Lyman- α nécessitent un modèle complexe avec deux composantes séparées l'une de l'autre (modèles M7 et M8). Lorsque l'on mesure le rapport signal sur bruit médian des images dans chaque catégories de modèles, on mesure pour les modèles M7 et M8 une valeur de SNR de 52.5 contre 24 pour les modèle M3 à M6 et 16 pour le modèles les plus simples (M9 à M11). De même, lorsque l'on étudie le nombre de pixels composant les images, on mesure que les modèles les plus compliqués concernent les images les plus étendues (nombre médian de pixels 355 pixels MUSE, soit 14 arcsec²), alors que les modèles M3 à M6 ou les modèles à une composante représentent les images les moins étendues (surface médiane des images de 8.3 et 5.6 arcsec² respectivement). Ainsi plus les images sont

Schéma des neufs différents modèles utilisés

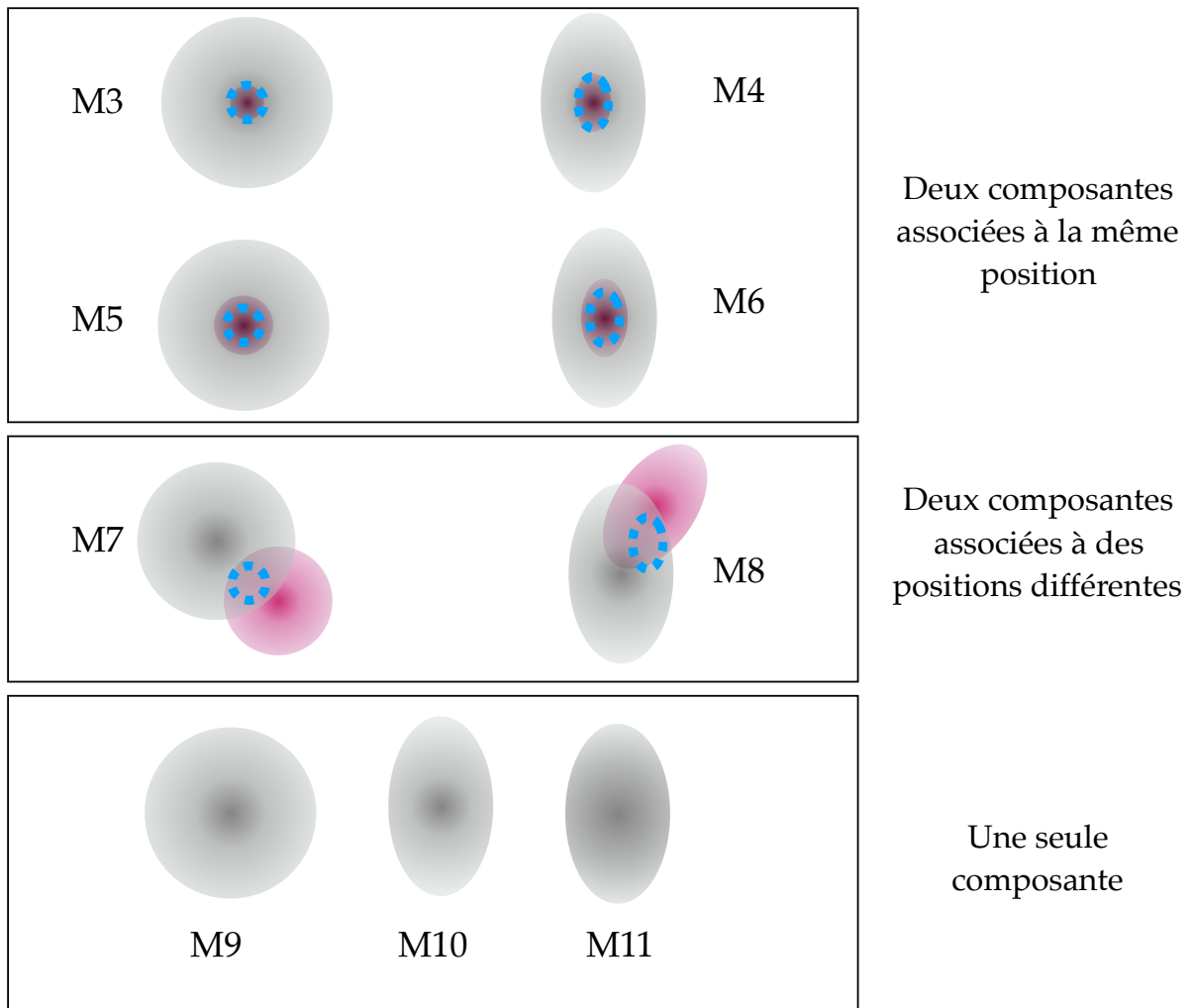


FIGURE 5.3 – Représentation des différents modèles spatiaux utilisés pour modéliser l'émission Lyman- α dans le plan source. Dans chaque cas, les composantes grises et roses représentent chacune un profil d'émission exponentiel (excepté le modèle numéro 8 pour lequel il s'agit d'un profil de Sersic). Pour les modèles M3, M5, M7 et M9, les composantes sont circulaires. Pour les modèles M3, M4, M5 et M6 les deux composantes sont associées pour rester toujours à la même position, mais cette position peut varier. Les ellipses ou cercles bleus représentent, pour les 6 premiers modèles, la composante UV ajustée. Pour les modèles M3 et M4 la composante d'émission Lyman- α interne est fixée à la taille de la composante UV. Les paramètres libres associés à chaque modèle sont résumés dans la Table 5.2.

Cluster	N images (N obj)	HST + MUSE	MUSE only	2 fixed comp	2 free comp	1 comp
A2744	63 (49)	43	20	46	4	13
A370	39 (15)	16	23	23	6	11
MACS0257	27 (12)	14	13	14	1	11
MACS0329	7 (4)	3	4	6	1	0
MACS0416N	33 (22)	27	6	25	6	2
MACS0416S	30 (14)	27	3	24	2	3
MACS0451	16 (10)	2	15	14	0	3
MACS0520	16 (10)	1	15	10	3	3
BULLET	5 (5)	1	4	5	0	0
MACS0940	31 (25)	10	21	20	6	4
MACS1206	41 (25)	11	30	24	6	11
RXJ1347	60 (32)	16	44	44	6	10
SMACS2031	37 (15)	11	26	24	7	6
SMACS2131	15 (8)	4	11	10	4	0
A2390	5 (3)	5	0	3	1	1
MACS2214	20 (8)	6	14	13	3	4
AS1063	15 (7)	15	0	14	1	0
A2667	7 (4)	1	8	5	1	1
TOTAL	469(268)	45%	55%	67%	12%	21%

TABLE 5.3 – Résumé de la distribution des images Lyman- α en fonction du meilleur modèle retenu pour chacune. La première colonne donne le nombre d’images modélisées pour chaque amas ainsi que le nombre d’objet que cela représente entre parenthèse. Les deux colonnes suivantes représentent le nombre d’images détectées dans MUSE et dans HST ou seulement dans MUSE. Les trois dernières colonnes représentent le nombre d’images dont le meilleur modèle est constitué, respectivement, de deux composantes fixées à la même position (modèles M3 à M6), de deux composantes à deux positions différentes (modèles M7 et M8) et d’une composante unique (modèles M9 à M11).

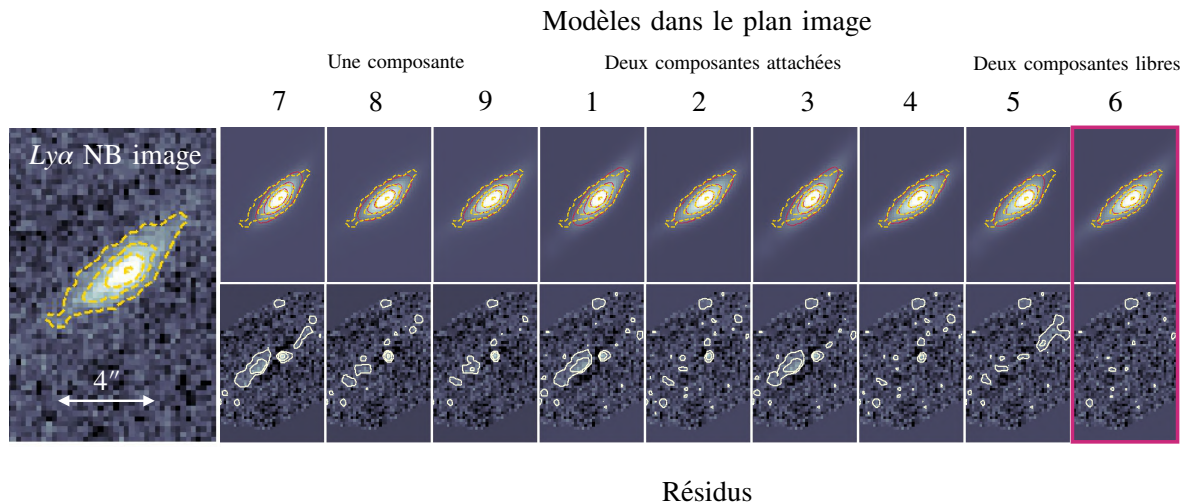


FIGURE 5.4 – Cette figure représente les résultats des neuf différents modèles spatiaux sur la même image. L'image de gauche représente l'image NB Lyman- α , et les contours jaunes les niveaux de brillance de surface à 1.25×10^{-18} , 4×10^{-18} , 7.5×10^{-18} et 1.5×10^{-17} $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$. Les images du haut sont les résultats des modélisations successives de l'image par les différents modèles décrits dans le Table 5.2. Sur chaque image, les contours jaunes sont les mêmes que ceux de l'image NB et les contours rouges représentent les mêmes niveaux de brillance de surface mesurés sur les différents modèles. Les images du bas représentent les résidus (images NB - modèle) pour chaque modélisation. Les contours blancs représentent les niveaux de brillance de surface à 5×10^{-19} , 1.25×10^{-18} , 2.5×10^{-18} et 4×10^{-18} $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$. Toutes les images sont affichées en échelle logarithmique. Le meilleur modèle correspondant à cette image est encadré en rose.

étendues et le rapport signal sur bruit grand, plus le modèle le plus adapté pour les reproduire est complexe. La Figure 5.4 montre, pour une image, les résultats des neuf modélisations successives ainsi que les résidus de chaque modèle. On constate, au fur et à mesure de la complexification des modèles, la diminution des résidus.

Ces résultats renforcent l'intérêt d'utiliser plusieurs types de modèles sont certains avec beaucoup de paramètres libres.

5.2 Distribution spatiale de l'émission Lyman- α

5.2.1 Mesure des propriétés étendues des galaxies LLAMAS

Une fois que l'on a modélisé, le plus précisément possible, chaque image UV et Lyman- α de l'échantillon avec des modèles différents, il faut déterminer une méthode qui permette de comparer les images entre elles à partir d'une commune mesure. Pour cela je mesure sur les meilleures modélisations de chaque image les rayons elliptiques englobant 50% et 90% du flux. Pour obtenir ces valeurs, je mesure dans un premier temps le flux total contenu dans chaque image ; puis le flux contenu dans les ellipses successivement de plus en plus large jusqu'à atteindre 50% puis 90% du flux. Les ellipses utilisées sont centrées sur le barycentre de lumière des modèles (dans le cas des modèles M1 à M6 et M9 à M11 le barycentre correspond à la position centrale de l'émission, dans le cas des modèles avec deux composantes libres, M7 et M8, le barycentre se situe le plus souvent entre des deux positions des deux composantes). Les valeurs d'ellipticité et de position angulaire des ellipses utilisées sont les valeurs mesurées sur les différents modèles, exceptés pour les modèles avec deux composantes libres (M7 et M8) pour lesquels j'utilise les valeurs mesurées grâce

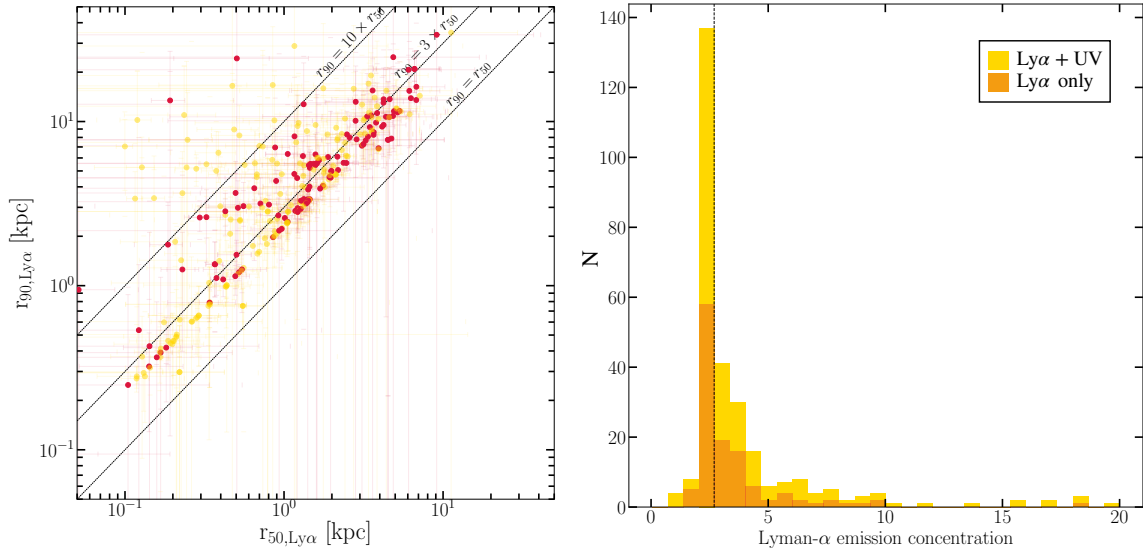


FIGURE 5.5 – *Gauche* : Distribution des valeurs de $r_{90, Ly\alpha}$ en fonction de $r_{50, Ly\alpha}$ pour les sources étudiées uniquement en émission Lyman- α en rouge et celles étudiées également en émission UV en jaune. *Droite* : Distribution des valeurs de concentration $C = r_{90}/r_{50}$ de l'émission Lyman- α pour les sources étudiées uniquement en émission Lyman- α en orange et celles étudiées également en émission UV en jaune. La ligne verticale noire indique la valeur médiane $C_{med} = 2.57$.

au modèle exponentiel elliptique simple (M10).

La Figure 5.5 représente la distribution des largeurs des contours englobant 90% (r_{90}) de l'émission par rapport à celles des contours englobant 50% (r_{50}) de l'émission Lyman- α pour toutes les images NB qui ont été modélisées (en rouge pour les images dont l'émission UV a également pu être modélisée et en jaune pour les autres). On remarque que tous les points présentent des valeurs telles que $r_{90, Ly\alpha} > 1.15 \times r_{50, Ly\alpha}$. Le paramètre de concentration $C = r_{90, Ly\alpha}/r_{50, Ly\alpha}$ permet de mesurer à quel point une distribution d'émission est compacte ou non. Dans l'échantillon LLAMAS, on mesure des valeurs de C variant de 1.15 à 33.3 avec une valeur médiane de $C_{med} = 2.57$ (cf Figure 5.5). Ces valeurs sont stables, que l'on inclut ou non les images pour lesquelles il n'a pas été possible de mesurer les propriétés d'émission UV. Les halos présentent une large diversité de concentrations (émission très diffuse ou bien très piquée). Une valeur de $C = 2.57$ correspond à un profil de Sersic équivalent à $n = 1.2$, très proche de la valeur de l'indice du profil exponentiel $n = 1$ utilisé dans la plupart de nos modèles.

La Figure 5.6 présente les distributions des valeurs circularisées de $r_{50, UV}$ par rapport à $r_{50, Ly\alpha}$ à gauche et de $r_{90, UV}$ par rapport à $r_{90, Ly\alpha}$ à droite; pour les galaxies de l'échantillon LLAMAS et de l'échantillon de l'UDF (Leclercq et al. 2017). Dans le cas des galaxies de l'UDF, l'émission Lyman- α a été modélisée uniquement à partir du modèle M3, basé sur la taille caractéristique de l'émission UV de chaque source. La mesure du rayon de demi-lumière sur ces modèles est complètement biaisée par la taille de la composante UV, et ne permet pas d'estimer l'étendu de l'émission Lyman- α . On remarque en effet sur la Figure 5.6, que les valeurs de $r_{50, Ly\alpha}$ des galaxies de l'UDF sont très proches des valeurs de $r_{50, UV}$. C'est pourquoi j'ai choisi de comparer les deux échantillons à partir des mesures de r_{90} . On retrouve dans ce cas une corrélation significative entre l'étendue de l'émission Lyman- α et celle de l'émission UV comme cela a été mesuré par Leclercq et al. [2017]. Leclercq et al. [2017] a effectivement mesuré une corrélation forte avec un coefficient de Spearman de $\rho_{S, UDF} = 0.32$ et une p-valeur égale à $p_0 = 10^{-5}$ entre les valeurs des

rayons caractéristiques de l'émission UV et de la composante étendue de l'émission Lyman- α . On mesure entre les paramètres $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ et $r_{50, \text{UV}}$ des points de l'UDF des valeurs très similaires avec $\rho_{\text{S,UDF,new}} = 0.31$ et $p_0 = 10^{-4}$. Cependant ces mesures de Spearman ne tiennent pas compte des incertitudes de mesure. Lorsque l'on applique les mêmes mesures aux points de l'échantillon LLAMAS, on trouve $\rho_{\text{S,LLAMAS}} = 0.38$ et $p_0 = 10^{-5}$, or à l'oeil on constate que les points de l'échantillon LLAMAS sont bien moins concentrés et alignés que les points de l'UDF, on s'attendrait donc à mesurer pour l'échantillon LLAMAS des valeurs plus faibles. Lorsque l'on mesure un coefficient de Pearson (plus sensible à la dispersion des valeurs que le coefficient de Spearman) on mesure également dans les deux échantillons des valeurs indiquant une forte corrélation : $\rho_{\text{P,UDF}} = 0.26$ avec $p_0 = 0.001$ et $\rho_{\text{P,LLAMAS}} = 0.43$ avec $p_0 = 10^{-7}$.

Le coefficient de Pearson entre deux distributions de valeurs X et Y peut s'écrire :

$$\rho(X, Y) = \frac{\text{Cov}(X, Y)}{\sigma(X)\sigma(Y)} \quad (5.4)$$

avec $\text{Cov}(X, Y)$ la covariance des deux distributions et $\sigma(X)$ et $\sigma(Y)$ leur déviation standard. Il est donc assez aisé d'inclure les incertitudes dans la mesure du coefficient en pondérant la covariance et les déviations standards par les incertitudes des mesures. J'ai défini pour chaque valeur i un poids $w_i = 1/(\Delta_i/i)$. La mesure du coefficient de Spearman se basant sur le rang de chaque valeur dans la distribution, il est impossible d'inclure les incertitudes de mesure dans son estimation; dans la suite de ce travail j'utiliserai donc le coefficient de Pearson pondéré (ρ_μ) pour qualifier les différentes corrélations quand les incertitudes sont importantes.

On mesure ainsi un coefficient $\rho_{\mu, \text{UDF}} = 0.22$ avec $p_0 = 0.02$ pour l'échantillon de l'UDF et $\rho_{\mu, \text{LLAMAS}} = 0.20$ avec $p_0 = 0.05$ pour l'échantillon LLAMAS. Les corrélations ainsi mesurées apparaissent plus marginales, spécialement celle mesurée sur l'échantillon LLAMAS qui présente une p-valeur très légèrement supérieure à 0.05 (valeur généralement considérée comme le seuil en dessous duquel une corrélation est jugée significative). Pour confirmer ces résultats et tester la robustesse de cette corrélation, j'ai pratiqué un test supplémentaire sur les deux jeux de données. Ce test consiste à tirer pour chaque point, une valeur contenue dans la zone déterminée par les barres d'erreur à 1σ de chaque mesure. On mesure ensuite le coefficient de Pearson (sans incertitudes), et la p-valeur associée, pour cette nouvelle distribution de valeurs. En répétant cette opération 10000 fois, on obtient un coefficient de Pearson une p-valeur médiane de : $\rho_{\text{P,UDF}} = 0.19 \pm 0.0006$ et $p_0 = 0.03 \pm 0.001$ pour l'UDF et $\rho_{\text{P,LLAMAS}} = 0.18 \pm 0.0007$ avec $p_0 = 0.05 \pm 0.002$ pour l'échantillon LLAMAS. Les deux corrélations présentent des coefficients très proches, mais la corrélation mesurée sur l'échantillon LLAMAS reste plus marginale. Les valeurs de l'échantillon LLAMAS prolongent donc la distribution des valeurs de l'UDF pour une population de galaxies plus petites, et plus faibles, mais présentent une dispersion plus large. Lorsque l'on mesure le taux $x_{90} = r_{90, \text{Ly}\alpha}/r_{90, \text{UV}}$ pour l'UDF on trouve, en tenant compte des incertitudes de mesure, $x_{90, \text{UDF}} = 10.40$ avec une dispersion $\sigma_{\text{UDF}} = 7.63$, alors que pour l'échantillon LLAMAS on a $x_{90, \text{LLAMAS}} = 18.0$ et $\sigma_{\text{LLAMAS}} = 22$. Le taux moyen entre la taille de l'émission Lyman- α et l'émission UV est donc relativement stable entre les deux échantillons. Cela signifie que quelles que soient la taille et la brillance des galaxies, l'étendue de l'émission Lyman- α dépend de la même manière de celle de l'émission UV : le halo Lyman- α est en moyenne 18 fois plus étendu que l'émission UV de la galaxie hôte. En revanche le fait que la dispersion soit plus importante pour les galaxies de l'échantillon LLAMAS soulève une question : cette dispersion est-elle produite uniquement par les incertitudes de mesure, qui sont plus importantes dans l'échantillon LLAMAS que dans l'UDF, ou bien est-elle intrinsèque aux propriétés des petites et faibles galaxies à $3 < z < 6.6$? Malheureusement, de nouvelles observations seraient nécessaires pour répondre à cette question.

Dans l'échantillon LLAMAS, 97% des sources présentent une distribution d'émission Lyman- α plus étendue que l'émission stellaire. A 1 et 3 σ , cette proportion tombe à 75% et 47% respectivement.

5.3 Corrélations entre l'émission Lyman- α et les propriétés des galaxies hôtes

Afin d'étudier plus en détail les liens qui peuvent exister entre les propriétés spatiales des halos Lyman- α et les propriétés de l'émission UV des galaxies hôtes, j'ai cherché d'autres corrélations entre $r_{50, Ly\alpha}$ et plusieurs paramètres. L'étendue du halo Lyman- α semble ainsi liée à plusieurs de ces paramètres dont font partie le taux de formation stellaire, la largeur équivalente Lyman- α (W_0) et le FWHM de la raie Lyman- α globale qui trace la dispersion des vitesses du milieu duquel les photons Lyman- α s'échappent. Ces trois corrélations sont présentées dans la Figure 5.7.

Taille du halo et dispersion des vitesses : On constate que plus le halo Lyman- α est étendu, plus la FWHM de la raie Lyman- α émergente est grande. Cette corrélation est très significative, avec un coefficient pondéré de Pearson valant $\rho_\mu = 0.35$ et une p-valeur $p_0 = 0.02$. Cette corrélation n'avait pas pu être mise en évidence par [Leclercq et al. \[2017\]](#) qui avaient mesuré $\rho_S = 0.03$ et $p_0 = 0.73$, ils avaient cependant remarqué que les objets avec des halos compacts montraient une raie Lyman- α plus étroite. La valeur de la FWHM de la raie dépend directement de la dispersion des vitesses qui émettent et diffusent les photons Lyman- α , une plus grande FWHM indique que les photons ont subi un plus grand nombre de diffusions et donc ont expérimenté une plus grande densité de colonne effective (tendance prédite par les modèles idéalisés de CGM, cf Chapitre 1). Sous cette hypothèse, l'étendue des halos Lyman- α serait produite principalement par la diffusion des photons dans un milieu d'hydrogène neutre très étendu et relativement dense autour des galaxies.

Taille du halo et taux de formation stellaire : L'étendue du halo Lyman- α est aussi liée au taux de formation stellaire des galaxies. On mesure en effet une corrélation positive significative entre les deux paramètres avec $\rho_\mu = 0.18$ et $p_0 = 0.05$. Comme cela a été expliqué dans le Chapitre 1, les photons Lyman- α peuvent être produits au coeur de l'ISM des galaxies, par la formation stellaire. Mesurer une forte corrélation entre SFR et la taille des halos n'est donc pas étonnant. En revanche plusieurs études théoriques ont montré que les photons Lyman- α peuvent également être produits par d'autres processus tel que la fluorescence par le fond UV, l'émission de petites galaxies satellites non détectées en UV ou bien au sein même du CGM (cf Chapitre 1 pour les détails de ces processus). Ces phénomènes n'étant pas directement tracés par le SFR de la galaxie hôte, la dépendance de l'étendue des halos avec le SFR peut indiquer que la formation stellaire domine la production des photons Lyman- α , au moins au centre du halo ; puisque l'on compare ici seulement le rayon de demi-lumière de la distribution d'émission Lyman- α . Ce résultat est en accord avec les prédictions de la simulation hydrodynamique présentée dans [Mitchell et al. \[2021\]](#), qui mesurent qu'au coeur des halos Lyman- α , jusqu'à une valeur typique de 7 kpc, l'ISM domine très largement la production des photons Lyman- α . Maintenant, lorsque l'on compare le taux de formation stellaire aux valeurs de $r_{90, Ly\alpha}$, on ne constate aucune corrélation ($\rho_{\mu, P} = 0.12$ avec $p_0 = 0.12$), ce qui tend à confirmer le scénario selon lequel la formation stellaire domine l'émission des photons qui s'échappent au coeur du halo. Néanmoins, la taux de SFR UV mesuré ici est directement lié à la magnitude UV des galaxies. Or plus une galaxie est brillante plus elle est massive et donc plus elle est susceptible d'avoir un ou plusieurs satellites ou de fusionner avec une autre galaxie. Le SFR peut donc aussi indirectement tracer les effets sur l'étendue du halo, de galaxies satellites non

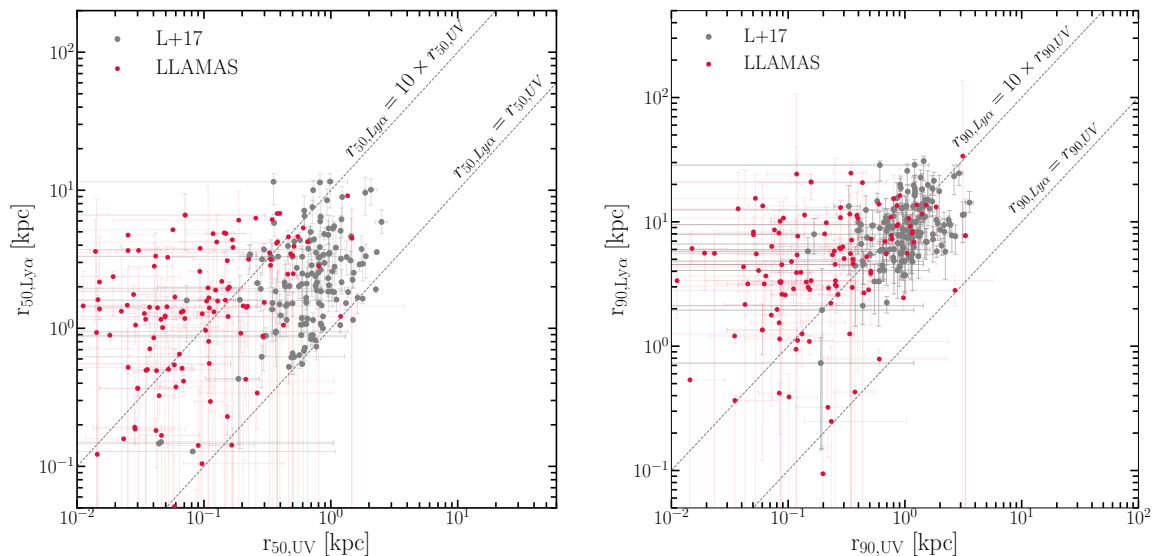


FIGURE 5.6 – *Gauche* : distribution des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ en fonction de $r_{50, \text{UV}}$ pour les galaxies LLAMAS en rouge et UDF en gris. *Droite* : distribution des valeurs de $r_{90, \text{Ly}\alpha}$ en fonction de $r_{90, \text{UV}}$ pour les galaxies LLAMAS en rouge et UDF en gris.

détectées dans l'UV qui émettraient, loin de la galaxie principale, une forte quantité de photons Lyman- α , agrandissant ainsi le halo. Le lien entre SFR et $r_{90, \text{Ly}\alpha}$ n'est donc pas évident à interpréter.

Taille du halo et largeur équivalente : Enfin on mesure une, plus faible, anti corrélation entre l'étendue du halo et la largeur équivalente, au repos, de l'émission Lyman- α (avec $\rho_{\mu, P} = -0.25$ et $p_0 = 0.04$). Une faible valeur de largeur équivalente indique une forte diffusion des photons Lyman- α avant leur échappement du CGM. Cette corrélation corrobore donc le scénario selon lequel l'étendue des halos serait, en partie au moins, provoquée par la diffusion des photons Lyman- α dans le CGM. Cette tendance n'a pas été observée dans l'UDF ($\rho_P = 0.067$ avec $p_0 = 0.425$)

Evolution de la taille des halos avec le redshift : La Figure 5.8 représente l'évolution en *redshift* des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ et $r_{50, \text{UV}}$. On mesure que les galaxies à plus grand *redshift* ont un halo Lyman- α en moyenne plus petit : coefficient de Pearson pondéré de $\rho_{\mu, P} = -0.25$ avec $p_0 = 10^{-6}$. Les étoiles de la Figure 5.8 représentent les valeurs médianes mesurées dans trois catégories en *redshift* : $z < 4$ (151 sources), $4 < z < 5$ (99 sources) et $z > 5$ (58 sources). On mesure des valeurs médianes de $1.07^{+1.05}_{-0.57}$, $0.74^{+0.66}_{-0.45}$ et $0.62^{+0.72}_{-0.41}$ kpc. La décroissance de l'étendue de l'émission UV est moins évidente, on mesure dans les mêmes catégories en *redshift* des valeurs médianes respectives de $0.11^{+0.13}_{-0.06}$ kpc (sur 71 sources), $0.12^{+0.05}_{-0.07}$ kpc (sur 35 sources) et $0.05^{+0.12}_{-0.02}$ kpc (sur 17 sources). La décroissance de $r_{50, \text{UV}}$ n'est significative qu'à partir de $z = 5$. Ces deux tendances, déjà constatées dans l'échantillon de l'UDF (par Wisotzki et al. 2016 et Leclercq et al. 2017), pourraient s'expliquer par le fait que les galaxies à plus grand *redshift* peuvent être encore en cours de formation, donc moins massives, ce qui peut expliquer le fait qu'elles sont environnées d'un halo d'hydrogène moins grand. On n'observe cependant pas de variation significative du rapport $r_{50, \text{Ly}\alpha} / r_{50, \text{UV}}$ avec le *redshift* ce qui rend l'interprétation de ce résultat encore difficile.

Corrélation entre la taille des halos et la luminosité Lyman- α : La Figure 5.9 montre la distribution des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ par rapport à la luminosité Lyman- α (mesurée à partir du flux Lyman- α)

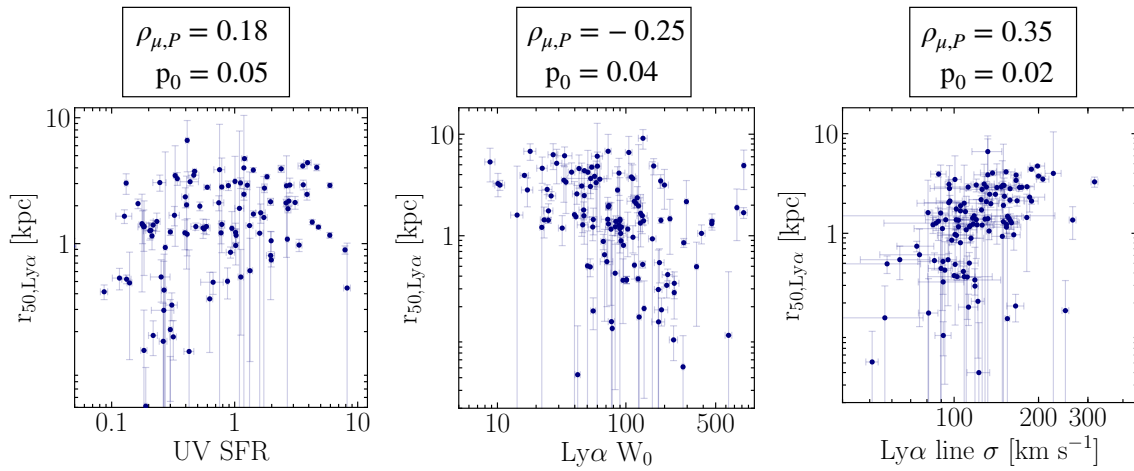


FIGURE 5.7 – *Gauche* : Valeurs de $r_{50,\text{Ly}\alpha}$ en fonction du SFR UV. *Milieu* : Valeurs de $r_{50,\text{Ly}\alpha}$ en fonction de la largeur équivalente au repos de l'émission Lyman- α . *Droite* : Valeurs de $r_{50,\text{Ly}\alpha}$ en fonction de la FWHM de la raie Lyman- α totale. Les valeurs affichées au dessus de chaque panneau sont les coefficients de Pearson pondéré et les p-values associées de chaque corrélation.

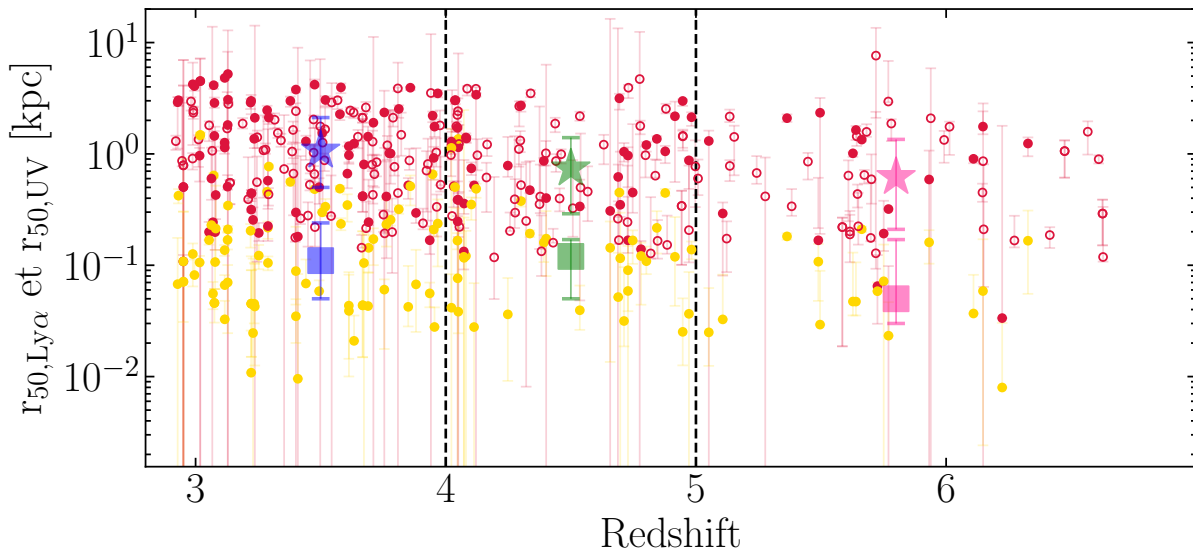


FIGURE 5.8 – Distribution des valeurs de $r_{50,\text{Ly}\alpha}$ (en rouge) et $r_{50,\text{UV}}$ (en jaune) en fonction du *redshift*. Les points rouges vides représentent les galaxies pour lesquelles aucune mesure de $r_{50,\text{UV}}$ n'a pu être effectuée. Les étoiles de couleurs représentent les valeurs médianes de $r_{50,\text{Ly}\alpha}$ mesurées dans trois gammes de *redshifts* différents (délimitées par les lignes verticales). Les barres d'erreurs de ces points indiquent les valeurs du premier et troisième quartile. Les carrés de couleurs représentent la même mesure effectuée sur $r_{50,\text{UV}}$.

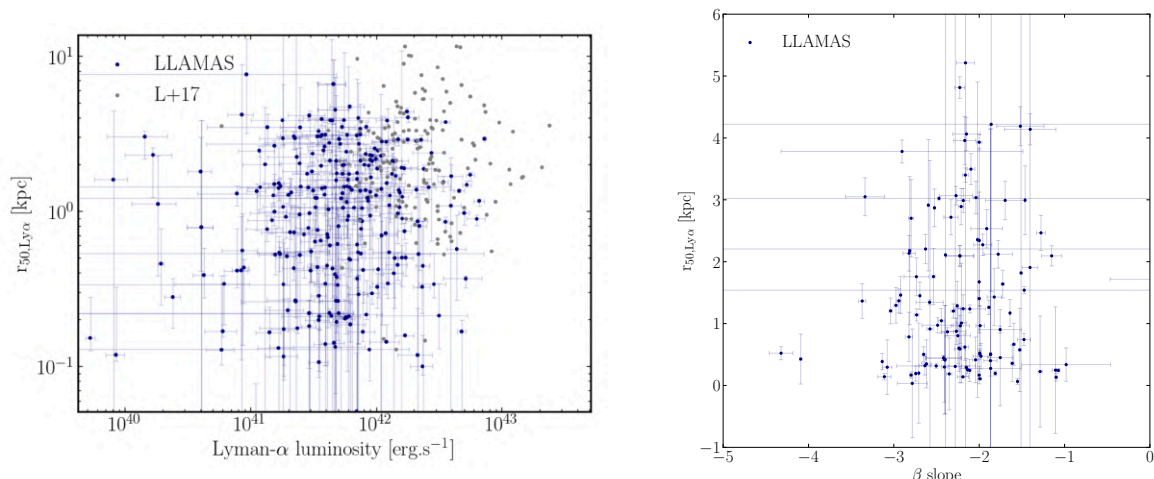


FIGURE 5.9 – *Gauche* : Distribution des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ en fonction de la luminosité intrinsèque Lyman- α pour les galaxies de l'échantillon LLAMAS en bleu et de l'UDF en gris. *Droite* : Distribution des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ en fonction de la pente UV β .

total) pour tous les halos Lyman- α qui ont pu être modélisés ainsi que pour les 145 halos de l'UDF (en gris). Dans leur étude, [Leclercq et al. \[2017\]](#) avaient montré qu'il n'existait pas de corrélation entre la luminosité Lyman- α et l'étendue du halo, en revanche ils avaient conclu qu'aux grandes luminosités ($L_{\text{Ly}\alpha} > 10^{42.5}$) les halos étaient tous très étendus (avec un rayon caractéristique supérieur à 3 kpc) alors qu'à faible luminosité la distribution des valeurs est très large. Dans l'échantillon LLAMAS, on ne mesure encore aucune tendance évidente entre la luminosité Lyman- α et l'étendue du halo, quel que soit le régime de luminosité des sources (p-valeur > 0.1 dans tous les cas).

Corrélation entre la taille des halos et la pente UV : La Figure 5.9 représente (à droite) la distribution des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ en fonction de la pente β du *continuum* UV. Ce paramètre étant très sensible à l'absorption par la poussière, il est un bon indicateur de la présence, ou de l'absence, de poussière dans le milieu considéré (cf Chapitre 4). [Leclercq et al. \[2017\]](#) avaient mesuré une faible corrélation entre ces deux paramètres (avec $\rho_S = 0.2$ et $p_0 = 0.048$), sous entendant que les halos les plus grand sont observés autour de galaxies plus poussiéreuses. Cette tendance n'est pas confirmée par l'échantillon LLAMAS.

5.4 Ellipticité des profils d'émission

5.4.1 Mesure de l'ellipticité

Grâce aux modèles d'émission dans le plan source, on obtient une mesure de l'ellipticité de la distribution d'émission UV et Lyman- α pour chaque source. Dans un premier temps, on ne considère une source (UV ou Lyman- α) comme elliptique, qu'à la condition que le meilleur modèle qui la reproduise (selon le critère BIC) soit lui-même un modèle elliptique (i.e. un modèle numéro M4, M6, M10 ou M11) ou bien un modèle à deux composantes séparées (i.e. modèles numéros M7 et M8). Lorsqu'une image est modélisée par une modèle à deux composantes séparées, la mesure d'ellipticité utilisée est celle du modèle M8 (une composante elliptique exponentielle) qui mesure l'ellipticité générale de la distribution. Dans la suite, l'ellipticité sera définie par le rapport des deux axes de l'ellipse ($q = b/a$, avec b le petit axe, et a le grand). Ainsi $q = 1$ indique la distribution est circulaire, et plus q est faible plus l'ellipticité est forte. Au final, sur tout l'échantillon, on mesure une valeur d'ellipticité pour 48% des halos. 60 sources ont leur distribution d'émission

UV et Lyman- α elliptiques (soit également $\sim 50\%$ des sources). Parmi celles-ci on mesure un rapport des axes ($q = b/a$) moyen de $q_{UV} = 0.25 \pm 0.03$ pour l'émission UV et $q_{Ly\alpha} = 0.44 \pm 0.03$ pour l'émission Lyman- α . Les distributions des valeurs de q_{UV} et $q_{Ly\alpha}$ sont représentées dans le Figure 5.10. L'émission Lyman- α apparaît donc en moyenne plus circulaire que l'émission UV, ce résultat confirme les mesures effectuées par Chen et al. [2021b] sur les LAEs à $2 < z < 3$ avec l'instrument KCWI/Keck. De même, Wisotzki et al. [2016] ont mesuré sur leur échantillon de 75% des galaxies présentaient une émission UV significativement elliptique.

Plusieurs paramètres ont cependant un effet significatif sur la mesure de l'ellipticité. En premier, le rapport signal sur bruit des images a un impact très fort sur le taux d'images pour lesquelles on mesure une distribution elliptique. En effet on constate que 70% des halos Lyman- α dont l'image la plus brillante présente une valeur de SNR < 25 présentent une distribution d'émission Lyman- α circulaire, contre 33% pour les sources avec $25 < SNR < 50$ et 7% seulement pour les sources avec SNR > 50 . Ainsi plus une source est résolue (pour au moins une image multiple), plus il y a de chance que l'on puisse mesurer l'ellipticité de sa distribution d'émission Lyman- α et que cette valeur soit significative. On observe le même effet lorsque l'on considère l'étendue des images (i.e. le nombre de pixels sur lequel s'étend l'image dans les observations MUSE). Plus une image est étendue, plus il y a de chance que l'on puisse mesurer une valeur d'ellipticité significative sur l'image Lyman- α . Dans chacune des ces catégories, que ce soit en SNR ou en étendue spatiale, la valeur moyenne de l'ellipticité mesurée, pour les halos elliptiques, est toujours située entre $q_{Ly\alpha} = 0.44$ et $q_{Ly\alpha} = 0.53$. De même, on n'observe aucune variation de la valeur moyenne du paramètre $q_{Ly\alpha}$ en fonction du *redshift*. On mesure une légère baisse (de 20%) de la proportion des halos Lyman- α elliptiques à $z > 5$ par rapport à $z < 5$, mais cet effet peut être produit uniquement par le plus faible SNR moyen des images à très grand *redshift*. De ces différents tests on peut conclure que les halos Lyman- α tendent tous à être mesurés elliptiques à partir du moment où ils sont suffisamment résolus, et que la valeur moyenne de cette ellipticité est très stable et se situe autour de $q_{Ly\alpha} = 0.44 \pm 0.03$, malgré une très large dispersion des valeurs d'objet à objet.

Aucune ellipticité n'a été mesurée dans l'échantillon de l'UDF, ni dans les autres échantillon de LAEs observées avec MUSE, puis ceux-ci étaient exclusivement modélisés à l'aide de modèles d'émission circulaires.

5.5 Offsets spatiaux entre l'émission Lyman- α et l'émission UV

5.5.1 Mesure des *offsets*

Comme cela a été expliqué plus haut, une des motivations qui m'ont poussé à modéliser chaque image à l'aide de modèles plus compliqués que celui communément utilisé était qu'une partie non négligeable des halos Lyman- α exhibait un décalage spatial, plus ou moins important, entre l'émission UV et le pic de l'émission Lyman- α . Douze galaxies de l'échantillon sont présentées dans la Figure 5.11, présentant différents types d'*offsets* (inexistant, très petit, moyen ou extrêmement grand). Pour chaque source, ce décalage, que l'on appellera *offset* dans la suite, a pu être mesuré en comparant les valeurs des positions ajustées sur l'émission UV et sur l'émission Lyman- α (sur le meilleur modèle dans chaque cas). On mesure ainsi l'*offset* entre le centroïde de l'émission UV et celui de l'émission Lyman- α . Dans le cas des modèles M7 et M8, on mesure l'*offset* de chaque composante avec le centre de l'émission UV et on conserve la plus petite valeur des deux. J'ai également mesuré l'*offset* à partir des positions spatiales des deux pics d'émission UV et Lyman- α . Pour faire cela, j'ai mesuré sur l'image UV et l'image Lyman- α , la position du pixel le plus brillant, renvoyé ces positions dans le plan source avec LENSTOOL et mesuré la distance entre ces deux points en kiloparsec. La mesure de l'*offset* spatial nécessitant à la fois les détections UV et Lyman- α , tous les résultats de cette section ne concernent que les 142 objets pour lesquels

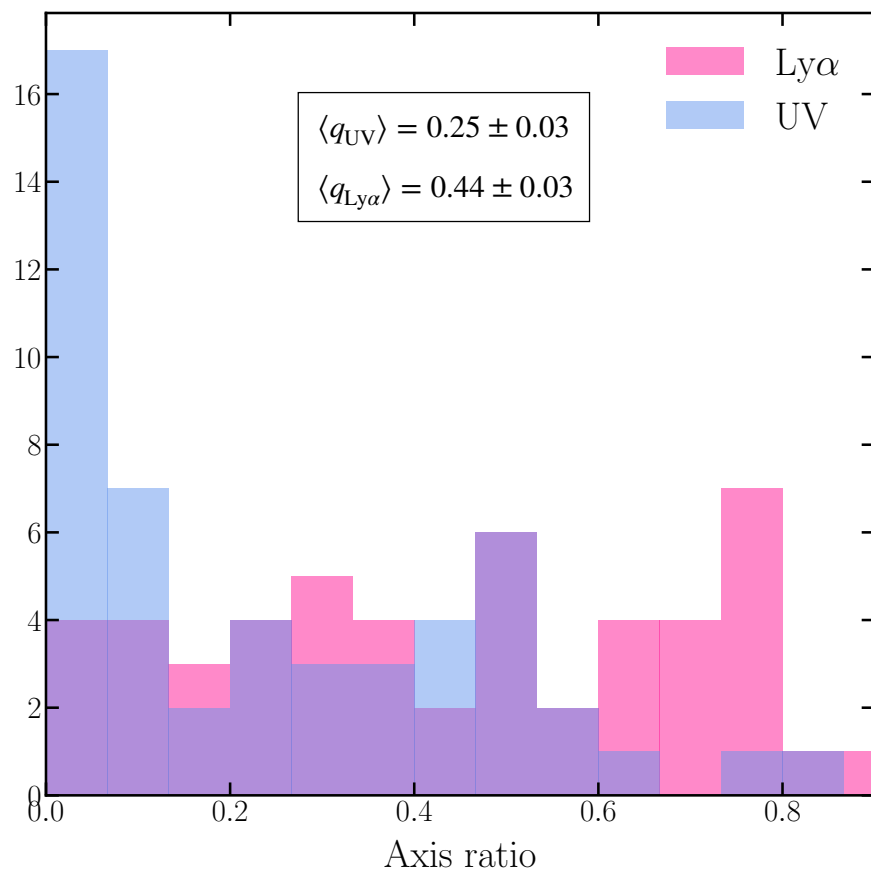


FIGURE 5.10 – Distribution du rapport des axes des profils d'émission UV (en bleu) et Lyman- α (en rose) pour les galaxies dont on mesure une valeur d'ellipticité significative sur les deux.

les deux distributions ont pu être modélisées. Pour beaucoup d'objets, la valeur de l'*offset* a été mesurée sur plusieurs images multiples, dans ces cas là j'ai décidé de ne conserver que la valeur mesurée à partir de l'image la plus amplifiée, ce choix sera discuté dans la Section 5.5.

La Figure 5.12 montre les distributions des *offsets* mesurés à partir des centroïdes et des pics d'émission pour les 136 sources sélectionnées. Les deux distributions sont très similaires et présentent des valeurs moyennes et médiane compatibles. On mesure en effet que l'*offset* mesuré à partir du centroïde moyen vaut $\langle \Delta_{\text{cent}} \rangle = 1.26 \pm 0.15$ kpc et l'*offset* médian vaut $Me(\Delta_{\text{cent}}) = 0.58_{Q1=0.35}^{Q2=1.36}$ kpc. Les mesures à partir des pics d'émission donne $\langle \Delta_{\text{pics}} \rangle = 1.16 \pm 0.12$ kpc et $Me(\Delta_{\text{pics}}) = 0.67_{Q1=0.33}^{Q2=1.21}$ kpc. Les deux mesures diffèrent néanmoins pour beaucoup de sources, deux phénomènes peuvent expliquer ces variations : certaines sources présentent une émission UV très grumeleuse, la position du pixel le plus brillant peut donc être très éloignée de celle du centroïde de l'ellipse qui modélise l'émission moyenne de toute la source. De plus, pour certaines sources très compactes, la taille d'un pixel HST (qui représente l'erreur typique sur l'estimation du pic d'émission UV) représente en kiloparsec une distance plus importante que l'*offset* mesuré en lui-même. Pour ces sources là la mesure de l'*offset* est très incertaine. Le panneau de droite de la Figure 5.12 représente les valeurs de Δ_{pics} en fonction de Δ_{cent} . On observe une grande dispersion des valeurs provoquée par les deux effets mentionnés ci-dessus. Cette dispersion nous invite donc à questionner la valeur et la précision de ces mesures d'*offset*. Pour mesurer la robustesse des mesures, j'ai utilisé deux méthodes distinctes :

Méthode 1 : Dans un premier temps j'ai considéré la distribution postérieure des valeurs des paramètres de position x et y que fournit le résultat de l'optimisation de LENSTOOL, pour le meilleur modèle de chaque source. J'ai tracé les ellipses formées par ces points à différents niveaux de dispersion autour de la meilleure valeur (i.e. 1σ , 2σ ...) avec un pas de 0.01σ . J'ai mesuré à partir de combien de σ les deux ellipses se rejoignent, c'est-à-dire, jusqu'à quelle précision peut-on affirmer que l'*offset* mesuré est significatif. On trouve ainsi que, sur 142, seulement 23 objets présentent un *offset* significatif à moins de 3σ .

Méthode 2 : La deuxième méthode consiste à supposer qu'il n'y a intrinsèquement aucun *offset* et à mesurer la probabilité que la valeur ait pu être trouvée par hasard. Pour cela, je ramène au même centroïde les deux distributions postérieures de positions (des modèles UV et Lyman- α), et mesure, en effectuant 10000 tirages, la distribution des *offsets* qui auraient pu être mesurée ainsi, par hasard. On considère alors qu'un *offset* est significatif à 3σ si la valeur mesurée est supérieur à la valeur obtenue sous l'hypothèse de non-*offset* dont la probabilité cumulée vaut 95%. On mesure ainsi que 90 des valeurs mesurées sont significative à 3σ ou plus, soit 63% de l'échantillon. Ce sous-échantillon sera utilisé dans le reste de cette section comme le sous-échantillon des *offsets* robustes. La Figure 5.12 représente ces deux catégories de sources (panneau de droite).

Il est important de noter que parmi les 46 sources restantes, se trouvent en réalité des sources très brillantes pour lesquelles les centroïdes de l'émission UV et Lyman- α sont mesurés avec une grande précision, mais dont la valeur d'*offset* est intrinsèquement très faible. On ne mesure pas d'*offset* significatif pour ces sources probablement parce qu'elle n'en présentent pas ; cependant il nous est impossible de l'affirmer avec certitude avec cette méthode de mesure.

Lorsque l'on considère uniquement les 90 sources, on mesure un *offset* moyen de $\langle \Delta_{\text{cent,sub}} \rangle = 1.32 \pm 0.19$ kpc et médian de $Me(\Delta_{\text{cent,sub}}) = 0.84_{Q1=0.53}^{Q3=1.71}$ kpc. Ces deux valeurs, significativement plus élevées que les précédentes, confirment que la sélection par la robustesse de l'*offset* a tendance à exclure les petites valeurs, qu'elles soient significativement mesurées ou non. Ces 90 sources sont représentées par des étoiles sur la Figure 5.12, et les autres par des points, on remarque alors que

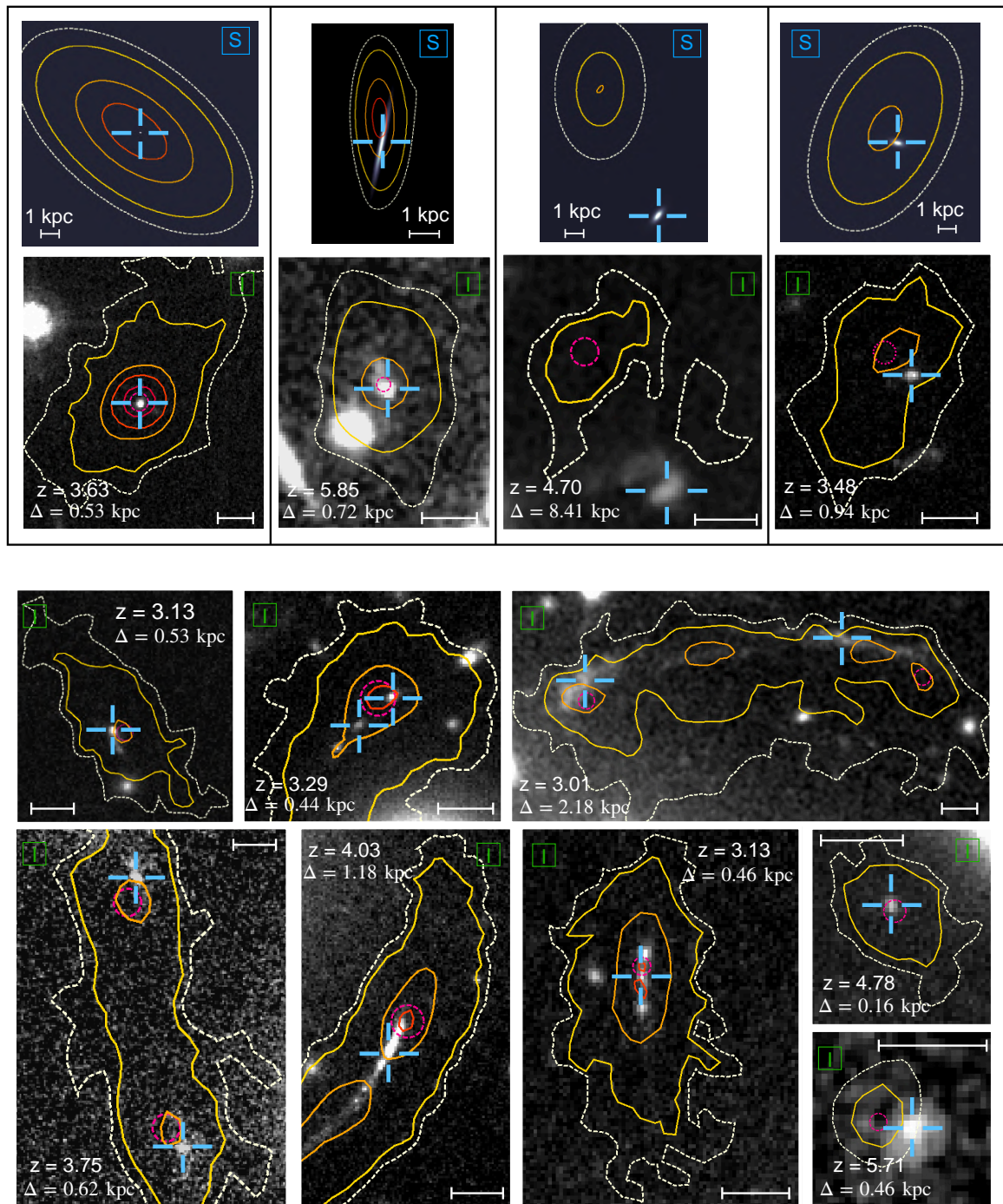


FIGURE 5.11 – 12 exemples d'offsets spatiaux détectés dans l'échantillon LLAMAS. Les 4 exemples du haut présentent chacun la source dans le plan source (indiqué par un 'S' bleu) et dans le plan image (indiqué par un 'I' vert). Chaque figure dans le plan image représente l'image HST (F814W ou F606W selon les sources) d'une image d'une galaxie de l'échantillon LLAMAS. Les contours représentés en blanc, jaune, orange et rouge représentent les niveaux d'émission Lyman- α associés. La croix bleue indique la position du centroïde d'émission UV et le cercle rose la position du centroïde d'émission Lyman- α . La redshift et la valeur de l'offsets entre les deux centroïde, dans le plan source, sont indiquées pour chaque image. La règle blanche indique la longueur d'une arcseconde dans le plan image et 1 kpc dans le plan source.

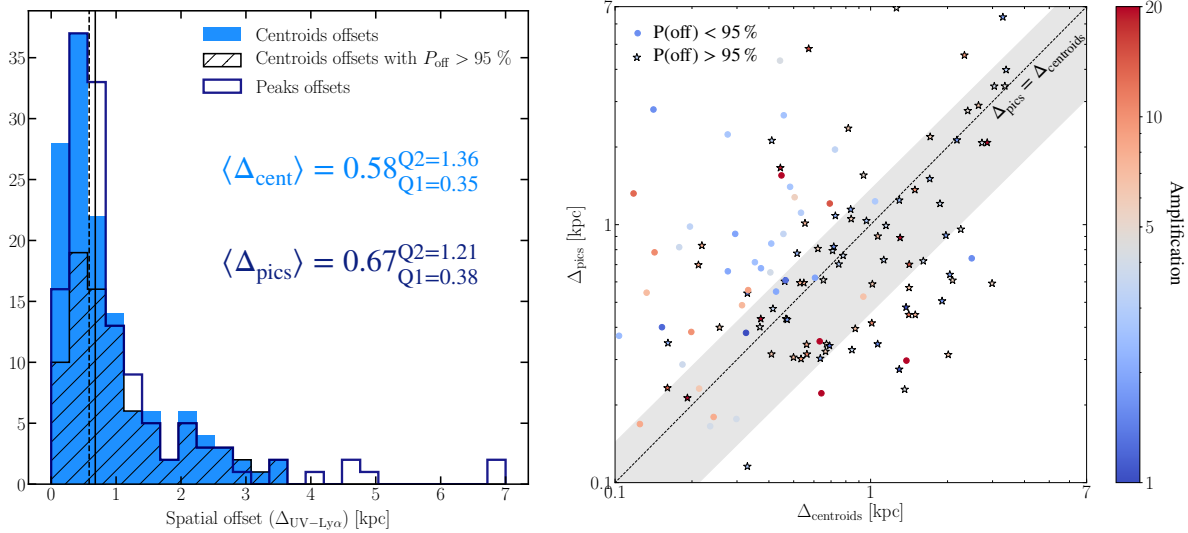


FIGURE 5.12 – *Gauche* : Distribution des valeurs d'*offsets* mesurés à partir des centres des modèles en bleu ciel et à partir des pixels les plus brillants en bleu foncé. Les lignes noires pleines et pointillées représentent les valeurs médianes respectives des deux distributions. Ces valeurs, ainsi que le premier et troisième quartile de chaque distribution, sont indiquées en bleu. La distribution hachurée représente les *offsets* mesurés à partir des centres d'émission pour lesquelles la mesure est significative à plus de 95%. *Droite* : Distribution des valeurs de Δ_{cent} par rapport à Δ_{pics} . Les étoiles représentent les sources qui présentent un *offset* dont la mesure est fiable à plus de 95% et les points ronds les autres. Les points sont colorisés en fonction de l'amplification des images.

lorsqu'on ne tient compte que des *offsets* dont la mesure est fiable, la dispersion des valeurs entre les deux méthodes de mesure est plus faible et les deux mesures sont plus compatibles.

Le rapport signal sur bruit des images ne semble pas avoir un impact important sur les mesures d'*offsets*. Lorsque l'on divise l'échantillon total des *offsets* en deux sous-échantillon de même taille en fonction du SNR (avec $SNR < 24$ et $SNR > 24$), on mesure dans les deux groupes une fraction d'*offsets* significatif proches (59% pour les galaxies avec $SNR < 24$ et 67% pour les galaxies avec $SNR > 24$). En revanche les valeurs médianes de ces deux groupes diffèrent : on mesure $Me(\Delta_{cent,SNR < 24}) = 1.30_{Q1=0.62}^{Q3=1.90}$ kpc contre $Me(\Delta_{cent,SNR > 24}) = 0.76_{Q1=0.41}^{Q3=1.26}$ kpc. Les petits *offsets* sont donc plus faciles à mesurer avec précision lorsque le SNR est grand. Le même effet est observé avec l'amplification qui est généralement liée au rapport signal sur bruit.

Enfin la distribution des *offsets* mesurée dans l'échantillon LLAMAS est en très bon accord avec les valeurs rapportées par les trois études récentes de Hoag et al. [2019], Ribeiro et al. [2020] et Lemaux et al. [2021]. Hoag et al. [2019] ont mesuré les *offsets* spatiaux sur 300 sources, avec $3 < z < 5.5$ dans des données non lentillées. Ces mesures effectuées à l'aide d'un ajustement gaussien de données spatiales et spectrales 1D (observations à l'aide de fentes) présentent un *offset* médian de 0.61 ± 0.05 kpc. Ribeiro et al. [2020] ont mesuré de la même manière les *offsets* spatiaux de 900 galaxies à $2 < z < 6$ et ont trouvé une valeur médiane globale de 0.60 ± 0.05 kpc. Parmi ces 900 sources ils ont estimé, par inspection visuelle, que seulement 11% présentaient un *offset* significatif, et ont mesuré pour ces sources là une valeur médiane de 1.9 ± 0.2 kpc. Enfin, Lemaux et al. [2021] ont mesuré sur 64 sources à $5 < z < 7$, dont la moitié sont observées par effet de lentille gravitationnelle, un *offset* médian de 0.61 ± 0.05 kpc.

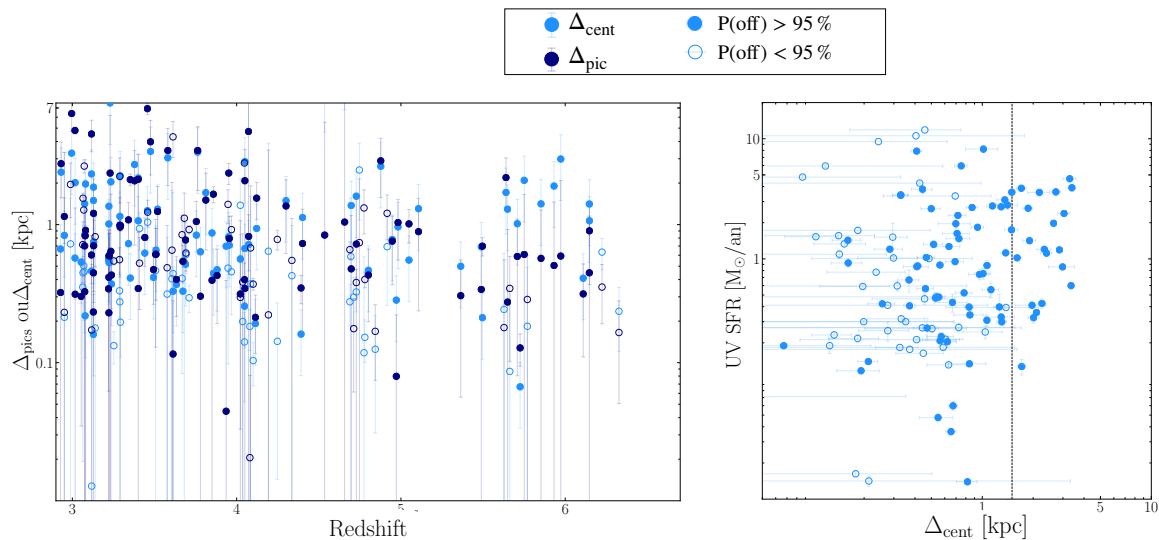


FIGURE 5.13 – *Gauche* : Distribution des valeurs d'offsets Δ_{cent} en bleu clair et Δ_{pic} en bleu foncé en fonction du *redshift*. *Droite* : Distribution des valeurs de SFR UV en fonction de Δ_{cent} . La ligne verticale se situe à $\text{SFR}=2$.

5.5.2 Etude des liens en les offsets et les propriétés des LAEs

Pour tenter de comprendre l'origine de ces *offsets* spatiaux il faut s'interroger sur d'éventuels liens entre les valeurs mesurées et les propriétés des galaxies hôtes et du CGM.

Distribution des offsets en redshift : On n'observe aucune tendance évidente en *redshift* (cf Figure 5.13). En mesurant les valeurs d'offsets médians et moyens dans différents sous-échantillons sélectionnés en *redshift*, on constate que les valeurs sont très stables. Le seul effet notable est qu'il existe moins de grands *offsets* à grand *redshift* (*offset* maximal de 7.6 kpc à $z < 4$ contre 2.9 kpc à $z > 5$). Cet effet pourrait être entièrement la conséquence d'effets instrumentaux, à grand *redshift* il est plus difficile de mesurer les propriétés spatiales des sources compte tenu de la décroissance de la brillance de surface. Hoag et al. [2019] ont également observé une décroissance moyenne des *offsets* avec le *redshift* et conclu à des potentiels effets en résolution. La fraction d'offsets significatifs est stable avec le *redshift*, on en mesure : 64% avec $z < 3$, 65% avec $4 < z < 5$ et 57% avec $z > 5$.

Corrélation entre les offsets et la magnitude UV : Lemaux et al. [2021] ont constaté que l'*offset* était proportionnel à la brillance en UV des galaxies. Cependant on n'observe aucune corrélation significative entre les valeurs d'offsets et la magnitude UV des galaxies, de même que Hoag et al. [2019]. En revanche, lorsque l'on isole les galaxies les plus brillantes, ce qui correspond également aux galaxies présentant les plus fortes valeurs de SFR ($\text{SFR} > 2 M_{\odot}/\text{an}$), on constate que ces objets présentent un *offset* médian plus grand ($Me(\Delta_{\text{cent}, \text{SFR} > 2}) = 0.79$ kpc contre $Me(\Delta_{\text{cent}, \text{SFR} > 2}) = 1.33$ kpc lorsque l'on ne prend en compte que les valeurs d'offsets significatives).

Lien entre l'offset spatiale et β : Le Figure 5.14 (panneau de gauche) représente la distribution des deux types de valeurs d'offsets en fonction du paramètre β . On ne mesure aucune tendance significative entre ces paramètres, cependant on remarque que les galaxies présentant un grand *offset* ($\Delta > 2$ kpc), présentent également une valeur de β plus faible en moyenne avec $\langle \beta_{\Delta > 2} \rangle = -1.16 \pm 0.42$. Les galaxies avec de plus petits *offsets* présentent une grande dispersion des valeurs de $\langle \beta_{\Delta < 2} \rangle = -2.10 \pm 1.00$. Les galaxies présentant les plus grands *offsets* sont donc

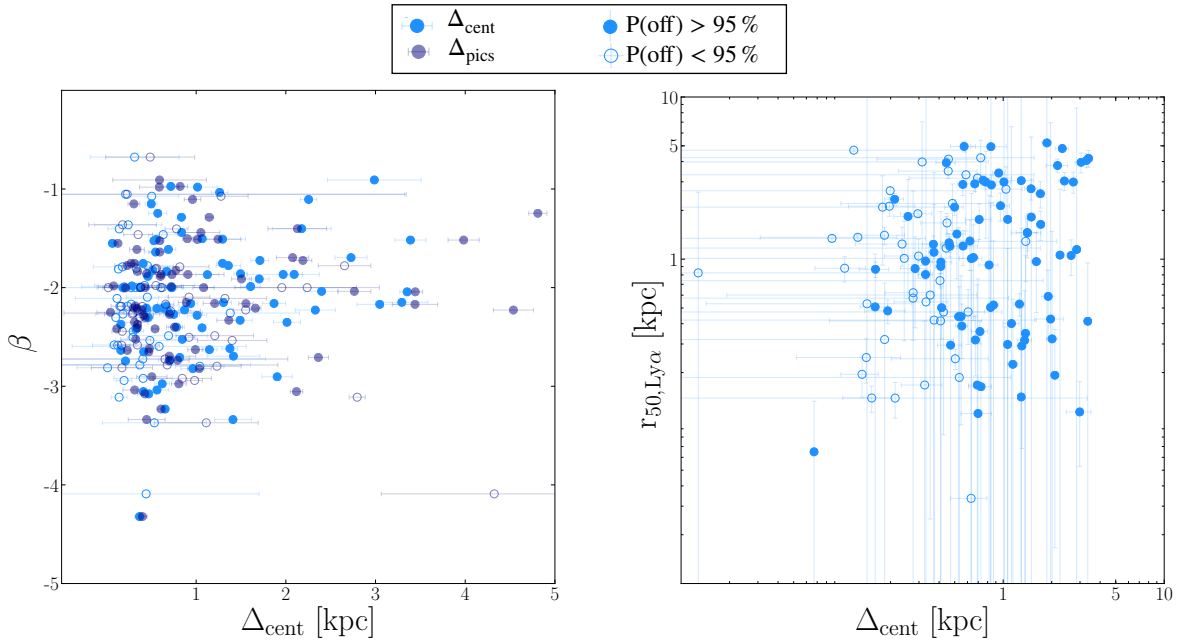


FIGURE 5.14 – *Gauche* : Distribution des valeurs de β en fonction des *offsets* Δ_{cent} et Δ_{pics} . *Droite* : distribution des valeurs de $r_{50, \text{Ly}\alpha}$ en fonction des *offsets* Δ_{cent} et Δ_{pics} . Dans les deux cas, les points remplis représentent les sources pour lesquelles la mesure de l'*offset* est fiable à plus de 95%.

moins poussiéreuses, Hoag et al. [2019] ont mesuré le même effet dans leur donnée, significatif à 3σ .

Lien entre l'*offset* spatial et l'étendue du halo Lyman- α : La partie de droite de la Figure 5.14 montre la variation de l'*offset* spatial avec l'étendue du halo Lyman- α $r_{50, \text{Ly}\alpha}$. On ne constate aucune corrélation entre ces deux valeurs. Cette absence de lien paraît étonnante, on aurait en effet pu penser que plus le halo était étendu, plus il y avait de chance que l'on puisse observer un *offset* très grand, ce qui n'est pas le cas dans nos données. Cependant, les valeurs d'*offsets* doivent nécessairement être liées d'une manière ou d'une autre à la taille de la galaxie UV. En effet un *offset* de 0.2 kpc mesuré pour une galaxie avec $r_{50, \text{UV}} = 0.5$ kpc n'a pas la même signification que ce même *offset* mesuré pour une galaxie avec $r_{50, \text{UV}} = 0.15$ kpc. J'ai donc décidé d'introduire une nouvelle mesure qui tient compte de la distribution spatiale de l'émission UV, appelée distance elliptique Δ_{ell} .

5.5.3 Mesure de la distance elliptique entre l'émission UV et l'émission Lyman- α

La distance elliptique représente la distance entre le centroïde de l'émission Lyman- α et celui de la distribution d'émission UV, normalisée par les axes de l'ellipse que définit le contour englobant 90% du flux UV dans le plan source. Ainsi une valeur de $\Delta_{\text{ell}} < 1$ signifie que le centre de l'émission Lyman- α coïncide spatialement avec l'émission UV alors que si $\Delta_{\text{ell}} > 1$, cela signifie que le centre de l'émission Lyman- α est produit plus loin. Cette mesure est d'autant plus importante, qu'elle permet de supposer les origines des *offsets* mesurés. Lorsque le pic d'émission Lyman- α est situé en dehors de la composante UV, cela peut indiquer que l'*offset* est produit soit par une source secondaire d'émission Lyman- α différente de la composante UV principale, par exemple une galaxie satellite ou un site d'émission Lyman- α *in-situ* dans le CGM; soit par des effets de diffusions à grande échelle dans le CGM, provoqués par une grande densité de colonne, la présence d'un *outflow* ou d'un *inflow*; ou bien encore par une forte quantité de poussière.

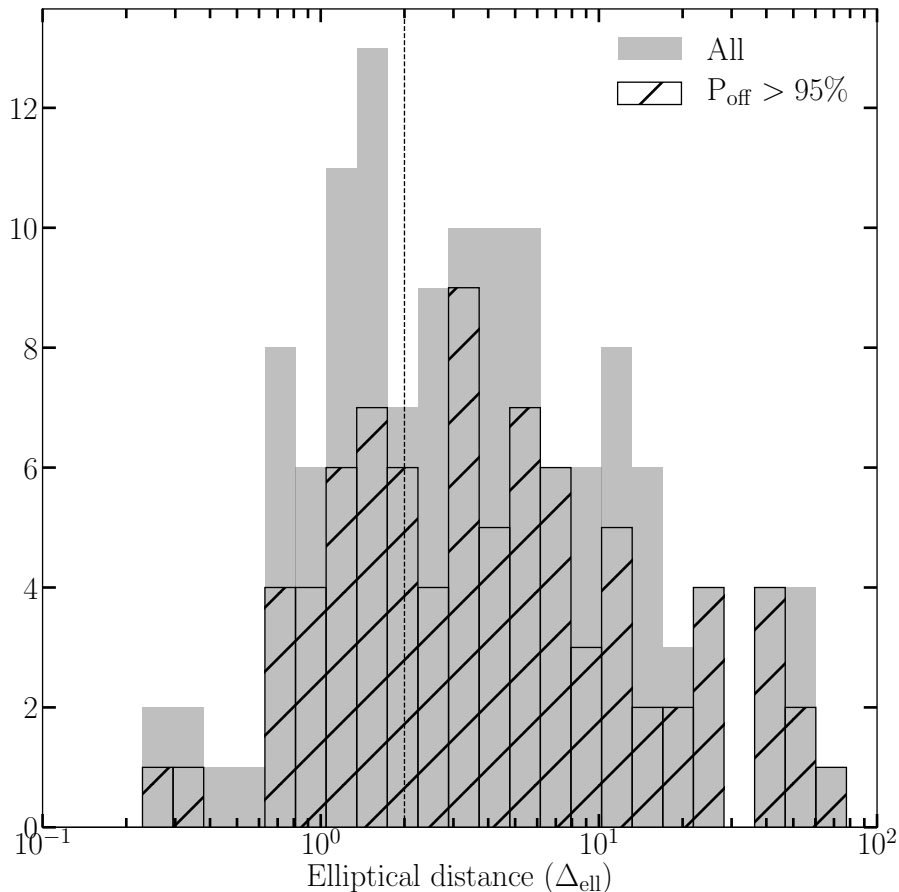


FIGURE 5.15 – Distribution des valeurs de Δ_{ell} dans l'échantillon total en gris, et pour les sources avec une mesure d'*offset* fiable à 95% en noir hachuré. La ligne en pointillés indique la valeur $\Delta_{\text{ell}}=2$, à partir de laquelle on considère qu'un *offset* est externe à l'émission UV principale.

Lorsque le pic d'émission Lyman- α , bien que décalé par rapport à l'UV, se situe à l'intérieur de la composante UV principale, il peut être produit par une distribution inhomogène de poussière ou d'hydrogène neutre du CGM à l'échelle de l'ISM ou bien encore par l'émission puissante d'un grumeau de formation stellaire en périphérie de la galaxie.

La Figure 5.15 montre la distribution des valeurs de Δ_{ell} pour l'échantillon complet en gris et pour les galaxies avec une mesure d'*offset* significative en rose (bien qu'une partie des galaxies présente un pic d'émission Lyman- α extérieur à la composante UV, 95% des galaxies ont leur pic d'émission Lyman- α situé à l'intérieur du halo Lyman- α). Si l'on considère $\Delta_{\text{ell}} = 2$ comme limite entre les *offsets* internes et externes à l'émission UV (pour tenir compte de l'erreur de la mesure de $r_{90,\text{UV}}$ et les effets de PSF qui peuvent décaler le centroïde de l'émission Lyman- α), on mesure que 38% des sources présentent un *offset* interne et 62% un *offset* externe. Si l'on ne considère que les *offsets* significatifs, la proportion d'*offset* interne tombe à 31%.

Evolution de Δ_{ell} avec le *redshift* : On n'observe aucune variation de la valeur médiane de Δ_{ell} avec le *redshift*, en revanche la fraction de galaxies avec $\Delta_{\text{ell}} > 2$ diminue à grand *redshift*; on mesure 54% à $z < 4$, 34% à $4 < z < 5$ et 25% à $z > 5$. Ce résultat peut être le résultat du fait qu'il est plus difficile de mesurer des *offsets* petits à grand *redshift* (spécialement à $z > 5$), ou bien à une

différence intrinsèque entre l'environnement des galaxies à grand et plus petit *redshift*.

Evolution de Δ_{ell} avec les paramètres des galaxies hôtes : On ne mesure aucune corrélation significative entre Δ_{ell} et le taux de formation stellaire ou bien le paramètre β .

Evolution de Δ_{ell} avec les paramètres du halo Lyman- α : La Figure 5.16 montre les variations de Δ_{ell} en fonction des valeurs de $r_{50,\text{UV}}$ et $r_{50,\text{Ly}\alpha}$. Sur l'échantillon globale, les mesures de corrélations entre Δ_{ell} et $r_{50,\text{UV}}$ ne sont pas concluantes ($p_0 > 0.1$), mais lorsqu'on n'étudie uniquement les galaxies avec $\Delta_{\text{ell}} < 15$ (ce qui représente 90% de l'échantillon), alors on mesure une décroissance nette de Δ_{ell} avec $r_{50,\text{UV}}$ (coefficient de Pearson $\rho_P = -0.24$ avec $p_0 = 0.04$). Plus une galaxie est grande, plus elle a de chance de présenter un *offset* interne. Ce résultat suppose que les galaxies UV les plus grandes ont plus de chance de présenter une structure complexe dans l'ISM (grumeaux de formation stellaire ou bien distribution inhomogène de poussière) ou dans le CGM permettant de produire des *offsets* petits devant la taille de la galaxie mais néanmoins mesurables et significatifs. Cela m'amène à la question suivante : les galaxies les plus petites présentent-elles réellement en moyenne, un *offset* plus grand ou bien est-ce du au fait que si ces galaxies sont petites il est plus difficile, même en les observant par effet de lentille gravitationnelle, de détecter un éventuel *offset* interne significatif? De plus on observe au moins 6 cas de galaxies dont la composante stellaire est étendue ($r_{50,\text{UV}} > 0.1\text{kpc}$) qui présentent une valeur de $\Delta_{\text{ell}} > 15$. Si l'on suppose qu'une galaxie plus grande est plus massive et que par conséquent elle est plus susceptible d'accréter autour d'elle une ou plusieurs galaxies satellites ou bien un flux d'accrétion de gaz à travers le CGM, cela pourrait expliquer que des galaxies très grandes présentent aussi des *offsets* externes très importants.

Une discussion plus détaillée des différents phénomènes pouvant conduire à la formation de tels *offsets*, à la fois internes et externes est menée dans le Chapitre 8.

5.6 Incertitudes dues à l'effet de lentille gravitationnelle

Toutes les mesures présentées dans cette thèse sont effectuées sur les sources observées par effet de lentille gravitationnelle. Si cet effet permet d'amplifier et de multiplier l'image des sources, il induit également des incertitudes supplémentaires sur les résultats par rapport aux études dans les champs vides. Ces incertitudes sont principalement dues aux modèles de masse des amas, pour bien comprendre les mesures qui sont faites, il faut aussi prendre le temps d'étudier le fonctionnement et l'impact de ces incertitudes sur les mesures.

5.6.1 Dispersion des mesures dans les systèmes multiples

Les modèles de masse des amas sont des modèles paramétriques, basés les positions observées des images constituant les systèmes multiples. La composante principale des amas étant la matière noire, dont la nature est encore inconnue et que l'on ne peut pas observer, il est impossible d'affirmer avec certitude qu'un modèle de masse est parfait. En revanche, plus le modèle prédit correctement les positions observées des images, plus il doit être proche de la vérité. En plus de l'incertitude générale du modèle, qui peut se résumer à l'écart médian entre les positions prédites et les positions observées du meilleur modèle, un moyen d'estimer le niveau de certitude d'un modèle est d'étudier les systèmes multiples. En effet ces images sont produites par la même source, on devrait donc, en théorie, pouvoir mesurer sur chacune d'elle exactement les mêmes paramètres. La dispersion des valeurs mesurées pour les images d'une même source représente un bon indicateur de fiabilité du modèle. Cependant ce résultat est à prendre avec précaution, car

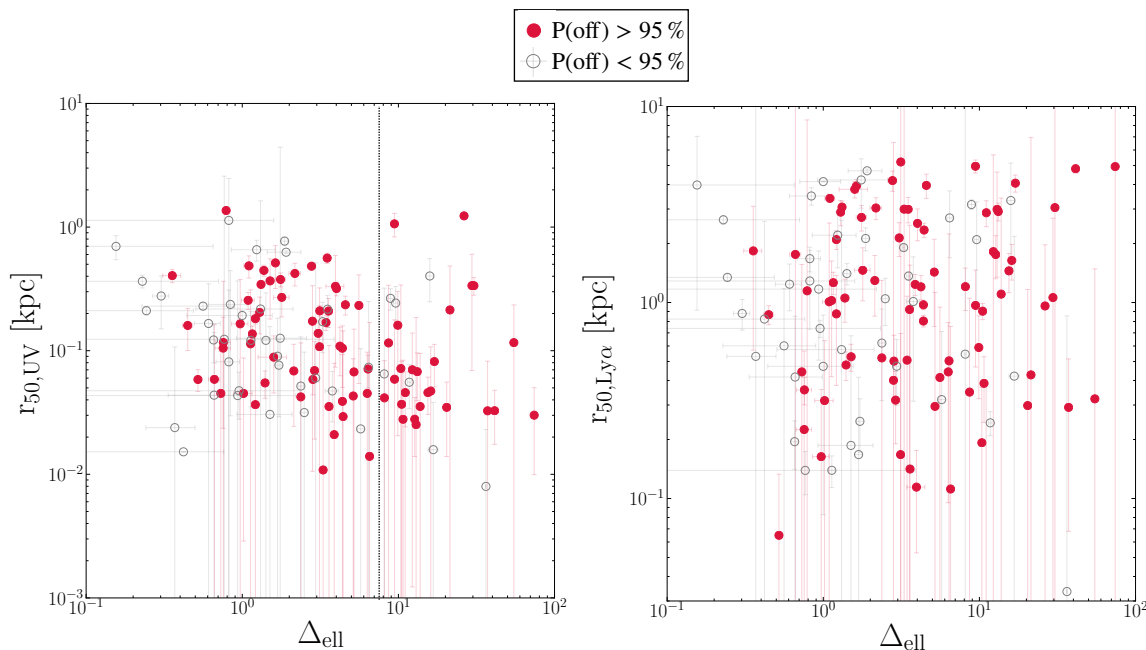


FIGURE 5.16 – *Gauche* : distribution des valeurs de $r_{50,UV}$ en fonction de Δ_{ell} . Les points rouges indiquent les sources pour lesquelles on a pu mesurer un *offset* fiable à plus de 95% et les points gris les autres. La ligne en pointillés se situe $\Delta_{ell} = 1$, valeur avant laquelle on observe une décroissance de la taille UV quand Δ_{ell} augmente. *Droite* : distribution des valeurs de $r_{50,Ly\alpha}$ en fonction de Δ_{ell} . Les points rouges indiquent les sources pour lesquelles on a pu mesurer un *offset* fiable à plus de 95% et les points gris les autres. Aucune tendance n'est mesurée entre les deux paramètres.

pour les systèmes dont une image au moins est très amplifiée, un autre paramètre entre en jeu : l'amplification relative des images.

Dans les sections précédentes, lorsque plusieurs images étaient sélectionnées pour une même source, seules les valeurs mesurées sur l'image la plus amplifiée ont été conservées. Les modèles actuels ne sont pas suffisamment précis pour reproduire sans erreur toutes les images en même temps (il existe une méthode pour y parvenir mais qui demande d'optimiser un modèle par source, les détails sont donnés dans le Chapitre 7). Les mesures effectuées sur différentes images de la même source peuvent donner des résultats très différents produits par la différence d'amplification entre les images multiples. En effet, plus une image est amplifiée, plus on peut observer de détails. La Figure 5.17 représente pour chaque système multiple (80 en tout), la dispersion des mesures (en étendue spatiale UV et Lyman- α , ellipticité et *offsets*) par rapport à la valeur moyenne pondérée par l'amplification de chaque image du système. Pour environ 19% des sources, la dispersion est faible (inférieure à 20% de la valeur moyenne pondérée) pour les différentes mesures. Pour 30%, cette dispersion est modérée, entre 20% et 50% de la valeur moyenne pondérée. En revanche, on constate que sur les 80 systèmes multiples pour lesquels, deux ou plus images ont pu être modélisées, 4 présentent une dispersion des valeurs supérieure à la valeur moyenne mesurée. Après inspection visuelle, il s'avère que ces systèmes correspondent aux systèmes multiples les plus amplifiés (avec des amplifications totales comprises entre 20 et 50), présentant des images multiples avec des valeurs d'amplification très différentes. Au sein de ces systèmes particuliers, la différence conséquente d'amplification entre les images entraîne des différences aussi conséquentes dans la précision des mesures. Plus une image sera amplifiée, plus on distinguera de détails, plus la mesure sera précise. Mais cette même mesure effectuée sur une image moins amplifiée de la même source donnera un résultat différent et beaucoup moins précis. A l'inverse,

plus l'image est amplifiée, plus l'estimation précise de l'amplification est difficile. Les images les plus amplifiées sont celles qui croisent les lignes critiques, l'amplification varie alors fortement à l'intérieur de l'image ce qui rend la mesure moyenne difficile. Donc paradoxalement les images les plus amplifiées sont à la fois le terrain d'excellence pour étudier les propriétés résolues des sources (cf Chapitre 7) mais peuvent aussi présenter de très fortes incertitudes supplémentaires sans traitement individuel spécifique.

La Figure 5.18 illustre cet effet pour deux objets de l'échantillon : le système 1 de l'amas MACS0940 et le système 3 de l'amas A2390. Dans les deux cas, une ou plusieurs images sont très amplifiées et la différence d'amplification entre les images est très importante. Sur la figure sont représentées les valeurs d'*offsets* mesurées pour chaque image multiple. On constate que cette valeur varie énormément selon l'image considérée. Dans le cas du système de MACS0940, sur l'image la plus amplifiée (image 1.3) on mesure un *offset* $\Delta_{\text{cent}} = 0.41$ kpc alors que sur l'image 1.4, sur laquelle on peut distinguer les deux pics d'émission Lyman- α on mesure $\Delta_{\text{cent}} = 1.25$ kpc. Ces deux valeurs sont très différentes et incompatibles et les deux sont estimées avec plus de 95% de probabilité. Ayant fait le choix de retenir uniquement les valeurs mesurées sur les images les plus amplifiées, c'est la mesure de l'image 1.3 qui a finalement été conservée. Dans ce cas, la variation significative de la mesure tient à ce que l'image 1.4 est parfaitement alignée avec l'effet d'étirement de l'amas et permet donc de distinguer les deux composantes d'émission plus nettement que dans l'image 1.3. Le choix entre les deux images est très délicat. En revanche lorsque l'on compare avec des deux autres images, moins amplifiées, on remarque que l'*offset* significatif n'est pas mesurable dans ces deux images, d'où l'intérêt de conserver la mesure la plus amplifiée. Dans les deux cas de figure, la valeur de Δ_{ell} est significativement inférieure à 1, ce qui rend pour la discussion ces deux mesures compatibles.

Dans le cas du système de A2390 (Pelló et al. 1999), le même effet est observé. L'image du haut étant beaucoup plus étirée, on distingue mieux le décalage entre l'émission UV et l'émission Lyman- α . Dans ces deux cas de figure, la mesure de l'*offset* et de la distance elliptique est significative et robuste, alors que les images multiples présentent une grande dispersion de valeurs.

Ces quatre cas sont donc à traiter individuellement à l'aide d'un modèle ajusté spécifiquement pour ces systèmes qui permet alors de combiner toutes les images multiples malgré les différences d'amplification. Deux d'entre eux ont fait l'objet d'une telle étude plus poussée, présentée dans le Chapitre 7.

5.6.2 Nouvelle mesure de l'amplification gravitationnelle

La modélisation de l'émission Lyman- α dans le plan source permet également de mesurer à nouveau, d'une nouvelle manière, les valeurs d'amplification. En effet, l'amplification peut être définie comme le rapport entre le flux dans le plan source et le flux détecté dans le plan image (cf Chapitre 2). Ainsi si l'on divise le flux total contenu dans les images modélisée (sans bruit) au flux total contenu dans les images des galaxies dans le plan source, on obtient une nouvelle mesure de l'amplification. Cette mesure est importante pour deux raisons : dans un premier temps, elle permet de confirmer les valeurs d'amplification mesurée avec LENSTOOL, mais aussi de vérifier la convergence des modèles en s'assurant que la nouvelle valeur d'amplification reste compatible avec l'ancienne (pour les objets peu amplifiés uniquement). L'amplification est une mesure très importante puisqu'elle nous permet de retrouver les valeurs intrinsèques des paramètres des source, tels que par exemple le flux ou la luminosité Lyman- α , la taux de formation stellaire, la magnitude UV. Une erreur d'un facteur 2 sur l'amplification entraîne la même erreur sur ces paramètres. La deuxième raison de faire cette mesure est d'obtenir une valeur d'amplification plus robuste pour les images très amplifiées. En effet, les images les plus amplifiées sont celles qui se trouvent

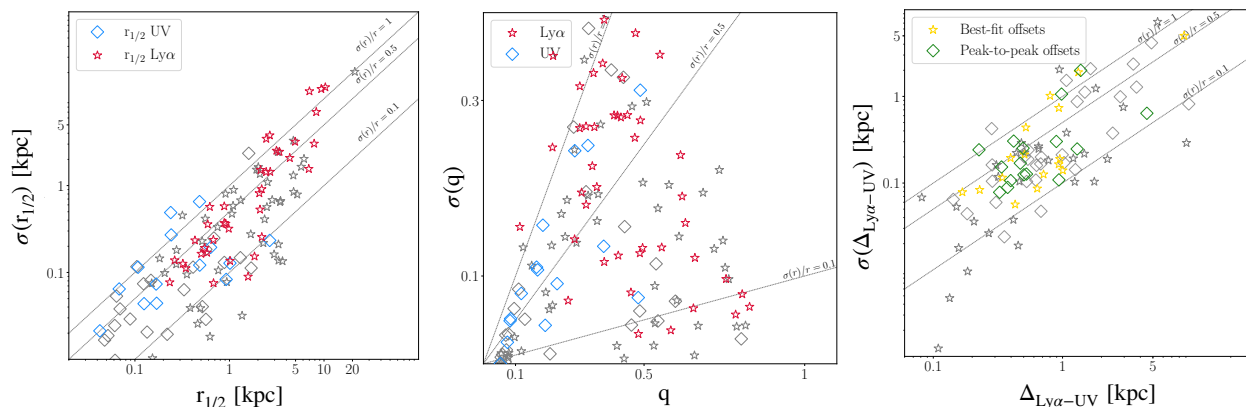


FIGURE 5.17 – De gauche à droite sont représentées des distributions de la déviation des mesures effectuées sur les différentes images d'un système multiple en fonction de la valeur moyenne, pondérée par l'amplification, des paramètres de ces sources pour la mesure de l'étendue, de l'ellipticité et de l'*offset* spatial. Les points de couleurs indiquent les valeurs mesurées pour des systèmes multiples avec au moins trois images modélisées, les points gris représentent les systèmes multiples composés de deux images uniquement.

proches des lignes critiques (dans le plan image); l'amplification varie donc beaucoup à l'intérieur même de l'image. La valeur d'amplification mesurée par LENSTOOL, à une position donnée dans l'image, ne représente donc pas la valeur de l'amplification moyenne de toute l'image, ce que mesure par contre l'amplification déduite des modélisations. Cet effet est négligeable dans les images peu amplifiées, au sein desquelles la valeur de μ est très stable. La Figure 5.19 représente la distribution de cette nouvelle mesure de μ en fonction de la mesure originale. Pour chaque image, la nouvelle mesure d'amplification correspond à la valeur moyenne des 4 modèles qui ont le mieux reproduit la distribution d'émission Lyman- α . Les barres d'erreur représentent la dispersion des valeurs d'amplification entre tous les modèles qui ont été appliqués à l'image Lyman- α . On constate, comme attendu, que pour les images avec $\mu < 10$, les deux mesures sont compatibles. En revanche pour les images avec $\mu > 10$, les nouvelles mesures sont plus faibles et plus réalistes que celles données par le modèle en se basant uniquement sur les positions des images. Ainsi il y a un vrai intérêt à mesurer l'amplification moyenne sur les images au lieu de l'amplification à une position donnée.

MACS0940 système 1, $z = 4.03$

1.2	1.1	1.3	1.4
$\Delta_{\text{cent,s}} = 0.08 \text{ kpc}$	$\Delta_{\text{cent,s}} = 0.46 \text{ kpc}$	$\Delta_{\text{cent,s}} = 0.41 \text{ kpc}$	$\Delta_{\text{cent,s}} = 1.25 \text{ kpc}$
$\Delta_{\text{pics,s}} = 0.1 \text{ kpc}$	$\Delta_{\text{pics,s}} = 0.05 \text{ kpc}$	$\Delta_{\text{pics,s}} = 0.40 \text{ kpc}$	$\Delta_{\text{pics,s}} = 1.24 \text{ kpc}$

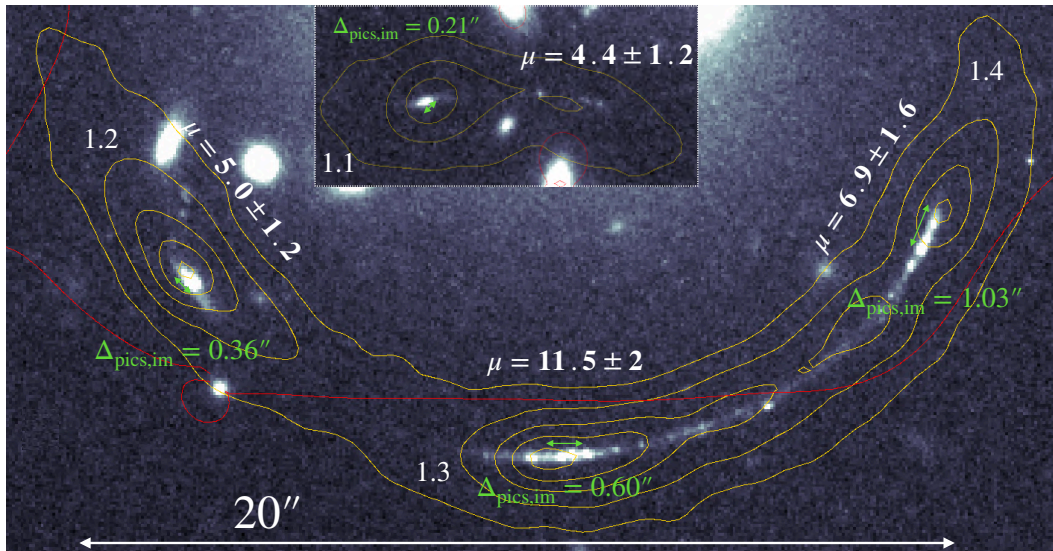
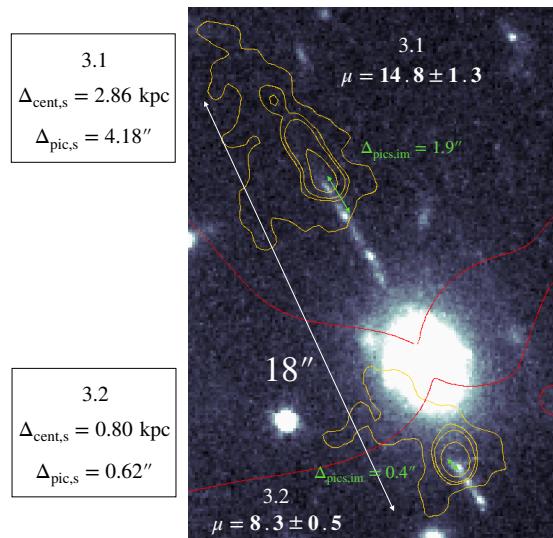
A2390 système 3, $z = 4.04$ 

FIGURE 5.18 – *Haut* : Image HST (F814W) du système 1 de l'amas MACS0940 à $z = 4.03$ (Claeyssens et al. 2019). Les quatre images multiples sont nommées en blanc. les contours jaunes représente la distribution d'émission Lyman- α et les lignes rouges les lignes critiques du modèle de masse. Sur chaque image, l'écart entre le pic d'émission UV et le pic d'émission Lyman- α est représenté par la flèche verte. L'amplification de chaque image est affichée en blanc. Les cadre noir donne pour chaque image les valeurs des mesures d'offsets effectuées. *Bas* : Même chose pour le système 3 de l'amas A2390 à $z = 4.04$ (Pelló et al. 1999).

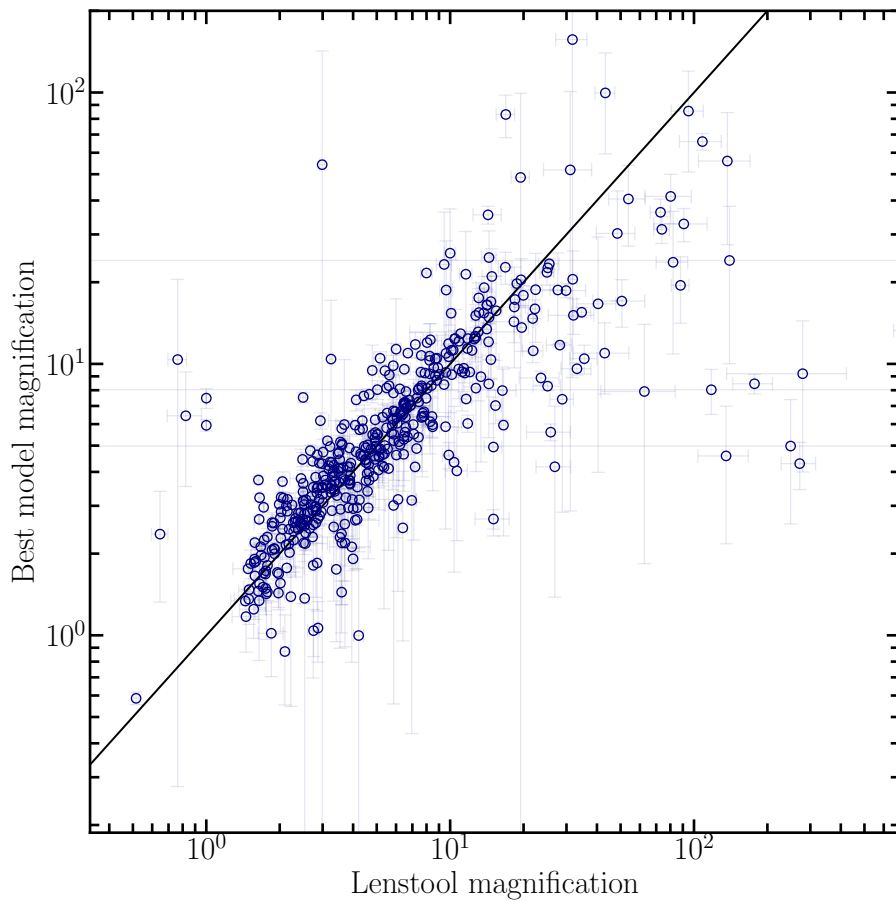


FIGURE 5.19 – Distribution des nouvelles mesures d'amplification, réalisées à partir des modèles dans le plan source, en fonction des mesures originales de LENSTOOL basées uniquement sur la position des images. La ligne noire indique $y=x$. On remarque que pour les images avec une amplification $\mu < 10$, les deux valeurs sont compatibles, alors que pour les images très amplifiées ($\mu > 10$) la nouvelle mesure est en moyenne plus basse et plus réaliste.

Bilan de ce chapitre :

- * L'émission Lyman- α de 271 sources a pu être modélisée dans le plan source. Parmi ces galaxies, 142 ont également pu être caractérisées en émission UV.
- * Chaque images Lyman- α a été modélisée avec plusieurs modèles afin de reproduire au mieux les profils complexes d'émission observés dans l'échantillon LLAMAS. Malgré l'amplification, 67% des images restent bien reproduites par un modèle composé de deux profils exponentiels centrés à la même position. 12% des sources nécessite un modèle plus complexe pour être correctement modélisée.
- * L'étude de l'étendue du halo Lyman- α par rapport à la composante UV a montré que la corrélation mesurée dans [Leclercq et al. \[2017\]](#) était toujours valide pour des plus faibles émetteurs Lyman- α , même en tenant compte des incertitudes de mesure. Le halo Lyman- α est en moyenne 12 fois plus étendu que l'émission UV des galaxies.
- * L'étendue du halo Lyman- α est corrélée à plusieurs paramètres : le taux de formation stellaire, la largeur équivalente Lyman- α au repos et la FWHM de la raie Lyman- α . Les halos à plus grand *redshift* sont globalement moins étendus.
- * Parmi les halos modélisés, 48% présentent une distribution d'émission Lyman- α significativement elliptique, les halos Lyman- α sont en moyenne cependant plus circulaires que la distribution d'émission UV.
- * Plus les images sont amplifiées ou présentent un fort rapport signal sur bruit, plus ils auront de chance d'être mesuré elliptique. Les halos Lyman- α tendent donc tous à être reproduit pas une distribution elliptique a condition qu'ils soient bien résolus. La valeur du rapport des axes reste stable à $q_{Ly\alpha} = 0.48 \pm 0.03$.
- * Grâce à l'amplification gravitationnelle, de nombreux *offsets* sont mesurés entre l'émission UV et l'émission Lyman- α des galaxies. La médiane des valeurs d'*offset* de situe à $\Delta_{cent} = 0.66$ kpc quand l'*offset* est mesuré entre les centroïdes des deux distribution d'émission, ce qui est en accord avec les récentes études de [Hoag et al. \[2019\]](#), [Ribeiro et al. \[2020\]](#) et [Lemaux et al. \[2021\]](#).
- * Parmi les galaxies de l'échantillon LLAMAS, 63% présentent une mesure d'*offset* fiable à plus de 95%.
- * Les mesures d'*offsets* sont corrélées à plusieurs paramètres physiques : le taux de formation stellaire et la pente UV de l'émission du *continuum*.
- * Les *offsets* peuvent être séparés en deux catégories : les *offsets* internes (qui représentent 40% des galaxies LLAMAS) et les *offsets* externes (60%).
- * Plusieurs phénomènes physiques tels que l'émission Lyman- α de galaxies satellite ou en cours de fusion, les variations dans la distribution en hydrogène neutre du CGM ou la présence de vent stellaire peuvent expliquer la production des *offsets* externes. Les *offsets* internes sont plus probablement produit par des effets à petite échelle : émission Lyman- α par un grumeau de fraction stellaire très brillant, irrégularité de la distribution en poussière dans l'ISM ou bien petit vent stellaire.
- * Les mesures par effet de lentille gravitationnelle permettent d'étudier des objets plus petits et plus faibles, mais induisent également des incertitudes supplémentaires. La mesure de l'amplification est à étudier particulièrement. Une nouvelle mesure, plus juste pour les images très amplifiées a été proposée grâce aux modélisation de l'émission Lyman- α dans le plan source.

Chapitre 6

Propriétés spectrales des émetteurs Lyman- α

C'est la nuit qu'il est beau de croire à la lumière.

Edmond Rostand, Chantecler, II, 3

La raie Lyman- α peut être considérée comme l’empreinte du gaz froid d’hydrogène présent à l’intérieur et autour des galaxies. Comme nous l’avons introduit dans la Section 1.3.3, il existe une grande diversité de profils de raies Lyman- α qui dépendent des propriétés du gaz dans lequel les photons sont émis puis diffusés : ces paramètres incluent la densité de colonne du gaz, sa vitesse d’expansion ou d’effondrement, l’opacité due à la poussière et la vitesse thermique des atomes. Le caractère résonant de l’émission Lyman- α complique beaucoup l’interprétation de la morphologie des raies observées. Grâce à l’instrument MUSE et à sa résolution spectrale il est possible d’étudier les propriétés spectrales des raies Lyman- α et de connecter ces mesures aux propriétés spatiales des halos d’hydrogène. Une étude détaillée visant à rapprocher ces propriétés spectrales aux propriétés spatiales des halos Lyman- α ne faisait pas initialement partie des objectifs principaux de cette thèse. Ce chapitre vise simplement à présenter les résultats préliminaires de cette étude, que je compte achever pendant mon post-doctorat. Ces résultats incluent : les mesures de propriétés globales des raies Lyman- α , la mesure du *redshift* systémique quand elle est possible, les profils à double pics d’émission et enfin les ajustements des spectres avec des modèles de vents galactiques. Grâce à l’effet de lentille gravitationnelle, les spectres extraits à partir d’images amplifiées de galaxies peuvent présenter un très bon rapport signal sur bruit, permettant potentiellement de détecter d’autres raies d’émission ou d’absorption en plus de la raie Lyman- α . L’amplification gravitationnelle dans ce cas ne fait qu’augmenter le flux et donc la qualité des spectres : les effets morphologiques sur les images peuvent être ignorés lorsqu’on étudie uniquement le spectre des objets ; seule la valeur de l’amplification totale est importante.

6.1 Profils spectraux des raies Lyman- α

Grâce à la procédure détaillée dans la Section 4.1.1, je mesure pour chaque raie Lyman- α observée la position du pic de la raie, la FWHM (*Full With Half Maximum* en anglais), le flux et l’asymétrie de la raie. La longueur d’onde du pic de la raie Lyman- α permet notamment de mesurer le *redshift* des objets pour lesquels on ne détecte aucune autre raie d’émission. Dans ces cas là on mesure ce que l’on appelle un *redshift* Lyman- α $z_{Ly\alpha}$. La raie Lyman- α observée étant généralement décalée vers le rouge par le transfert radiatif des photons dans le CGM (cf Section 1.3.3), la valeur de $z_{Ly\alpha}$ est surestimée par rapport au *redshift* systémique z_{sys} des galaxies qui représente la vitesse intrinsèque du gaz contenu dans la galaxie. Parmi les paramètres de la raie Lyman- α mesurés grâce à l’ajustement des raies par un profil gaussien asymétrique : la largeur à mi-hauteur

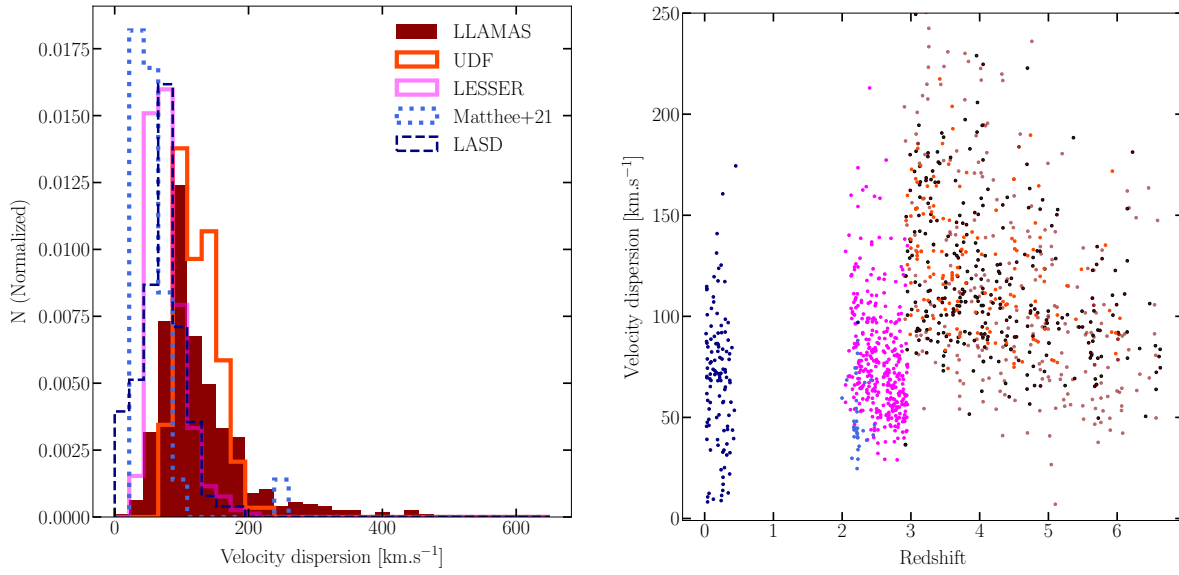


FIGURE 6.1 – *Gauche* : Distributions des FWHM au repos, corrigées des effets instrumentaux, pour cinq échantillons (LLAMAS, UDF, LESSER, XLS et LASD). On observe que les échantillons MUSE (LLAMAS et UDF) avec de plus grands *redshifts* possèdent en moyenne des valeurs de FWHM plus grandes que les échantillons à plus faibles *redshifts*. *Droite* : Distribution des valeurs de FWHM des cinq échantillons en fonction du *redshift*. On observe que les échantillons MUSE avec $z > 3$ montrent très nettement de plus grandes valeurs de FWHM bien que cette valeur diminue significativement avec le *redshift*.

(FWHM) et l'asymétrie représentent les traces de la diffusion des photons dans l'ISM, le CGM et potentiellement l'IGM.

Largeur à mi-hauteur : La FWHM de la raie mesure la dispersion des vitesses (σ) des atomes émettant les photons Lyman- α . La FWHM et la dispersion des vitesses sont liées par la relation :

$$FWHM = 2.35 \times \sigma \quad (6.1)$$

Pour obtenir les FWHM intrinsèques des raies observées, on corrige ces valeurs de deux effets. L'élargissement des raies provoquées par le *redshift* est corrigé en rapportant les $FWHM_{\text{obs}}$ observées au repos par la formule :

$$FWHM_0[\text{km.s}^{-1}] = \frac{FWHM_{\text{obs}}[\text{Å}] \times c}{\lambda_0[\text{Å}] \times (1+z)} \quad (6.2)$$

Les spectres subissent également un élargissement dû aux effets instrumentaux (cf Section 3.2.1) appelé LSF (pour *Line Spread Function* en anglais). La LSF de l'instrument MUSE dépend de la longueur d'onde de la raie détectée et s'exprime :

$$FWHM_{\text{LSF}} = 5.19939 - 0.000756746 \times \lambda + 4.93397 \times 10^{-8} \times \lambda^2 \quad (6.3)$$

avec λ en Å. On retire donc préalablement cette valeur de la FWHM mesurée :

$$FWHM_{\text{corr}} = \sqrt{FWHM_{\text{obs}}^2 - FWHM_{\text{LSF}}^2} \quad (6.4)$$

Dans le cas des photons Lyman- α , la dispersion des vitesses sondées est celle des atomes responsables de la dernière diffusion des photons, dans l'ISM si le photon s'échappe sans interaction avec les atomes du CGM ; ou bien dans le CGM lorsque le photon est diffusé. Si l'on observe une raie Lyman- α très fine, avec une faible FWHM, les photons ont probablement été émis et se sont diffusés dans un milieu peu dense (cf Section 1.3.5) ou bien au sein duquel les atomes ont des vitesses thermiques faibles (cf Section 1.3.5). À l'inverse, une raie Lyman- α très large est généralement produite lorsque les photons ont subi de nombreuses diffusions au sein d'un milieu dense ou bien en expansion rapide (cf Section 1.3.5). Verhamme et al. [2018] ont également montré que la FWHM des raies Lyman- α , à grand *redshift* est proportionnelle au décalage du pic de la raie Lyman- α par rapport à la vitesse systémique du gaz, ce qui indique que plus la FWHM de la raie émergente est grande, plus les photons ont subi de diffusions avant de pouvoir s'échapper du milieu d'hydrogène neutre. La Figure 6.1 représente la distribution des FWHM au repos mesurées dans l'échantillon LLAMAS (corrigées de la LSF instrumentale de MUSE) en rouge. Les autres couleurs représentent les FWHM mesurées sur les raies Lyman- α de quatre échantillons :

- L'échantillon de l'UDF (Leclercq et al. 2017) regroupe 145 LAEs sélectionnés selon leur émission Lyman- α , observés avec MUSE couvrant la même gamme de *redshifts* que l'échantillon LLAMAS. ($2.9 < z < 6.7$).
- L'échantillon LESSER (pour *LEnSed laeS in the Eboss Survey* en anglais, Cao et al. 2020) est constitué de LAEs observés par effet de lentille gravitationnelle. Dans ce cas les lentilles sont des galaxies individuelles (on appelle ce cas de figure le *galaxy-galaxy lensing*) observées dans le cadre du sondage SDSS (Albaret et al. 2017). L'échantillon LESSER comprend 361 LAEs avec $2 < z < 3$ dont 80 présentent un profil Lyman- α avec deux pics d'émission. Les galaxies de l'échantillon sont sélectionnées par leur émission Lyman- α détectée dans les spectres des galaxies lentilles à plus bas *redshift*. Cette sélection "à l'aveugle" est très similaire à la sélection des LAEs dans MUSE (UDF et LLAMAS) basée uniquement sur l'émission Lyman- α .
- L'échantillon XLS (pour *Xshooter Lyman- α Sample* en anglais, Matthee et al. 2021) est constitué de 35 LAEs observés avec l'instrument XShooter sur le VLT à $z \sim 2$. Les LAEs de cet échantillon ont été sélectionnés grâce à l'émission Lyman- α détectée dans des images NB afin que toutes les sources présentent une largeur équivalente $EW_{Ly\alpha} > 25 \text{ \AA}$.
- La base de données LASD (pour *Lyman Alpha Spectral Database* en anglais) (Runholm et al. 2021) recense 332 LAEs avec $0 < z < 6.6$ provenant de plusieurs échantillons différents. Parmi ces sources, 143 possèdent un *redshift* systémique estimés grâce à une ou plusieurs raies nébuleuses autres que la raie Lyman- α . Ces LAEs ont un *redshift* entre 0.02 et 0.44. Ces spectres proviennent de plusieurs programmes d'observation de l'instrument COS/HST.

On observe que les dispersions de vitesse des échantillons LLAMAS et UDF ne coïncident pas parfaitement en moyenne. L'échantillon LLAMAS présente une valeur moyenne de FWHM légèrement plus faible que l'échantillon de l'UDF ($\sigma_{\text{med,LLAMAS}} = 107 \text{ km.s}^{-1}$ et $\sigma_{\text{med,UDF}} = 124 \text{ km.s}^{-1}$). On a montré dans le Chapitre 5 que la FWHM de la raie est proportionnelle à la taille du halo Lyman- α autour des galaxies (cf Figure 5.7) et que les tailles des halos Lyman- α mesurées dans l'échantillon LLAMAS sont bien inférieures à celles des halos de l'UDF (cf Figure 5.6). Il est donc normal de mesurer dans l'échantillon LLAMAS des valeurs de FWHM plus faibles en moyenne et une plus grande quantité de raie Lyman- α plus étroites. On observe néanmoins que la gamme de valeurs de σ mesurée dans les LLAMAS ($[11 - 465] \text{ km.s}^{-1}$) englobe celle de l'UDF ($[74 - 217] \text{ km.s}^{-1}$). Dans les deux échantillons pris indépendamment la valeur de σ décroît significativement avec le *redshift* : on mesure un coefficient et une p-valeur de Pearson de $\rho = -0.14$ et $p_0 = 0.0015$ dans les LLAMAS et $\rho = -0.33$ et $p_0 = 10^{-5}$ dans l'UDF. Les FWHM mesurées dans l'échantillon de l'UDF le sont différemment de celles mesurées dans l'échantillon LLAMAS : une nouvelle analyse des spectres de l'UDF avec exactement la même méthode serait

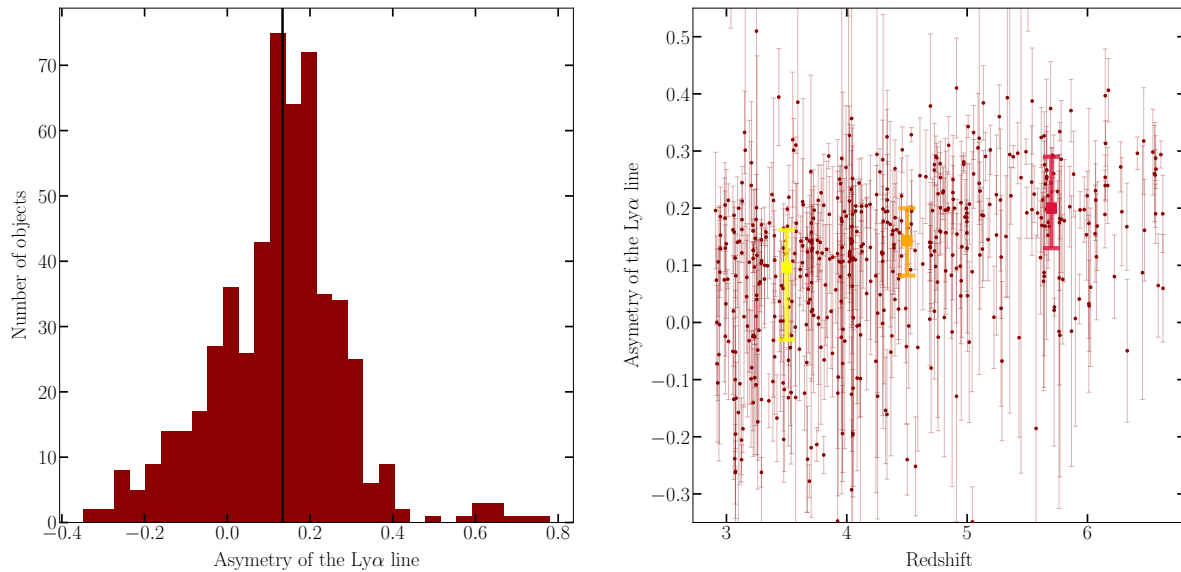


FIGURE 6.2 – *Gauche* : Distribution des valeurs du paramètre d’asymétrie des raies Lyman- α des galaxies de l’échantillon LLAMAS. Lorsque l’asymétrie est positive, cela signifie que la raie Lyman- α est asymétrique vers le rouge. Une valeur nulle revient à un profil gaussien normal. *Droite* : Distribution du paramètre d’asymétrie en fonction du *redshift*. Aucune tendance n’est observée.

nécessaire pour confirmer correctement ces tendances entre les deux échantillons. On mesure une grande différence entre les valeurs de FWHM des galaxies LESSER et des galaxies observées avec MUSE, une comparaison plus précise sera nécessaire pour confirmer ou non cette fracture entre les deux échantillons. De plus, il est clair qu’un effet de sélection important affecte la comparaison entre les échantillons avec $z > 3$ et ceux avec $z < 3$. Enfin les valeurs de σ des galaxies à très faibles *redshift* de l’échantillon LASD sont en moyenne équivalentes à celles de l’échantillon LESSER ($\sigma_{\text{med,LASD}} = 71.4 \text{ km.s}^{-1}$ et $\sigma_{\text{med,LESSER}} = 72.4 \text{ km.s}^{-1}$). Malheureusement, il n’existe aucun échantillon de LAEs observé à $0.5 < z < 2$ (i.e. à ces *redshifts* la raie Lyman- α se trouve dans l’UV et est très difficile à observer) pour étudier l’évolution des valeurs de σ après $z = 2$.

La décroissance de la dispersion moyenne des vitesses à grand *redshift* peut s’expliquer de plusieurs manières. Shibuya et al. [2019] a montré que le rayon caractéristique de l’émission UV des LAEs décroît avec les *redshift* entre $z = 0$ et $z = 10$. En sachant que la taille des halos Lyman- α est en moyenne proportionnelle à la taille UV de la galaxie et que la taille des halos est liée à la dispersion des vitesses mesurées, on peut expliquer la tendance mesurée ici.

Asymétrie des la raie : Le deuxième paramètre important est l’asymétrie de la raie Lyman- α (a). L’asymétrie apparente de la raie pourrait résulter des différentes diffusions subies par les photons (Verhamme et al. 2006) autant que de l’absorption de l’IGM (Hayes et al. 2021). On observe que dans l’échantillon LLAMAS, 81 % des LAEs présentent une raie Lyman- α asymétrique vers le rouge ($a > 0$) et une valeur médiane de $a_{\text{med}} = 0.18$. Toutes les autres études spectrales récentes sur les LAEs ont également trouvé que la plupart des raies Lyman- α observées étaient asymétriques principalement vers le rouge ; cependant l’asymétrie de la raie reste difficile à interpréter et sa mesure individuelle est peu précise. Nous avons également observé que l’asymétrie est souvent dégénérée avec la FWHM dans les ajustements asymétriques. La distribution des valeurs d’asymétrie dans l’échantillon LLAMAS montre que les galaxies à plus grand *redshift* ont tendance à présenter un raie plus asymétrique. En prenant en compte les incertitudes des mesures,

on mesure un coefficient de Pearson $\rho = 0.18$ associé à une p-valeur de $p_0 = 10^{-5}$, que l'augmentation de l'asymétrie avec le *redshift* constitue une tendance significative, tendance confirmée en mesurant la médiane des valeurs dans 3 sous-échantillons à différents *redshifts* (cf Figure 6.2). Malheureusement les autres échantillons n'ont pas mesuré l'asymétrie des raies Lyman- α ou bien avec une méthode trop différente pour que l'on puisse réaliser une comparaison probante.

La croissance de l'asymétrie avec le *redshift* est difficile à interpréter. Si l'asymétrie du profil est produite par le décalage spectral des photons Lyman- α vers le rouge lors de leur traversée du CGM, alors on s'attendrait également à une augmentation de la FWHM associée. Cependant on n'observe aucune tendance entre la FWHM de la raie et l'asymétrie. De plus, l'effet instrumental n'est pas à exclure, à grand *redshift*, la LSF de MUSE est plus petite, l'asymétrie des profils peut être moins effacée et plus facile à mesurer. Tester cet effet ainsi qu'obtenir de nouvelles observations sont nécessaires pour étudier l'origine de l'asymétrie de la raie Lyman- α .

6.2 Mesure du *redshift* systématique

Grâce à l'amplification gravitationnelle, le rapport signal sur bruit des spectres des LAEs est amélioré par rapport aux spectres obtenus par les observations des champs vides.

Le *redshift* systématique trace la vitesse du gaz de la galaxie hôte : il doit donc être mesuré à partir d'une ou plusieurs raies nébulaires émises dans le milieu inter-stellaire qui n'interagissent pas avec le CGM. Selon les *redshifts* des galaxies, différentes raies d'émission nébulaires sont accessibles dans MUSE (ces raies sont résumées dans la Table 6.1). Les mesures de *redshift* systématique sont effectuées à partir des ajustements du spectre produits par PYPLATEFIT (cf Section 3.3.8). On ne conserve finalement que les sources possédant au moins une de ces raies d'émission avec un rapport signal sur bruit $S/N > 5$. Dans l'échantillon LLAMAS, 34 sources (soit 7% de l'échantillon) ont une mesure de *redshift* systématique (valeurs résumées dans la Table 6.2).

La mesure du *redshift* systématique permet d'évaluer le décalage vers le rouge de la raie Lyman- α (noté ΔV_{peak}) par rapport à l'émission originale. Ce paramètre peut sonder à la fois la densité de colonne du nuage d'hydrogène traversé par les photons Lyman- α et/ou la vitesse d'expansion du milieu (cf Section 1.3.5). Malheureusement peu de galaxies à grand *redshift* possèdent une valeur de *redshift* systématique fiable, même dans les observations MUSE. Verhamme et al. [2018] ont utilisé un échantillon de 13 galaxies avec $z > 3$ possédant une mesure de *redshift* systématique pour mesurer la corrélation entre le décalage du pic rouge de la raie Lyman- α et la FWHM de la raie. Ils ont montré que le décalage du pic rouge de la raie Lyman- α est proportionnel à la FWHM de ce même pic. Cette corrélation proviendrait naturellement des effets de diffusion subis par les photons Lyman- α : plus les photons subissent de diffusions, plus ils se décalent vers le rouge pour sortir du nuage d'hydrogène neutre, et plus la raie émergente est large. En comparant leurs mesures avec celles effectuées sur des spectres obtenus à partir de modèles idéalisés de vent galactique, tels que présentés dans la Section 1.3.5; Schaerer et al. [2011] et Zheng and Wallace [2014], ont montré que les modèles théoriques suivent la même relation. Les modèles utilisés atteignent des valeurs de FWHM plus grandes que dans les données LLAMAS (de 214 à 512 km.s⁻¹ dans les données LLAMAS contre des valeurs allant jusqu'à 1200 km.s⁻¹ dans les modèles). Les modèles avec une plus grande densité de colonne en hydrogène neutre tendent à avoir de plus grandes valeurs de FWHM et un plus grand décalage vers le rouge du pic Lyman- α . Zheng and Wallace [2014] utilisent des simulations de vents anisotropiques dans un milieu non-homogène. Les deux types de modèles fonctionnant, il semble que les valeurs des FWHM sont indépendantes de la géométrie du CGM mais liées principalement à la densité de colonne effective subie par les photons qui s'échappent du CGM, qui serait alors la principale cause des différents profils Lyman- α

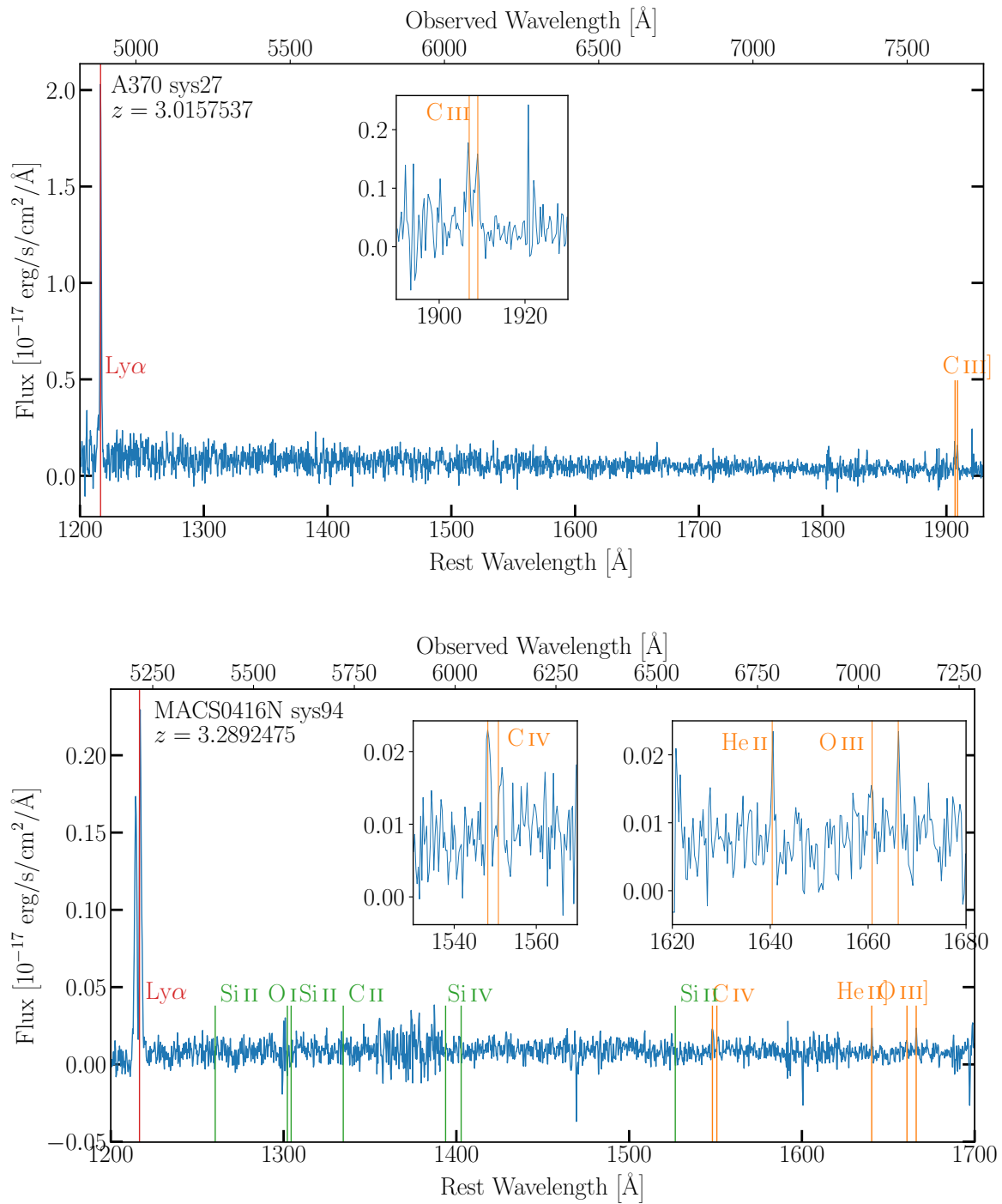


FIGURE 6.3 – *Haut* : Spectre du système 22 dans l’amas A370. Le *redshift* systématique de cet objet est mesuré grâce à la raie de C_{III}. *Bas* : Spectre du système 94 dans l’amas MACS0416N. On détecte dans ce spectre plusieurs raies d’absorption de l’ISM (Si_{II}, O_I, Si_{III}, C_{II}, Si_{IV}) et des raies nébulaires grâce auxquelles on mesure le *redshift* systématique (C_{IV}, He_{II}, O_{III}).

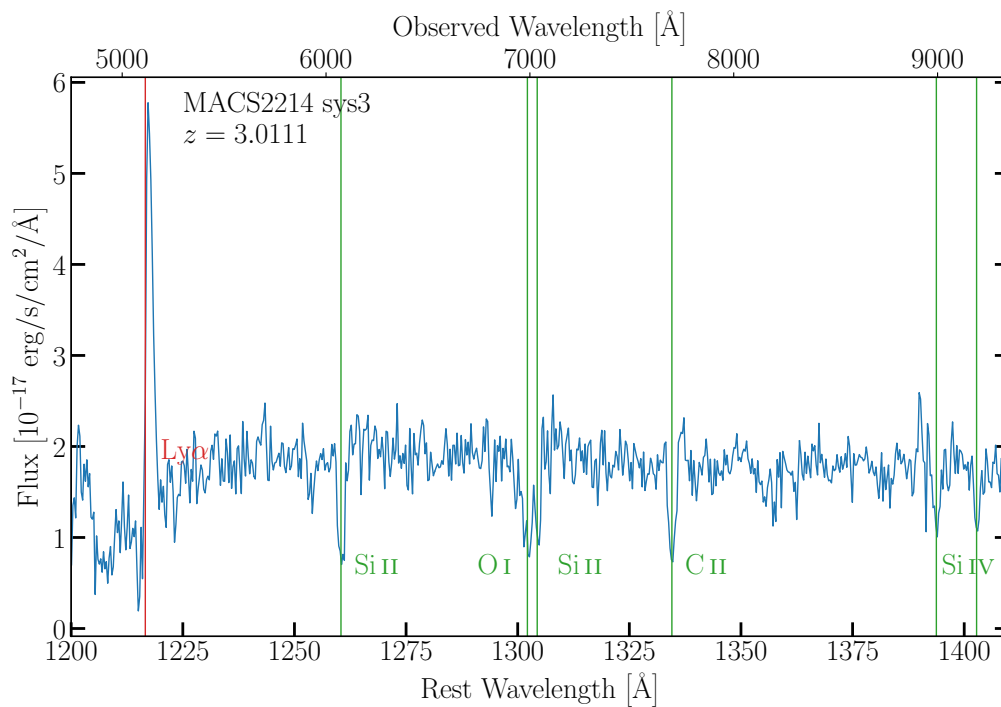
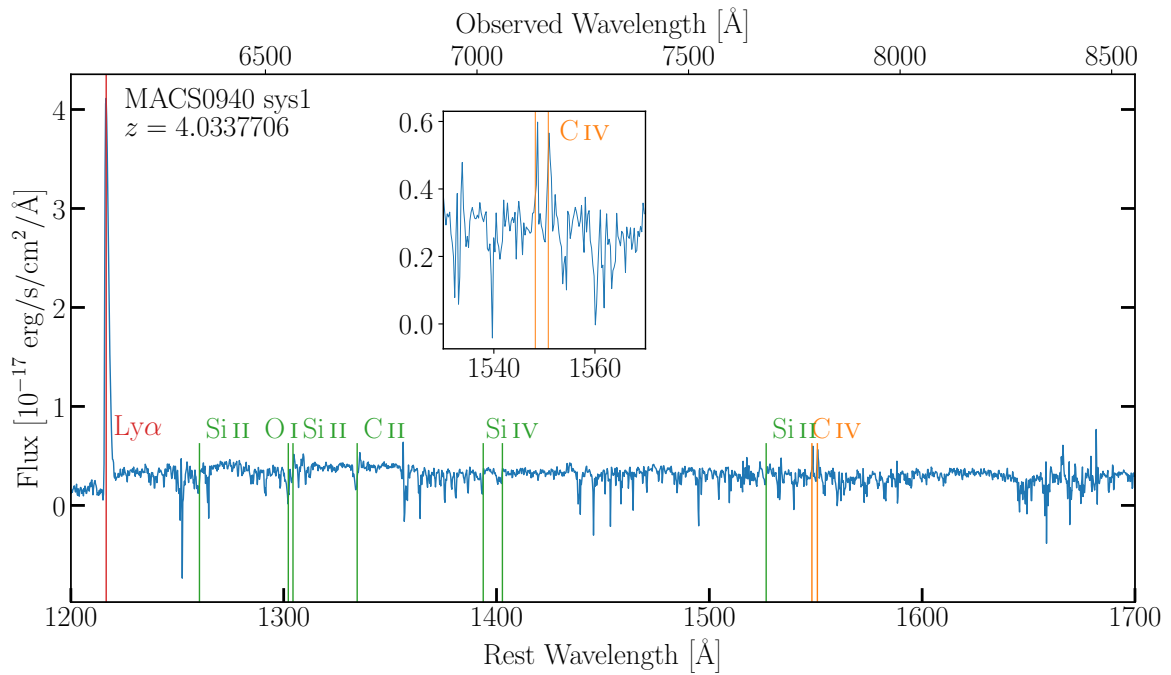


FIGURE 6.4 – *Haut* : Spectre du système 1 dans l’amas MACS0940. Le *redshift* systématique de cet objet est mesuré grâce à la raie de C_{IV}. *Bas* : Spectre du système 3 dans l’amas MACS2214. On détecte dans ce spectre plusieurs raies d’absorption de l’ISM (Si_{II}, O_I, Si_{II}, C_{II}, Si_{IV}) mais aucune raie nébulaire d’émission.

observés. Cette relation permet également d’obtenir une estimation du *redshift* systémique des LAEs à partir de la valeur de la FWHM des raies.

La Figure 6.5 représente la distribution des valeurs de $FWHM_{Ly\alpha}$ et ΔV_{peak} pour les 34 galaxies de l’échantillon LLAMAS ainsi que les galaxies de l’échantillon XLS et de l’échantillon LASD (seulement celles dont la luminosité au pic de la raie Lyman- α est supérieure à 10^{39} erg.s $^{-1}$). Les trois échantillons semblent suivre la même corrélation mesurée par Verhamme et al. [2018] (représentée en noir sur la Figure 6.5). Les trois échantillons couvrent la même gamme de valeurs de ΔV_{peak} (entre 50 et 500 km.s $^{-1}$) : on n’observe aucune tendance entre ΔV_{peak} et z . La production de ce décalage de la raie Lyman- α reste très difficile à interpréter et à comprendre. Plusieurs autres tendances ont été observées dans différents échantillons de LAES ; par exemple, Erb et al. [2014] ont montré que ΔV_{peak} diminue lorsque la largeur équivalente de la raie Lyman- α $EW_{Ly\alpha}$ diminue. La même corrélation a été constatée par Mas-Hesse et al. [2003], Steidel et al. [2010], Shapley et al. [2003] (sur les LBGs), Shibuya et al. [2014], et Hashimoto et al. [2013] qui ont expliqué cette corrélation par des changements de densité de colonne en hydrogène neutre, de fraction de recouvrement du gaz et de dispersion des vitesses. Une autre possibilité est que le décalage de la raie Lyman- α soit produit par l’expansion du CGM. Les simulations idéalisées de vents galactiques (Verhamme et al. 2006, Gronke et al. 2017, Song et al. 2020) ont en effet montré que la vitesse d’expansion du gaz impacte la valeur observée de ΔV_{peak} . Cette vitesse d’expansion du gaz est théoriquement mesurable directement grâce aux observations lorsque l’on peut détecter une ou plusieurs raies d’absorption de l’ISM. En effet, dans la plupart des cas, ces raies d’absorption sont décalées vers le bleu par rapport au *redshift* systémique des galaxies : ce décalage tracerait la vitesse des *outflows* dans l’ISM. Cependant Smit et al. [2017] (sur une galaxie) et Cassata et al. [2020] (sur un échantillon de 53 galaxies à $4.4 < z < 6$) n’ont mesuré aucune corrélation entre le décalage spectral des raies d’absorption Δ_{ISM} et celui des raies Lyman- α $\Delta_{Ly\alpha}$.

Plusieurs études théoriques proposent également que le décalage vers le rouge des raies Lyman- α pourrait être produit par l’absorption des photons Lyman- α par l’IGM lors de leur traversée jusqu’à l’observateur. Par exemple Smith et al. [2019] et Mitchell et al. [2021], Behrens et al. [2019] produisent, grâce à des simulations hydrodynamiques, des raies Lyman- α dont la majorité du flux se situe du côté bleu de la raie, donc très différentes des raies observées. Après le passage à travers l’IGM ces raies Lyman- α deviennent rouges et décalées par rapport au *redshift* systémique. Cependant l’effet de l’IGM seul ne peut pas suffire à expliquer les décalages observés pour au moins deux raisons : la première est qu’on ne semble pas observer de tendance significative entre la valeur de ΔV_{peak} et le *redshift*, la seconde est qu’on observe à faible *redshift*, donc sans effet de l’IGM, des raies Lyman- α avec des valeurs de ΔV_{peak} similaires à celles mesurées à grand *redshift* (cf Figure 6.5).

D’autres processus plus complexes, qui commencent à être intégrés aux simulations hydrodynamiques, pourraient permettre de produire des raies Lyman- α avec un pic rouge dominant. Par exemple, Kimm et al. [2019] ont montré que les *feedbacks* des étoiles jeunes peuvent conduire à la formation de raies Lyman- α avec un pic rouge dominant ; cependant ces spectres ne ressemblent pas encore parfaitement aux spectres observés. De manière générale, les travaux théoriques récents s’accordent pour dire que le désaccord entre les profils spectraux produits par les simulations hydrodynamiques les plus sophistiquées pourrait être dû au manque de résolution des processus physiques à l’échelle des grumeaux de formation stellaire de l’ISM (, Laursen and Sommer-Larsen 2007, Suresh et al. 2019, Behrens et al. 2019, Mitchell et al. 2021). Ce point sera discuté plus en détails dans le Chapitre 8.

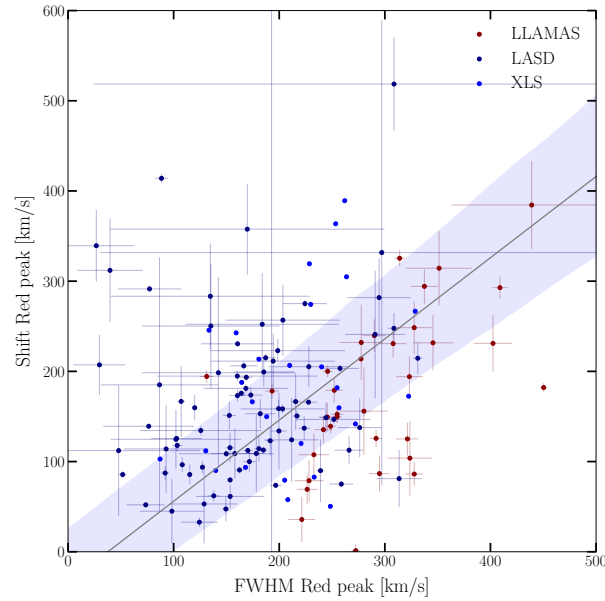


FIGURE 6.5 – Distribution des valeurs du décalage spectral du pic rouge de la raie Lyman- α (ΔV_{peak}) par rapport à la FWHM de la raie ($FWHM_{\text{Ly}\alpha}$) pour 34 sources de l'échantillon LLAMAS (en rouge). Les points bleus et bleu foncé représentent les mêmes mesures appliquées aux galaxies des échantillons XLS (à $z \sim 2$) et LASD (à $z < 0.44$). La ligne noire et les contours bleus représentent la corrélation mesurée dans Verhamme et al. 2018 et son erreur associée.

Line	λ_0 [Å]
C _{IV}	1548.20
C _{IV}	1550.77
He _{II}	1640.42
O _{III}	1660.81
O _{III}	1666.15
C _{III}	1906.68
C _{III}	1908.73

TABLE 6.1 – Liste des raies d'émission nébulaires utilisées pour mesurer les *redshifts* systématiques des galaxies. La colonne de droite donne les longueurs d'onde d'émission au repos dans le vide en Å.

ID	$Z_{Ly\alpha}$	Z_{sys}	$Z_{sys, err}$	Z_{sys} type	$Ly\alpha \sigma$ [km.s ⁻¹]
A2744_P7858	3.13262	3.1294096	7.9×10^{-5}	forbidden	147.6
R1347_P304	3.6131513	3.6110778	7.7×10^{-5}	forbidden	103.2
R1347_P4556	3.6335895	3.6309931	9.3×10^{-5}	forbidden	115.8
M0940_P218	2.945696	2.944456	1.1×10^{-4}	forbidden	94.6
M0940_sys1	4.0378833	4.0337706	7.1×10^{-5}	forbidden	191.9
A370_P2159	3.2827291	3.2794082	1.4×10^{-4}	forbidden	117.3
A370_sys16	3.7728808	3.7776408	6.7×10^{-5}	forbidden	105.9
A370_sys14	3.1299548	3.1276925	6.4×10^{-5}	forbidden	123.6
A370_sys27	3.0190754	3.0157537	8.1×10^{-5}	forbidden	139.8
M0416S_sys48	4.122727	4.118784	1.5×10^{-4}	forbidden	171.3
M0416S_P5114	3.3310356	3.3297873	1.5×10^{-4}	C _{IV}	139.8
M0416S_sys35	3.4938452	3.4917588	7.8×10^{-5}	forbidden	106.1
M0416S_sys58	3.0834513	3.0781105	7.8×10^{-5}	forbidden	185.2
M0416S_sys13	3.222816	3.2186954	6.8×10^{-4}	forbidden	174.2
M0416N_sys94	3.294681	3.2892475	6.1×10^{-5}	forbidden	133.6
M0416N_P1050	2.929415	2.9282722	1.2×10^{-4}	C _{IV}	125.9
M0416N_sys92	3.2268534	3.2224076	9.2×10^{-6}	forbidden	149.6
M0416N_sys44	3.29358	3.2893703	2.8×10^{-5}	forbidden	143.6
M0416N_sys26	3.2395296	3.2367074	2.8×10^{-5}	forbidden	104.7
M2214_sys7	2.951266	2.9492855	1.3×10^{-4}	forbidden	136.6
M2214_P542	3.6687202	3.6671202	1.3×10^{-4}	C _{IV}	136.4
M0257_P163	3.2244856	3.2219644	1.0×10^{-4}	forbidden	107.0
M0257_P477	3.2245088	3.2222955	5.1×10^{-5}	forbidden	108.3
M0257_sys2	3.2244635	3.222266	4.1×10^{-5}	forbidden	108.3
M0257_sys3	3.854114	3.8500867	8.4×10^{-5}	forbidden	55.8
SM2031_sys1	3.5094726	3.506258	1.1×10^{-5}	forbidden	118.1
SM2131_sys2	3.4779565	3.476903	1.7×10^{-4}	C _{IV}	96.5
M1206_P2849	3.4008408	3.3996806	1.4×10^{-4}	C _{IV}	97.1
M1206_P2861	3.074541	3.0714073	3.4×10^{-5}	forbidden	130.9
M1206_sys14	3.7572055	3.7541275	6.3×10^{-5}	forbidden	138.5
M1206_P8038	4.538656	4.5366893	1.6×10^{-4}	C _{IV}	98.1
M1206_P3035	3.065481	3.0622303	1.1×10^{-4}	forbidden	123.9
M0451_sys14	3.4593735	3.4571545	2.9×10^{-4}	forbidden	104.2
M0451_sys17	3.4602866	3.4579437	9.4×10^{-5}	forbidden	121.3

TABLE 6.2 – Table recensant les sources de l'échantillon LLAMAS possédant une mesure du *redshift* systémique. Pour chaque source le tableau présente le *redshift* Lyman- α mesuré à partir de la modélisation du pic rouge de la raie, le *redshift* systémique mesuré à partir d'une ou plusieurs raies nébulaires détectées dans les spectres extraits à partir de l'émission du continuum, avec au minimum $S/N > 5$. Le type du *redshift* systémique dépend de la famille des raies nébulaires les plus brillantes (*forbidden* pour les raies [O_{III}], He_{II}, C_{III}] ou C_{IV}). La dernière colonne donne la valeur de la FWHM du pic rouge de la raie Lyman- α .

6.3 Profils de raies avec deux pics d'émission

Parmi les nombreux échantillons existant de LAEs, il existe une grande diversité de profils spectraux des raies Lyman- α (cf Section 1.3.5). Dans l'échantillon LLAMAS, 10% des raies Lyman- α observées présentent deux pics d'émission.

Afin de détecter les double profils d'émission Lyman- α parmi la totalité de l'échantillon, on ajuste chaque spectre avec un modèle de raie composé de deux profils gaussiens asymétriques (cf Equation 4.1). On ajuste très étroitement les paramètres du premier autour des paramètres du meilleur ajustement de la raie rouge. Les paramètres du deuxième profil sont laissés libres avec des bornes très larges, excepté la longueur d'onde du pic de la raie bleue qui doit rester inférieure à celle du pic rouge. Un spectre est considéré comme présentant un double profil quand le χ^2 réduit de ce nouveau modèle est inférieur à celui du meilleur modèle simple et que le pic bleu de la raie présentent un rapport signal sur bruit minimum de $S/N_{\text{bleu}} > 3$; enfin on inspecte visuellement chaque spectre. Pour les systèmes multiples, les spectres des différentes images ont été sommés avant de pratiquer l'ajustement, dans le but de maximiser le rapport signal sur bruit. Plusieurs spectres, qui présentaient un très faible pic bleu par rapport au pic rouge (appelé *blue-bump*), ont été éliminés à l'inspection visuelle car trop incertains (i.e présence d'une raie du ciel au niveau du pic bleu ou région trop bruitée). Une nouvelle analyse avec une méthode de détection des *blue-bumps* plus robustes serait nécessaire pour valider ou non les détections de ces spectres; malheureusement, l'élaboration d'une telle méthode ne fait pas partie des objectifs de cette thèse. Au total 42 LAEs, qui présentent un double pic robuste (cf Figure 6.6) ont été sélectionnés, ces sources représentent 7.4% de l'échantillon. Cet échantillon nous permet de pratiquer une étude préliminaire sur les propriétés des profils spectraux particuliers des raies Lyman- α dans l'échantillon LLAMAS.

6.3.1 Fraction de double-pic dans l'échantillon

Lorsque l'on divise l'échantillon en plusieurs morceaux, on peut étudier la proportion des LAEs avec un double-pic en fonction du *redshift*, le magnitude UV ou bien de la valeur de S/N des raies (cf Figure 6.7). Dans l'échantillon LLAMAS on mesure que la fraction de double-pic décroît fortement avec le *redshift*. A $2.9 < z < 3.5$, 26% des sources présentent un profil Lyman- α avec un double-pic contre 2% à $4.5 < z < 5$ (i.e. un seul objet) et 0% à $z > 5$. Cette décroissance de la fraction de double-pic avec le *redshift* a beaucoup été observée dans les autres études sur les profils spectraux des raies Lyman- α . En effet il existe très peu de détections de profils de ce type à grand *redshift* (Meyer et al. 2021 à $z = 6.803$, Hu et al. 2016 et Matthee et al. 2018 à $z = 6.593$, Songaila et al. 2018 à $z = 6.5$ et Bosman et al. 2020 à $z = 5.8$). Le fait que ce genre de profils soit si peu détecté à grand *redshift* est généralement expliqué deux phénomènes. D'un côté, beaucoup d'études attribuent cela à l'absorption du flux par l'IGM : lorsque les photons Lyman- α sont émis par une galaxie, ils traversent ensuite l'IGM jusqu'à l'observateur; à grand *redshift*, proche de la période de réionisation, l'IGM est plus neutre, et donc plus susceptible d'absorber les photons Lyman- α . L'absorption par l'IGM affecte principalement la partie bleue de la raie Lyman- α et pourrait donc effacer le deuxième pic d'émission quand il existe, à grand *redshift*. Byrohl and Gronke [2020b] a utilisé la simulations cosmologique TNG pour étudier l'absorption des photons Lyman- α par l'IGM. Ils ont montré qu'à $z > 3$, il existe une dégénérescence de deux effets : l'absorption des photons par l'IGM et les effets de densité de colonne en hydrogène neutre qui influencent également la forme de la raie émise. Gronke et al. [2020] ont montré à partir de la simulation CoDaII un déclin rapide de la transmission des photons Lyman- α par l'IGM à $z > 6$ qui pourrait expliquer l'absence de détection des double-pics à ces *redshifts*. Cependant selon leur étude 5% des lignes de visées seraient transparentes aux photons jusqu'à $z \sim 7$, on devrait donc pouvoir observer

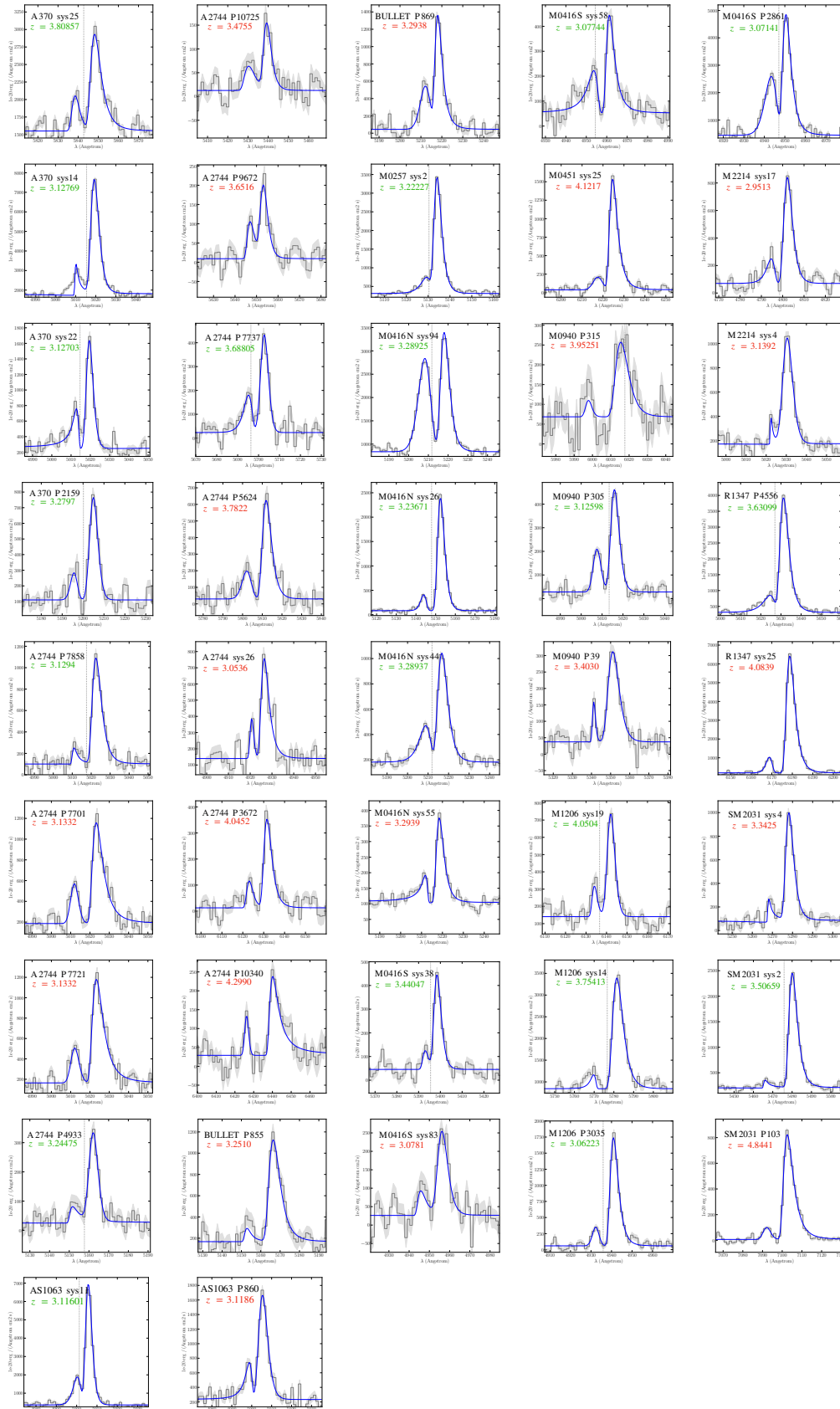


FIGURE 6.6 – Mosaïque des raies Lyman- α des galaxies de l'échantillon LLAMAS présentant deux pics d'émission. Les profils gris représentent les spectres observés et leur variance et les profil bleus le meilleur modèle ajusté à partir de la superposition de deux gaussiennes asymétriques. Dans le cas des systèmes multiples le spectre représenté correspond à la somme des spectres de toutes les images du système. Sur chaque spectre est indiqué l'amas et le nom de la source ainsi que la valeur du *redshift* systémique en vert ou Lyman- α en rouge. Les lignes verticales grises représentent la longueur d'émission Lyman- α mesurée à partir du *redshift* systémique quand cela est possible.

Redshift	2.9<z<3.5	3.5<z<4	4<z<4.5	4.5<z<5	z>5
Fraction double pics	24 %	11 %	8 %	2 % [1]	0 %
Fraction de l'échantillon	26 %	19 %	17 %	14 %	24 %

Magnitude	MUV<-20	-19<M<-20	-18<M<-19	-18<M<-17	-17<M<-16	M>-16
Fraction double pics	7 % [1]	18 %	19 %	13 %	19 %	23 %
Fraction de l'échantillon	5 %	12 %	14 %	24 %	24 %	21 %

Amplification	1<mu<5	5<mu<10	10<mu<15	15<mu<20	mu>20
Fraction double pics	7.3 %	5 %	29 %	33 %	31 %
Fraction de l'échantillon	68 %	16 %	4 %	3 %	9 %

FIGURE 6.7 – Tableaux représentant les fractions de profils avec un double-pic en fonction de différents paramètres. *Haut* : Evolution de la fraction de double-pic en fonction du *redshift* dans l'échantillon LLAMAS. La troisième ligne représente la fraction de l'échantillon LLAMAS contenue dans chaque tranche de *redshift*. *Milieu* : Fractions de galaxies présentant un profil avec un double-pic dans différentes tranches en magnitude UV de l'échantillon LLAMAS. La troisième ligne représente la fraction de l'échantillon LLAMAS contenu dans chaque tranche de magnitude UV. *Bas* : Fractions de galaxies présentant un profil avec un double-pic dans différentes tranches de l'échantillon LLAMAS en amplification gravitationnelle. La troisième ligne représente la fraction de l'échantillon LLAMAS contenu dans chaque tranche d'amplification.

5% de double-pic à ces *redshifts* là. D'un autre côté, les simulations, à la fois hydrodynamiques et idéalisées, démontrent que les paramètres du gaz environnant les galaxies ont aussi une grande influence sur le profil de la raie émergente (Mitchell et al. 2021, Song et al. 2020, Verhamme et al. 2006, Gronke et al. 2017, Smith et al. 2019).

On observe que la fraction de double-pic ne semble pas évoluer significativement avec la magnitude UV des galaxies. Si cette tendance est réelle cela indiquerait qu'il n'existe pas de lien intrinsèque entre la production de profils spectraux particuliers et la luminosité UV, la masse stellaire et le taux de formation stellaire des galaxies. Avec seulement 42 galaxies dans notre échantillon il est impossible de conclure sur ce point, un plus grand échantillon d'objets, associé à une fonction de sélection propre à la fois des galaxies et des sources présentant un double-pic, permettrait de mieux étudier ces dépendances.

Enfin, on observe sur la Figure 6.7 que la fraction de double-pics augmente fortement avec l'amplification gravitationnelle des LAEs. Le rapport signal sur bruit des spectres étant fortement lié à l'amplification (plus une source est amplifiée, plus le flux observé est grand, plus la valeur de S/N du spectre sera grande), cette tendance montre que plus l'on augmente la qualité des spectres observés, plus l'on détecte le double-pics. La proportion de double-pic stagne à $\sim 30\%$ à partir de $\mu > 10$, ce qui indique qu'à partir d'une certaine valeur d'amplification, on observe toujours la même proportion de profils avec un double-pic, proportion qui correspondrait alors à la fraction intrinsèque de spectres Lyman- α présentant un double-pic dans l'échantillon LLAMAS. Cependant, comme pour les mesures de magnitude UV, cette tendance nécessite un plus grand échantillon pour être confirmée. Mesurer la fraction de double-pic représente un enjeu important pour contraindre les paramètres qui permettent la formation et l'observation des types de profils, d'autres études mesurent des fractions similaires à 30 % : dans l'échantillon LESSER ($2 < z < 3$), 30 à 40 % des LAEs présentent un double-pic; Yamada et al. [2012] en mesure 50% dans un échantillon de LAEs à $z \sim 3.1$; Trainor et al. [2015] 40 % dans un échantillon de quasars, et Kulas et al. [2012] 30% dans un échantillon de galaxies à $2 < z < 3$.

Lorsque l'on compare les propriétés des sources présentant un double-pic d'émission Lyman- α aux propriétés de l'échantillon total (cf Figure 6.8), on remarque qu'il n'existe aucun double-pic avec une luminosité Lyman- α inférieure à $10^{40.6}$ erg.s $^{-1}$ et un *redshift* $z > 4.8$.

6.3.2 Propriétés des double-pic

Les propriétés des profils à double-pic d'émission peuvent renseigner sur les conditions d'émission et de diffusion des photons Lyman- α au sein de l'ISM puis du CGM. Verhamme et al. [2006] ont montré par exemple que l'écartement des deux pics d'émission ($\Delta_{\text{inter-peak}}$) est très fortement lié à la densité de colonne en hydrogène neutre dans le CGM. On mesure dans les sources LLAMAS des valeurs de $\Delta_{\text{inter-peak}}$ comprises entre 300 et 900 km.s $^{-1}$ (cf Figure 6.9) qui sont similaires aux valeurs mesurées dans l'échantillon LASD (33-700 km.s $^{-1}$) et XLS (180-775 km.s $^{-1}$). On observe dans les LLAMAS aucune évolution en *redshift*. La valeur de $\Delta_{\text{inter-peak}}$ ne semble pas liée au *redshift* des sources.

La Figure 6.9 montre que les galaxies présentant une plus grande valeur de $\Delta_{\text{inter-peak}}$ présentent également un rapport de luminosité entre les deux pics d'émission $L_{\text{blue}}/L_{\text{red}}$ plus faible, ce qui signifie une moins grande quantité d'émission du côté bleu de la raie Lyman- α ; plus l'écartement des pics est grand, plus le pic bleu est faible.

De même, la Figure 6.10 montre qu'il existe une tendance entre la luminosité Lyman- α des galaxies et le rapport des luminosités des deux pics de la raie : plus la luminosité Lyman- α est

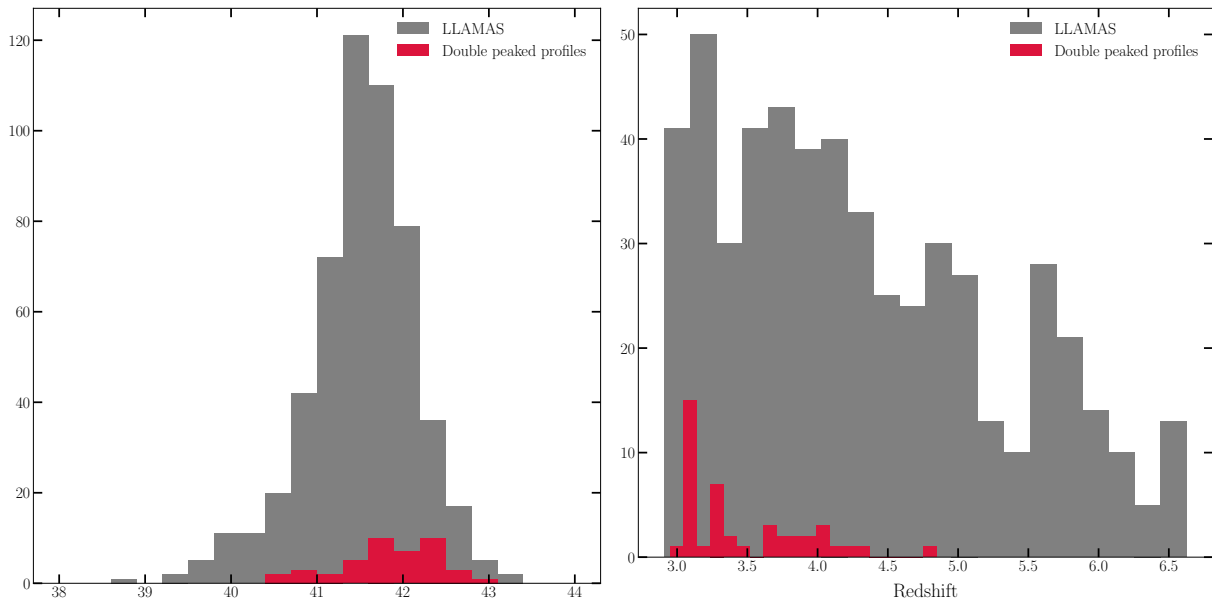


FIGURE 6.8 – *Gauche* : Distribution en luminosité intrinsèque (après division par l'amplification) des galaxies de l'échantillon LLAMAS en gris et des galaxies présentant un double pic d'émission en rouge. *Droite* : Distribution en *redshift* des galaxies de l'échantillon LLAMAS en gris et des galaxies présentant un double pic d'émission en rouge.

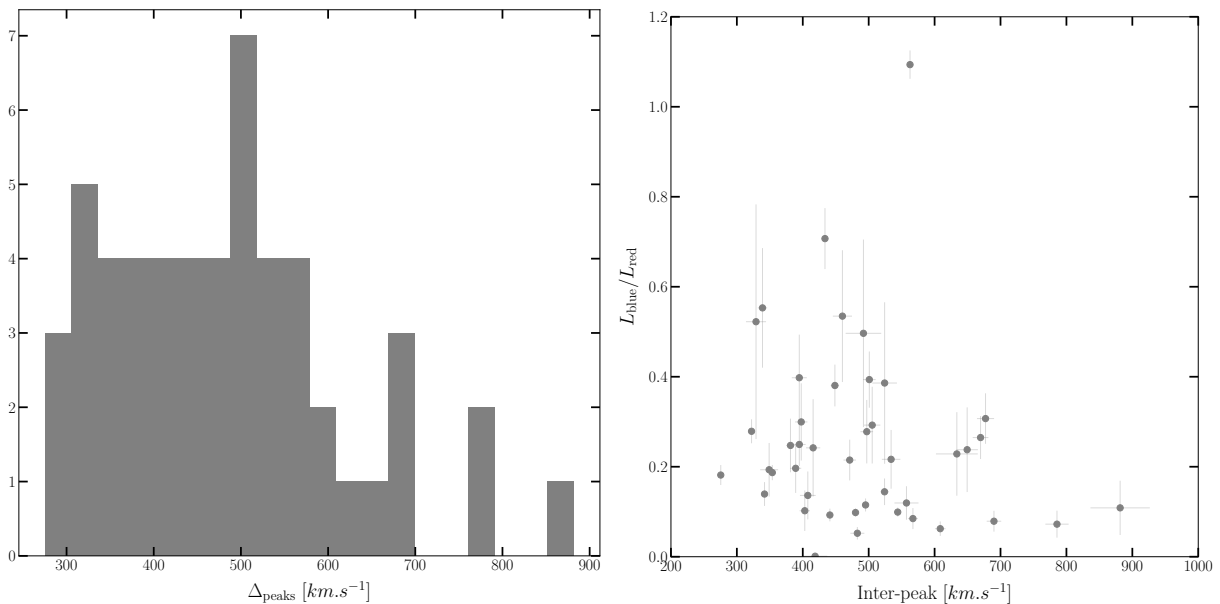


FIGURE 6.9 – *Gauche* : Distribution des valeurs d'écartement des pics d'émission Lyman- α pour les 42 galaxies de l'échantillon LLAMAS sélectionnées. *Droite* : Distribution des valeurs de rapport entre la luminosité dans le pic bleu de la raie et la luminosité dans le pic rouge en fonction de la valeur de l'écartement des pics.

grande, plus la quantité de flux Lyman- α dans le pic bleu de la raie est importante par rapport au pic rouge. Cette tendance est observée également par Hayes et al. [2021] dans l'échantillon LASD. Dans les deux cas la relation est très dispersée, mais les positions des points colorés qui indiquent les valeurs médianes mesurées dans quatre sous-échantillons en luminosité montrent que la tendance existe principalement à grande luminosité Lyman- α , alors que le ratio semble relativement invariant à faible luminosité. Hayes et al. [2021] ont noté cependant que cette évolution n'était observée que dans le cas des LAEs à faible *redshift*, ne subissant pas les effets de la transmission de l'IGM. En simulant l'absorption de l'IGM à grand *redshift* grâce à des simulations Monte Carlo, ils ont montré que l'absorption de l'IGM du côté bleu de la raie Lyman- α pouvait suffire à expliquer l'absence de corrélation à grand *redshift*, et par conséquent le très petit nombre de détections d'émission bleue dans les galaxies à grand *redshift*. Dans le cas des LLAMAS, on montre que l'on observe très faiblement cette même tendance dans des galaxies à grand *redshift* malgré les effets de l'IGM qui sont plus importants. Si cette tendance peut être confirmée à l'aide d'un échantillon plus grand, cela pourrait indiquer que l'absorption de l'IGM seule ne peut expliquer les évolutions des profils Lyman- α à grand *redshift*.

Hayes et al. [2021] ont également étudié l'évolution cosmologique de la forme des raies Lyman- α . Ils ont notamment montré que les galaxies à grand *redshift*, toutes observées avec MUSE dans leur échantillon, sont beaucoup plus lumineuses et de plus en plus lumineuses avec le *redshift*. Ce biais d'observation manifeste que les systèmes les moins lumineux sont probablement difficilement détectés à plus grand *redshift*. Ils mesurent également que les pics bleus sont plus forts à $z = 3 - 4$ et décroissent ensuite avec le *redshift*. En simulant les effets de la transmission de l'IGM à grand *redshift*, ils ont montré que cet effet seul peut expliquer l'évolution de la contribution relative de l'aile bleue de la raie Lyman- α à $z > 3$. Cependant, cette étude repose intégralement sur l'hypothèse principale que le spectre intrinsèque Lyman- α est invariant avec le *redshift* et peut être décrit par le profil Lyman- α observé à faible *redshift*. A grand *redshift*, leurs galaxies ne permettent pas d'obtenir une valeur du *redshift* systémique, ce qui limite beaucoup les mesures, principalement les mesures du décalage spectral de la raie principale rouge. Obtenir les *redshifts* systémiques de ces galaxies est absolument nécessaire pour confirmer les effets potentiels que l'IGM peut avoir sur les spectres Lyman- α .

La Figure 6.11 représente les valeurs de ΔV_{bleu} et ΔV_{rouge} pour les 42 galaxies sélectionnées. Les points vides représentent les galaxies pour lesquelles aucune mesure de *redshift* systémique n'existe dans les catalogues, dans ces cas là, le *redshift* systémique est placé au point le plus bas du spectre entre les deux pics d'émission. Cette valeur trace alors la fréquence du maximum d'opacité du milieu traversé. Pour comparaison, nous avons également utilisé comme valeur de *redshift* systémique le point central entre les deux pics d'émission et montré que les deux mesures ne donnent pas exactement les mêmes valeurs dans toutes les galaxies mais la différence ($< 100 \text{ km.s}^{-1}$) reste inférieure à la résolution spectrale de MUSE et n'est donc pas significative pour ces données. Pour les points pleins, la valeur du *redshift* systémique retenue est celle présentée dans la Table 6.2. Cette figure montre que dans tous les cas $\Delta V_{\text{rouge}} > 0$ et $\Delta V_{\text{bleu}} < 0$. Cependant on observe que dans une grande partie des galaxies $\Delta V_{\text{rouge}} \neq -\Delta V_{\text{bleu}}$ et qu'en moyenne $|\Delta V_{\text{bleu}}| > \Delta V_{\text{rouge}}$. On mesure pour les galaxies possédant un *redshift* systémique $\langle \Delta V_{\text{bleu}} \rangle = -258 \pm 25 \text{ km.s}^{-1}$ et $\langle \Delta V_{\text{rouge}} \rangle = +218 \pm 13 \text{ km.s}^{-1}$. L'erreur typique sur le *redshift* systémique de MUSE étant de $\pm 75 - 100 \text{ km.s}^{-1}$ cette tendance n'est malheureusement, en moyenne, pas très significative. Cependant, il existe plusieurs galaxies dans l'échantillon qui présentent individuellement une différence significative de décalage spectral entre le pic bleu et le pic rouge de la raie : jusqu'à 2σ en tenant compte de l'erreur sur la mesure du pic, qui est généralement plus grande pour le pic bleu, et l'erreur typique sur la mesure du *redshift* systémique avec MUSE. Ces différents cas, repérables sur la Figure 6.11, indiquent que les deux ailes de la raie Lyman- α ne sont pas forcément émises de manière symétrique ce qui renforce le caractère complexe des processus d'émission et de diffusion des photons Lyman- α . Actuellement, aucune simulation ne prédit ce type de mesures

à grand *redshift*, mais ce même effet a été plusieurs fois mesuré dans d'autres observations. [Orlitová et al. \[2018\]](#) ont mesuré une différence de décalage spectral entre les deux pics des raies Lyman- α émises par 12 galaxies *green peas* à $z \sim 0.2$, qui ressemblent aux LAEs à grand *redshift* par leur masse, métallicité et taux de formation stellaire. Ils ont mesuré sur certaines galaxies que le point le plus bas situé entre les deux pics d'émission était décalé vers le rouge par rapport au *redshift* systémique, ce qui est inhabituel dans le contexte des observations et simulations récentes et est en désaccord avec les mesures effectuées sur les raies d'absorption de l'ISM de ces 12 galaxies. Malgré plusieurs tentatives (dont l'absorption stellaire de l'émission Lyman- α , la combinaison de plusieurs modèles de CGM en effondrement et en expansion) [Orlitová et al. \[2018\]](#) n'ont pas réussi à expliquer ce décalage. De manière générale les travaux théoriques actuels n'explorent pas suffisamment les mécanismes de formation des profils Lyman- α à double pic pour résoudre ce problème. En revanche, [Orlitová et al. \[2018\]](#) soulèvent que si les profils à double-pics sont produits dans le halo d'hydrogène, comme les modèles idéalisés le prédisent, alors cela pourrait expliquer les désaccords entre les paramètres de ces profils et les mesures effectuées sur les raies de l'ISM. Dans les modèles idéalisés du type de ceux de [Verhamme et al. 2006, 2015](#)) un double-pic est produit uniquement pour un milieu d'hydrogène statique ou en expansion à faible vitesse; cependant, les simulations plus complexes prédisent également que l'émission Lyman- α peut être produite *in-situ* dans le CGM (refroidissement radiatif, ou fluorescence du fond UV : [Cantalupo et al. 2012, Rosdahl and Blaizot 2012, Dijkstra 2014, Mitchell et al. 2021](#)).

Dans le sous-échantillon présenté ici, 38/43 galaxies possèdent une mesure de la taille du halo Lyman- α dans le plan source (cf Chapitre 5). Lorsque l'on compare l'écartement des pics d'émission avec la taille de ce halo en kiloparsec, on observe que les galaxies présentant de très grandes valeurs d'écartement des deux pics d'émission correspondent à des galaxies possédant un plus grand halo Lyman- α . Cette tendance, si elle est confirmée par un plus grand échantillon statistique, pourrait indiquer que l'écartement des pics des deux raies Lyman- α dépendrait également de l'étendue du halo et non seulement de la vitesse d'expansion ou de la densité de colonne effective (bien qu'un halo plus grand entraîne nécessairement une densité de colonne effective plus importante). Concernant la symétrie des deux pics d'émission, on observe également deux tendances très claires dans l'échantillon LLAMAS présentées dans la Figure 6.11. La première relie le rapport en luminosité des deux pics d'émission avec le rapport des FWHM (avec $\rho_{\text{Pearson}} = -0.45$ et $p_0 = 0.002$), plus la contribution en luminosité du pic bleu est faible, plus sa FWHM est grande devant celle du pic rouge. Cette corrélation nous apprend deux choses, dans un premier temps le fait qu'il existe une grande variété de valeurs du rapport $FWHM_{\text{bleu}}/FWHM_{\text{rouge}}$ montre que les deux pics d'émission n'expérimentent pas la même dispersion des vitesses lors de l'échappement des photons Lyman- α du CGM. D'un autre côté, le fait que quand le pic bleu est moins proéminent sa FWHM est plus importante par rapport au pic rouge principal indique que les photons diffusés vers le bleu ont plus de difficulté à s'échapper lorsqu'ils subissent plus de diffusions. Enfin on observe également que le rapport $FWHM_{\text{bleu}}/FWHM_{\text{rouge}}$ augmente significativement avec l'écartement des pics d'émission ($\rho_{\text{Pearson}} = 0.38$ et $p_0 = 0.011$). Plus l'écart entre les pics est important, plus le pic bleu est large par rapport au pic rouge.

Enfin, on confirme avec les LLAMAS, la deuxième corrélation mesurée par [Verhamme et al. \[2018\]](#), montrant que le décalage spectral de la raie rouge principale est liée à l'écart entre les pics des deux raies Lyman- α (cf Figure 6.11, graphe de droite). Cette relation découle naturellement encore des effets de diffusions subis pas les photons Lyman- α et est très bien prédite par les modèles idéalisés ([Verhamme et al. 2018](#)) dans lesquels les sources présentent de plus grand décalage spectral du pic rouge associés à un écart des pics plus grand, correspondent à des coquilles en expansion avec une plus grande densité de colonne en hydrogène neutre.

[Verhamme et al. \[2017\]](#) a mesuré une anti corrélation entre la fraction d'échappement des photons ionisant et la séparation des pics du profil Lyman- α . [Verhamme et al. \[2015\]](#) prédisent qu'une

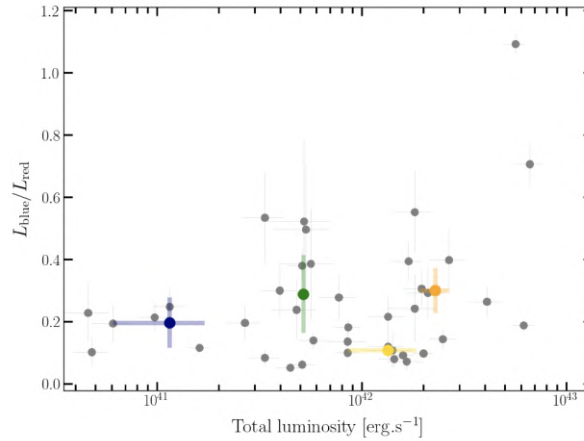


FIGURE 6.10 – Distribution des rapport de luminosité entre les deux pics d’émission Lyman- α $L_{\text{bleu}}/L_{\text{rouge}}$ et la luminosité totale Lyman- α des sources. Les points colorés représentent les valeurs médianes mesurées dans 4 groupes de même taille séparés en luminosités totales. Les barres d’erreur représentent les premiers et troisièmes quartiles de chaque sous échantillon.

séparation de $\sim 300 \text{ km.s}^{-1}$ ou plus petite correspond à un milieu avec des densité de colonne $N_{\text{HII}} = 1.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Dans leurs données, le comportement de l’écartement des pics n’est pas dominé par les caractéristiques du pic rouge mais celles du pic bleu. [Henry et al. \[2015\]](#) ont également rapporté une corrélation entre le décalage du pic bleu et la fraction d’échappement Lyman- α des *green peas*.

On peut conclure de ces résultats que l’étude des profils Lyman- α à double pics représente une grande opportunité d’étudier les processus de formation et de diffusion des photons Lyman- α dans l’ISM, le CGM et l’IGM à travers les comparaisons entre les paramètres mesurés sur les profils Lyman- α et les propriétés du gaz, mesurées grâce aux raies d’absorption ou d’émission nébulaires, les propriétés spatiales ou bien et le *redshift*. L’échantillon LLAMAS bien que l’un des échantillons de LAEs à $z > 3$ les plus grands avec des spectres de très bonnes qualités, reste encore trop petit pour permettre d’en extraire des tendances statistiques suffisamment significatives. On devine malgré cela plusieurs corrélations intéressantes qui mériteraient une plus grande investigation tant du point de vue observationnel (pour augmenter la taille de l’échantillon et la qualité des données) que théorique (pour étudier les propriétés et les mécanismes de production des profils Lyman- α et notamment les profils avec un pic bleu). Enfin l’implication de l’absorption de l’IGM dans la suppression du pic bleu à grand *redshift* reste encore très mal comprise.

6.4 Ajustement des raies avec des modèles de vents

Toutes ces mesures spectrales effectuées sur les profils Lyman- α et les raies d’émission nébulaires montrent que l’émission Lyman- α est un processus complexe qui dépend de nombreux paramètres tant au niveau de l’ISM, du CGM que de l’IGM. Du fait que plusieurs effets peuvent aboutir au mêmes types de profils émergents, il est difficile pour chaque source de définir quels processus précis modèlent la raie Lyman- α observée. Comme nous l’avons montré dans les sections précédentes, en augmentant à la fois le nombre de galaxies différentes observées et la qualité (i.e. le rapport S/N) des spectres extraits il est possible de mesurer différents types de corrélations entre les paramètres des galaxies, du CGM et des profils d’émission qui permettent de se faire une idée des processus impliqués et de leur évolution en *redshift* sans pouvoir pour autant mesurer

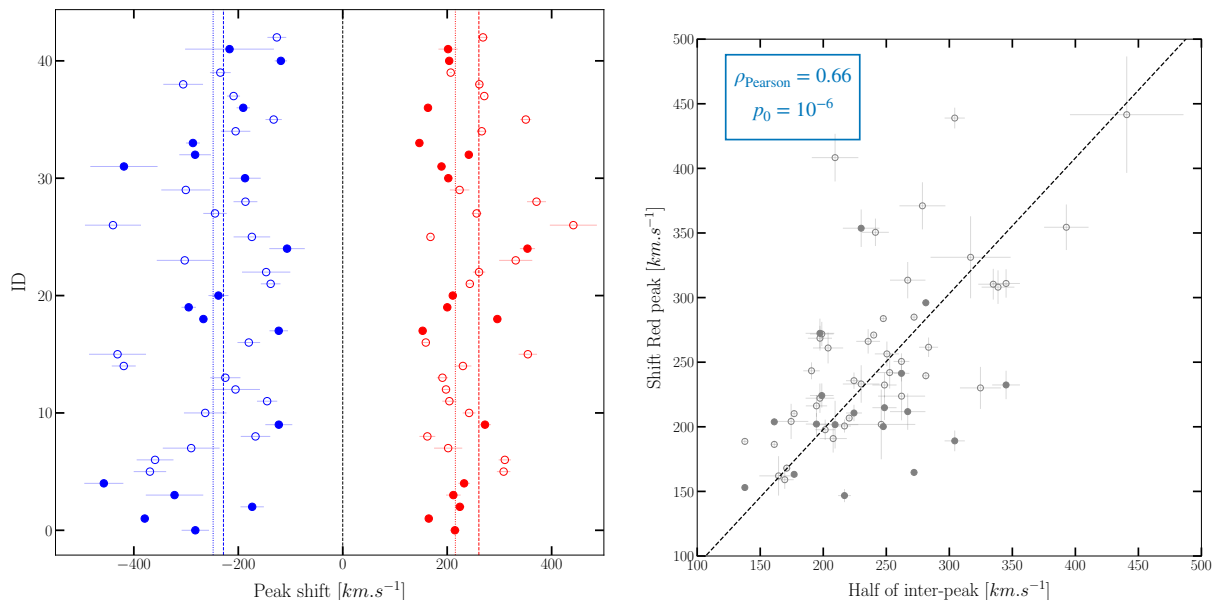


FIGURE 6.11 – *Gauche* : Distribution des valeurs du décalage spectral des deux pics d'émission Lyman- α (en bleu et en rouge). L'axe des ordonnées représente le numéro des sources dans le sous-échantillon des 42 galaxies présentant un double profil Lyman- α . Les points vides représentent les sources pour lesquelles on ne peut pas mesurer de *redshift* systémique, le *redshift* utilisé est mesuré à partir du point le plus bas entre les deux pics d'émission. Les points remplis représentent les sources pour lesquels on a pu mesurer un *redshift* systémique. Les lignes en pointillé fins représentent les valeurs moyennes des décalages spectraux bleu et rouge pour les galaxies avec une mesure du *redshift* systémique ($\langle \Delta V_{\text{bleu}} \rangle = -258 \pm 25 \text{ km.s}^{-1}$ et $\langle \Delta V_{\text{rouge}} \rangle = +218 \pm 13 \text{ km.s}^{-1}$). Les lignes en pointillés larges représentent les valeurs moyennes des décalages spectraux bleus et rouges pour toutes les galaxies de l'échantillon ($\langle \Delta V_{\text{bleu}} \rangle = -248 \pm 15 \text{ km.s}^{-1}$ et $\langle \Delta V_{\text{rouge}} \rangle = +241 \pm 10 \text{ km.s}^{-1}$). *Droite* : Distribution des valeurs du décalage spectral du pic rouge en fonction de la moitié de la valeur de l'écart entre les deux pics d'émission. Les points vides représentent les sources possédant une mesure du *redshift* systémique et les points vides celles dont le *redshift* a été mesuré à partir du point le plus bas entre les deux pics. La ligne noire représente la corrélation mesurée par Verhamme et al. [2018] entre ces deux paramètres. On mesure pour l'échantillon LLAMAS une corrélation très forte entre les deux paramètres avec $\rho_{\text{Pearson}} = 0.66$ et $p_0 = 10^{-6}$, comparable aux valeurs mesurées par Verhamme et al. [2018] ($\rho_{\text{Pearson}} = 0.79$ et $p_0 = 10^{-11}$).

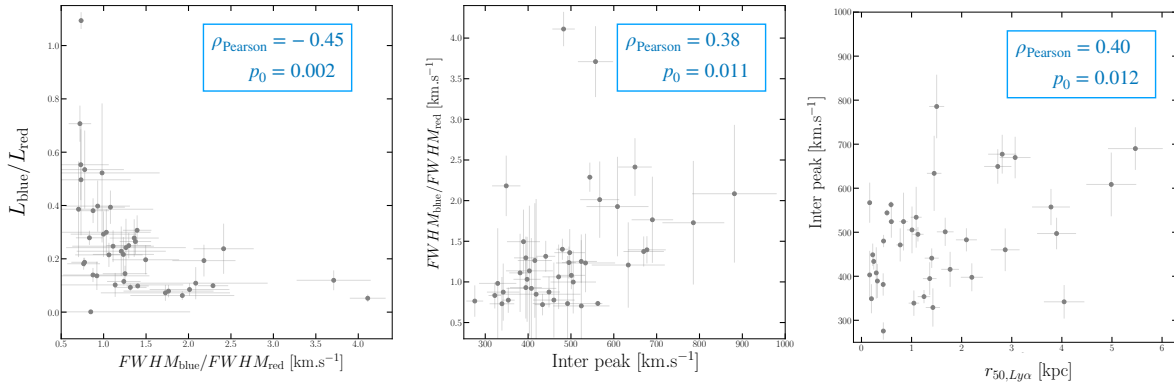


FIGURE 6.12 – *Gauche* : Distribution des valeurs du rapport des luminosités des pics bleus et rouges $L_{\text{bleu}}/L_{\text{rouge}}$ en fonction du rapport des FWHM $FWHM_{\text{bleu}}/FWHM_{\text{rouge}}$. On observe une anticorrélation significative entre ces deux paramètres avec $\rho_{\text{Pearson}} = -0.45$ et $p_0 = 0.002$. *Milieu* : Distribution des valeurs du rapport des FWHM $FWHM_{\text{bleu}}/FWHM_{\text{rouge}}$ en fonction de l'écart entre les deux pics d'émission (en km.s^{-1}). On observe une corrélation significative avec $\rho_{\text{Pearson}} = 0.38$ et $p_0 = 0.011$. *Droite* : Distribution des valeurs de l'écart entre les deux pics d'émission (en km.s^{-1}) en fonction de la taille physique (en kpc) du halo Lyman- α . On mesure une corrélation entre les deux paramètres avec $\rho_{\text{Pearson}} = 0.40$ et $p_0 = 0.012$

directement les propriétés du CGM de chaque objet.

Pour mesurer les propriétés globales du nuage d'hydrogène neutre on peut ajuster chaque spectre observé avec des modèles idéalisés de CGM du même type que ceux présentés et utilisés dans Verhamme et al. [2006], Gronke et al. [2017], Song et al. [2020]. Ces modèles, dont le principe a été décrit précisément dans la Section 1.3.5, permettent d'obtenir pour chaque source une mesure de la densité de colonne en hydrogène neutre, de la vitesse d'expansion ou d'effondrement du gaz autour des galaxies, de l'opacité due à la poussière, de la vitesse thermique des atomes d'hydrogène dans le CGM ainsi que des paramètres de l'émission Lyman- α centrale (largeur équivalente, FWHM et vitesse systémique de l'émission). Bien que ces modèles soient très idéalisés, en prenant notamment comme hypothèse que l'émission Lyman- α se réduit à un point au centre d'un CGM parfaitement sphérique et généralement (excepté pour les modèles grumeleux de Gronke et al. [2017]) homogène, ils sont les seuls à l'heure actuelle capables de reproduire les profils Lyman- α observés en s'abstenant des effets de la transmission de l'IGM à grand *redshift*. Dans le but de compléter les résultats préliminaires présentés dans les sections précédentes sur les propriétés spectrales des LAEs de l'échantillon LLAMAS, je prévois d'utiliser une banque de modèles idéalisés, développée par Thibault Garel à Genève, pour tenter d'ajuster chacun des 602 spectres de l'échantillon. Quelques années après les 237 spectres du sondage MUSE Wide ajustés par Gronke [2017], cette étude représentera le plus grand échantillon de profils d'émission Lyman- α ajustés avec des modèles théoriques.

6.4.1 Structures des modèles de CGM

Les modèles utilisés ici peuvent être décrits par six paramètres :

- b : la vitesse thermique du gaz
- N_{H} : la densité de colonne en hydrogène neutre
- τ : l'opacité due à la poussière
- V_{max} : la vitesse maximale du milieu

- n_{slope} : la pente de la distribution en hydrogène
- V_{slope} : la pente de la distribution en vitesse du gaz

Ces paramètres peuvent être exprimés de la manière suivante :

la densité de colonne en hydrogène totale N_{H} dépend de la distribution en densité d'hydrogène n_{H} dans toute la sphère entre les rayons R_{min} et R_{max} :

$$N_{\text{H}} = \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} n_{\text{H}} ds \quad (6.5)$$

On peut exprimer l'opacité due à la présence de poussière τ comme la section efficace totale de la poussière dans la sphère :

$$\tau = \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \sigma_d n_d ds \quad (6.6)$$

avec σ_d la section efficace de la poussière et n_d la densité de poussière du milieu. Si $\tau = 0$ alors le milieu ne contient aucune poussière et si $\tau \geq 1$ alors le milieu est opaque au rayonnement Lyman- α qui ne peut donc pas s'échapper.

Dans les modèles considérés ici, le profil de vitesse du gaz peut ne pas être constant dans la sphère (comme c'est également le cas dans les modèles de [Song et al. \[2020\]](#) qui ont permis de reproduire correctement 8 spectres Lyman- α de l'UDF). Le profil de vitesses, en fonction du rayon R s'exprime :

$$V(R) = V_{\text{max}} \left(\frac{R}{R_{\text{max}}} \right)^{V_{\text{slope}}} \quad (6.7)$$

Si $V_{\text{slope}} = 0$, alors la vitesse est constante dans le milieu.

La distribution en hydrogène neutre peut également varier en fonction de la distance à la source et s'exprime :

$$\rho(R) = \rho_0 \left(\frac{R}{R_{\text{max}}} \right)^{n_{\text{slope}}} \quad (6.8)$$

Si $n_{\text{slope}} = 0$, alors la distribution en hydrogène neutre est homogène. On définit également l'opacité due au gaz d'hydrogène neutre comme :

$$\tau_{\text{H}_I} = \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{max}}} \sigma_{\text{H}_I}(\nu) m_{\text{H}_I} ds \quad (6.9)$$

avec ν la fréquence des photons émis, σ_{H_I} et la section efficace de diffusion des atome d'hydrogène.

Enfin, le dernier paramètre est b , qui est lié à la vitesse thermique du gaz d'hydrogène. Le profil d'absorption liée à l'hydrogène neutre est décrit par un profil de Voigt (i.e. la combinaison d'une distribution de Maxwell et une distribution de Lorentz), le paramètre b représente la "largeur" de ce profil d'absorption. Lorsque b est grand, le profil d'absorption est large, l'hydrogène aura tendance à absorber des photons sur une large gamme de longueurs d'onde mais en proportion moins à la vitesse systémique du gaz que lorsque b est petit et que l'absorption ne concerne presque que les photons émis dans le coeur de la raie Lyman- α . On définit le paramètre b tel que :

$$b \sim v_{\text{thermique}} = \sqrt{\frac{3k_B T(10^4 \text{ K})}{n_{\text{H}}}} \quad (6.10)$$

avec k_B la constante de Boltzmann.

6.4.2 Ajustements des spectres des LAEs de l'échantillon LLAMAS

Les premiers modèles utilisés sont construits sur une grille discrète de paramètres et chaque modèle est testé sur chaque spectre de l'échantillon. Les valeurs prises par les paramètres sont les suivants :

- $b = 20, 80$ ou 140 km.s^{-1}
- $V_{\text{slope}} = 0$ ou 1
- $n_{\text{slope}=0}$
- $V_{\text{max}} = 0, 20, 50, 100, 200, 400, 750, 1000, 1250 \text{ km.s}^{-1}$
- $\log(N_{\text{H}_I}) = 13.5, 14, 14.5, 15, 15.5, 16, 17, 17.5, 18, 18.5, 19, 19.5, 20, 20.5, 21$
- $\tau = 0, 0.5$ ou 1

Pour chaque modèle, on optimise également la raie Lyman- α intrinsèque qui représente l'émission Lyman- α au centre du milieu. Les paramètres optimisés sont la largeur équivalente, la FWHM de la raie et la position du pic. On peut également fixer le pic de l'émission Lyman- α à 1215.67 \AA et optimiser le *redshift* de la source à modéliser les deux paramètres seront fortement dégénérés.

Pour chaque modèle, une distribution uniforme de photons entre $\lambda = 1200$ et $\lambda = 1230$ est passée au travers de la sphère d'hydrogène neutre. La réponse de ce modèle à cette distribution uniforme est ensuite convoluée avec la raie Lyman- α initiale modélisée. La raie Lyman- α , émise par le modèle, ainsi formée, est ensuite "redshiftée" jusqu'au *redshift* de la source. On applique enfin la LSF de MUSE avant de comparer les deux spectres. La solution qui minimise le χ^2 réduit sera conservée comme le meilleur modèle. Cette méthode a été appliquée sur 10 sources de l'échantillon LLAMAS sélectionnées au hasard dont les résultats sont présentés dans la Figure 6.13. J'ai constaté avec ce premier sous-échantillon que tous les spectres ont pu être correctement ajustés (avec un $\chi^2 < 1$). Si ce résultat reste vrai pour les 602 sources de l'échantillon, cela indiquera que les paramètres utilisés dans ces modèles sont pertinents pour décrire l'émission Lyman- α à grand *redshift* et expliquer la diversité des profils observés. Cela pourrait également indiquer que l'absorption de la partie bleue de la raie Lyman- α par l'IGM, absente de ces modèles, n'est pas nécessaire pour reproduire les profils Lyman- α observés. Parmi les 10 modèles ajustés ici, 6 ont nécessité d'ajuster le *redshift* systémique pour reproduire correctement les profils, le même comportement a été observé dans [Orlitová et al. \[2018\]](#) pour modéliser les raies Lyman- α de 12 galaxies *green peas*. Lorsque la variation du *redshift* mesurée est significative (i.e supérieure à l'incertitude sur la mesure), cela signifie que l'émission Lyman- α de la source n'est pas émise à la vitesse systémique du gaz tracé par les raies nébulaires. Il sera également intéressant d'étudier, grâce au grand nombre de sources dont on dispose dans l'échantillon LLAMAS, les dégénérescences entre tous ces paramètres afin d'établir les différentes dépendances qui peuvent exister entre la vitesse systémique de l'émission Lyman- α et les paramètres du CGM par exemple. Enfin les origines de plusieurs corrélations entre les paramètres des raies Lyman- α , principalement des double-profiles d'émission, pourront être explorées grâce aux résultats des modélisations.

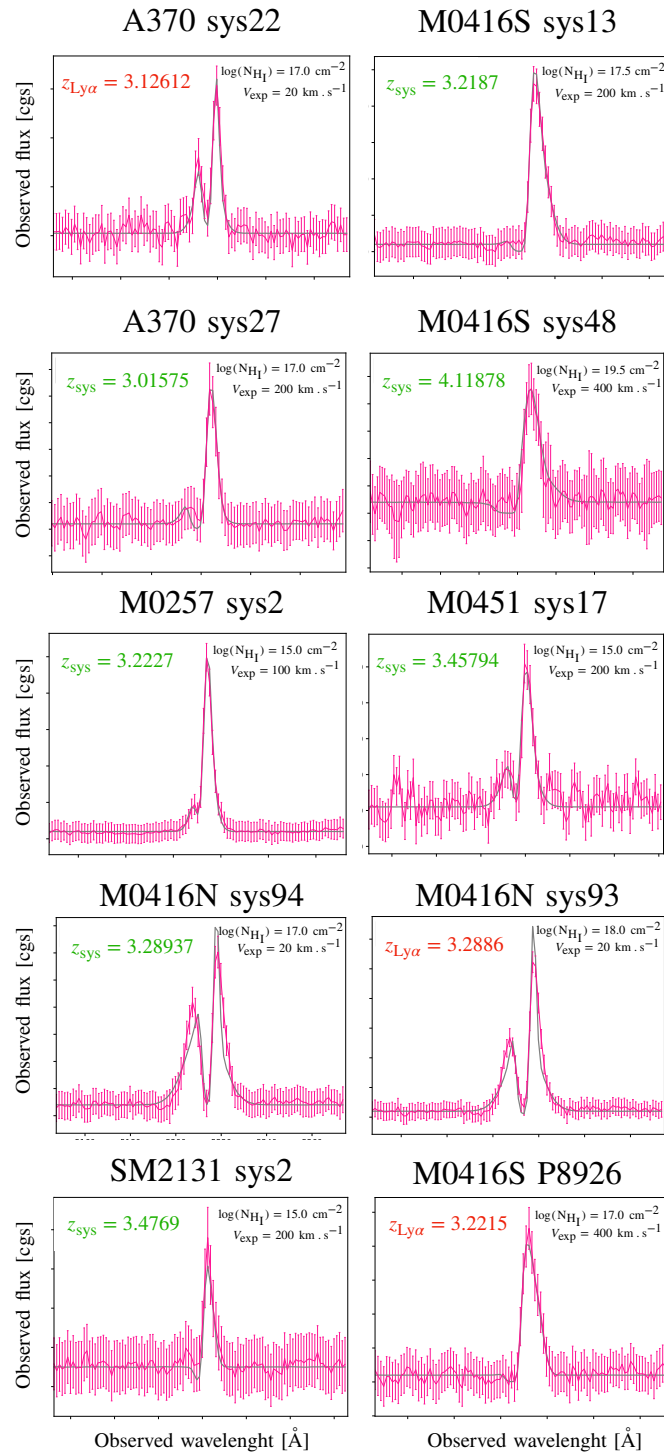


FIGURE 6.13 – Dix exemples de spectres Lyman- α de l'échantillon LLAMAS ajustés grâce aux modèles de CGM idéalisés décrit dans la Section 1.3.3. Pour chaque exemple le spectre est affiché en rose avec les barres d'erreurs et le meilleur modèle en gris. Le *redshift* (systémique en vert ou Lyman- α en rouge), ainsi que les paramètres de densité de colonne en hydrogène neutre ($N_{\text{H}\text{I}}$) et la vitesse d'expansion (V_{exp}) ajustée, sont indiqués pour chaque spectre.

Bilan de ce chapitre :

- * La FWHM des raies Lyman- α évolue avec le *redshift* ce qui peut être le signe d'une évolution cosmologique de la structure du CGM et principalement de la quantité de gaz environnant les galaxies.
- * L'asymétrie des raies Lyman- α est plus grande en moyenne à grand *redshift*. Cette tendance, difficile à interpréter avec les informations spectrales dont on dispose, peut mettre en évidence une évolution des processus de production et/ou de diffusion des photons avec le *redshift* ou l'effet de la transmission de l'IGM.
- * Parmi l'échantillon LLAMAS, 34 galaxies possèdent une mesure robuste du *redshift* systémique. Cette mesure permet, entre autres, d'estimer la valeur du décalage spectral de la raie Lyman- α par rapport à la vitesse systémique du gaz de l'ISM. Les valeurs mesurées ici n'indiquent aucune dépendance en *redshift* et sont cohérentes avec les valeurs également mesurées sur les galaxies à plus faible *redshift*; ce qui irait contre la théorie selon laquelle l'absorption de la partie la plus bleue de l'émission Lyman- α , et donc le décalage vers le rouge de la raie observée, serait uniquement provoqué par l'IGM.
- * Parmi l'échantillon LLAMAS, 42 galaxies présentent un double pic d'émission Lyman- α . Ces profils, généralement attribués par les modèles idéalisés à des milieu d'hydrogène neutre statique ou en très faible expansion, témoigne de la grande diversité des processus physique impliqués dans la production et la diffusion des photons Lyman- α , à la fois à l'échelle de la galaxie (ISM), de son environnement (diffusion dans le CGM) et à l'échelle cosmologique (voyage des photons à travers l'IGM).
- * Plusieurs corrélations ont été mises en évidence entre les paramètres de ces profils particuliers. Ces corrélations seront à confirmer par une étude plus détaillée et une comparaison minutieuse avec les différents modèles théoriques existants.
- * 10 spectres de galaxies de l'échantillon LLAMAS ont été ajustés grâce à des modèles idéalisés de CGM en expansion, ouvrant la voie à une prochaine étude qui tentera de mesurer les propriétés globales du CGM des 602 galaxies de l'échantillon et qui étudiera également des dégénérescences potentielles entre les paramètres étudiés.

Chapitre 7

Propriétés résolues des halos Lyman- α

Le clair de lune se noie dans le tout mais ce sont les étoiles les plus brillantes.

J.R.R. Tolkien

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié les propriétés spatiales et spectrales intégrées des émetteurs Lyman- α de l'échantillon LLAMAS. Il a été montré qu'il existe une grande diversité de profils spectraux Lyman- α qui sont liés aux propriétés de l'émission et de la diffusion des photons Lyman- α dans l'ISM, le CGM puis l'IGM. L'étude des propriétés spatiales des LAEs a montré que le CGM est un milieu complexe, au sein duquel plusieurs processus physiques entrent en concurrence et dont les propriétés peuvent être liées aux propriétés de la galaxie hôte. Pour identifier les processus en jeu dans chaque objet il faudrait pouvoir étudier les propriétés spectro-spatiales résolues de la raie Lyman- α à travers le halo de chaque source de l'échantillon. Malheureusement, malgré l'amplification gravitationnelle, la plupart des LAEs ne sont pas suffisamment résolus pour permettre une telle analyse. Cependant, il est possible, dans les conditions les plus favorables de mesurer les variations internes des propriétés du halo Lyman- α . Ce chapitre présente l'étude des deux halos Lyman- α les plus étendus de l'échantillon dont les résultats, publiés dans [Claeyssens et al. \[2019\]](#), ont fait l'objet d'un communiqué de presse lors de la conférence annuelle de l'*European Astronomy Society* and 2019 ().

Les propriétés globales comparées de ces deux sources sont résumées dans la Table 7.1.

Système 1 dans l'amas SMACS2031 : Le premier halo choisi est celui du système 1 observé dans le champ de l'amas SMACS2031 à *redshift* $z = 3.5$. Cette source produit cinq images multiples dont deux sont des images partielles se rejoignant sur la ligne critique (images numéros 1.1 et 1.2 sur la Figure 7.1). L'amplification totale est de 32.7 ± 2.8 . Cet objet avait déjà fait l'objet d'une publication par [Patrício et al. \[2016b\]](#) qui ont étudié, à partir des données MUSE, les faibles variations des paramètres de la raie Lyman- α à travers le halo dans l'image multiple la plus amplifiée et complète de la source (image numéro 1.3). Cette galaxie présente un des plus haut taux de formation stellaire de l'échantillon LLAMAS ($9.5 \pm 2.2 M_{\odot}/\text{an}$) et est très brillante en UV ($M_{\text{UV}} = -20.48 \pm 0.21$). On mesure un faible décalage spatial entre l'émission UV et l'émission Lyman- α (cf Chapitre 5) valant 0.24 kpc, faiblement contraint par le modèle (90% de probabilité que la mesure effectuée soit due au hasard). Lorsque l'on étudie le spectre total de la source (i.e. spectre composé des contributions de toutes les images multiples) on détecte visuellement un faible pic bleu (cf Chapitre 6). Enfin le système 1 est associé au système 2 identifié comme une galaxie compagnon ([Patrício et al. 2016b](#)) présentant un taux de formation stellaire très faible ($0.36 \pm 0.15 M_{\odot}/\text{an}$). La halo Lyman- α englobe ces deux galaxies.

Système 1 dans l'amas MACS0940 : La seconde source choisie est le système 1 détecté dans le champ de l'amas MACS0940. Cette source produit quatre images multiples, dont deux sont des

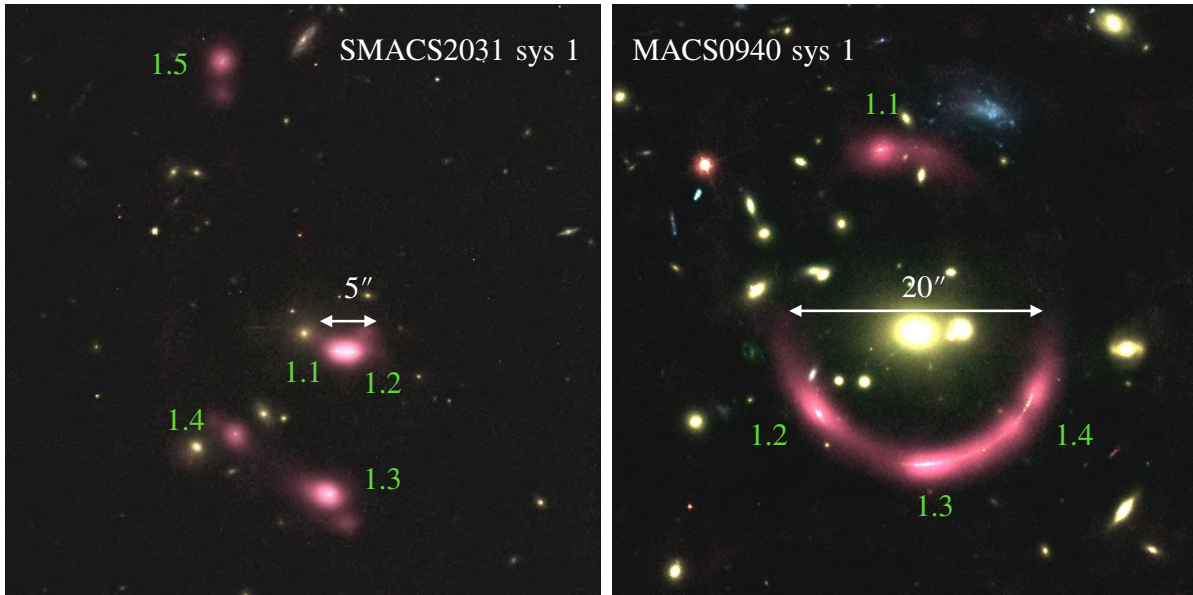


FIGURE 7.1 – *Gauche* : Images couleurs produites à partir des images HST de l’amas SMACS2031. L’émission Lyman- α détectée pour le système 1 dans MUSE et intégrée dans l’image *Narrow-Band* est représentée en rose. Les numéros verts indiquent la numérotation des images multiples qui sera utilisée dans le reste du chapitre. *Droite* : Idem pour l’amas MACS0940 et le système 1.

images partielles (images numéros 1.3 et 1.4) et trois forment un arc particulièrement étendu (20 arcsecondes de diamètre). L’amplification totale est de 18.5 ± 4.2 . Cette galaxie, étudiée pour la première fois par [Leethochawalit et al. \[2016\]](#), se trouve à *redshift* $z = 4.03$. Elle présente un taux de formation stellaire relativement haut par rapport au reste de l’échantillon LLAMAS avec $6.52 \pm 6.3 M_{\odot}/\text{an}$. La très large incertitude de cette mesure est provoquée par la grande dispersion entre les mesures effectuées sur les quatre images multiples due à la faible qualité des images HST pour cet amas (cf Chapitre 3). Cette galaxie est également très brillante en UV avec une magnitude de -20.60 ± 0.52 . Cet objet présente un *offset* entre l’émission Lyman- α et l’émission UV, mesuré dans le plan source, de 0.40 kpc. Cet *offset* est très légèrement inférieur à l’étendue de l’émission UV ($\Delta_{\text{ell}} = 0.96$). L’émission UV de cette galaxie est particulièrement grumeleuse, on peut détecter dans l’image numéro 1.3 jusqu’à 8 grumeaux distincts d’émission UV. Cette structure produit un *offset* entre le pic d’émission UV et le centroid UV mesuré par le modèle dans le plan source de 0.12 kpc très significatif (supérieur à 3 pixels HST). Enfin on ne détecte aucun pic bleu dans le profil d’émission Lyman- α selon les critères énoncés au Chapitre 6.

La Figure 7.1 montre les images HST des deux amas et l’émission Lyman- α observées avec MUSE des deux systèmes (en rose). Afin de mesurer les propriétés des profils Lyman- α , j’ai ajusté les raies avec un modèle de gaussienne asymétrique (présenté dans le Chapitre 4, Equation 4.1). Dans un premier temps, j’ai étudié les propriétés des raies Lyman- α dans chaque pixel. Les ajustements ont été effectués grâce à la librairie python EMCEE avec 10000 *steps*, 8 *walkers* et les paramètres spectraux mesurés sur le spectre intégré comme *a priori*. Grâce à la profondeur des observations MUSE de ces deux amas (8 heures d’observation chacun) le rapport signal sur bruit S/N de la raie Lyman- α par pixel être suffisamment élevé pour correctement ajuster ces spectres avec le modèle de raie.

La Figure 7.2 montre les variations des paramètres de la raie Lyman- α observés dans les cartes

	SMACS2031 système 1	MACS0940 système 1
z_{sys}	3.50618	4.03318
Flux Lyman- α total [erg.s ⁻¹ .cm ⁻²]	$1.31 \pm 0.34 \cdot 10^{-15}$	$1.16 \pm 0.54 \cdot 10^{-15}$
SFR [M _⊙ /an]	9.5 ± 2.2	6.52 ± 6.3
β	-1.36 ± 0.22	-2.73 ± 0.37
M _{UV}	-20.48 ± 0.21	-20.60 ± 0.52
Amplification totale μ	32.7 ± 2.8	18.5 ± 4.2
$r_{50,UV}$ [kpc]	0.29 ± 0.17	0.50 ± 0.26
$r_{50,Ly\alpha}$ [kpc]	1.54 ± 0.07	3.02 ± 0.01
Offset spatial Δ [kpc]	0.24	0.40
Distance elliptique Δ_{ell}	3.77	0.96
Offset UV-UV Δ_{UV} [kpc]	0	0.12
Probabilité offset	90 %	90%
Double pic Lyman- α	Très faible pic bleu	Aucun pic bleu détecté
Décalage spectral Lyman- α [km.s ⁻¹]	215 ± 7	240 ± 7
$FWHM_{Ly\alpha}$ [km.s ⁻¹]	274 ± 6	441 ± 8
Asymétrie Lyman- α	0.17 ± 0.01	0.20 ± 0.02

TABLE 7.1 – Résumé des propriétés globales des deux halos Lyman- α étudiés. Le *redshift* systémique a été mesuré à partir des raies nébulaires (cf Chapitre 6) détectées dans les spectres extraits à partir de l'émission du *continuum* (cf Chapitre 3). Le flux Lyman- α total a été mesuré en additionnant les contributions de chaque image multiple. Les valeurs de SFR, β et M_{UV} ont été mesurées à partir des filtres HST disponibles pour chaque amas (cf Chapitre 4), les erreurs représentent la dispersion des mesures effectuées entre les différentes images multiples. L'amplification totale est mesurée à partir du meilleur modèle d'émission Lyman- α effectué avec LENS-TOOL prenant en compte toutes les images multiples en même temps. L'*offset* spatial Δ représente la distance en kpc entre le centroid de l'émission UV et celui de l'émission Lyman- α mesurée dans le plan source (cf Chapitre 5). La distance elliptique Δ_{ell} représente la distance entre le centroid de l'émission Lyman- α et l'isocontour englobant 90% de l'émission UV, cette distance est normalisée par les axes de l'ellipse formées par cet isocontour (cf Chapitre 5). L'*offset* Δ_{UV} représente le décalage spatial entre la position du pixel UV le plus brillant et la position du centroid de l'émission mesurée dans le plan source : ce décalage est mesuré uniquement dans la galaxie de l'amas MACS0940. La probabilité offset représente la probabilité que l'*offset* ait été mesuré par hasard (cf Chapitre 5). Les paramètres spectraux proviennent des mesures présentées dans le Chapitre 6.

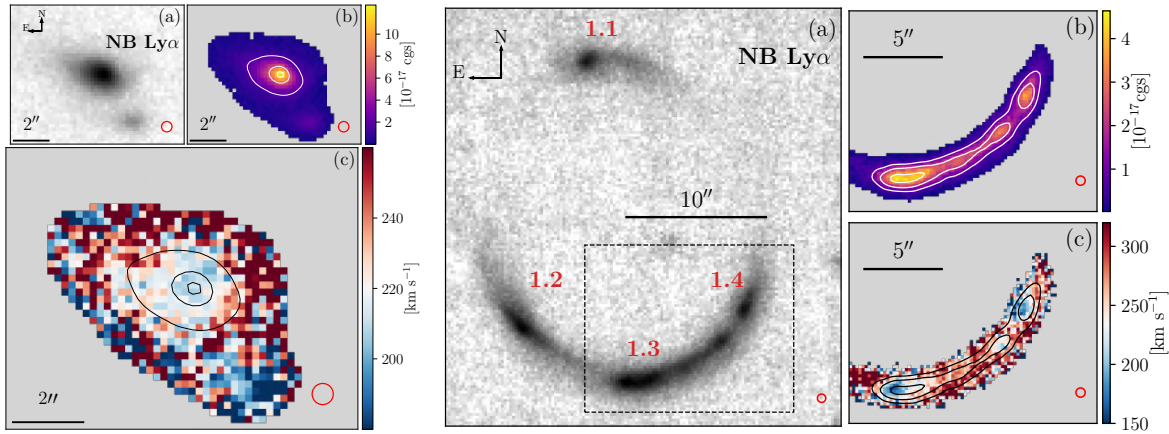


FIGURE 7.2 – Image extraite de ?. *Gauche* : (a) : image NB de l’image 1.3 de la source dans SMACS2031; (b) : carte représentant les valeurs de brillance de surface ajustées pour chaque pixel de l’image; (c) : carte représentant la valeur de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ par rapport au *redshift* systémique pour chaque pixel de l’image. *Droite* : (a) : image NB de l’émission Lyman- α de la source dans l’amas MACS0940; (b) : carte représentant les valeurs ajustées de brillance de surface pour les pixels des deux images les plus amplifiées de l’arc (encadrées dans l’image (a)); (c) : carte représentant la valeur de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ par rapport au *redshift* systémique pour chaque pixel de l’image.

pixel par pixel pour les deux objets. Ces premières cartes permettent déjà d’apercevoir des variations à travers le halo. On observe pour la source dans SMACS2031 une tendance à ce que la raie Lyman- α soit plus bleue (i.e. le décalage spectral entre la vitesse systémique du gaz et le pic de la raie Lyman- α $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ est plus faible) au centre du halo, où la brillance de surface de l’émission est plus importante. La même tendance est observée dans le halo de la source de MACS0940. Cependant pour cette source, on remarque que l’image multiple la plus amplifiée (l’image numéro 1.4) présente très clairement deux pics d’émission Lyman- α qui semblent présenter des décalages spectraux moyens légèrement différents. Dans les deux cas les mêmes tendances globales sont observées dans toutes les images multiples, ce qui indique que ces variations sont réelles et indépendantes des effets de lentille gravitationnelle. Dans le but d’augmenter le rapport signal sur bruit des spectres ajustés, principalement dans les parties externes des halos, où la brillance de surface d’émission est plus faible, j’ai mis en place une méthode permettant de combiner les contributions de toutes les images multiples et de cartographier les paramètres de la raie Lyman- α à travers le halo dans le plan source.

7.1 Reconstruction dans le plan source

Le but de la reconstruction dans le plan source est double : dans un premier temps je cherche à reproduire la distribution d’émission Lyman- α des deux halos dans le plan image le plus précisément possible. Ensuite ces profils spatiaux d’émission seront utilisés pour construire la carte des variations spectrales de la raie Lyman- α à travers le halo dans le plan source. Cette méthode se divise donc en deux étapes :

Modélisation de l’émission dans le plan source : La modélisation de l’émission se base sur la même méthode que celle présentée dans le Chapitre 5. Dans ce cas, cependant, on désire produire un modèle d’émission dans le plan source qui permette de reproduire les profils d’émission observés dans le plan image de toutes les images multiples en même temps. Pour pouvoir faire cela, il est nécessaire que le modèle de masse utilisé soit parfait pour le système multiple étudié.

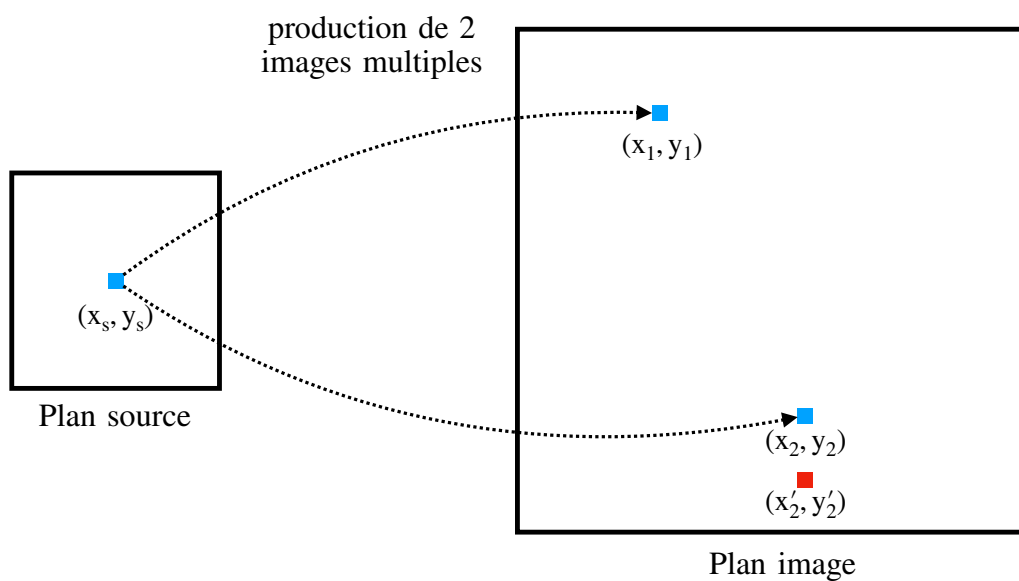


FIGURE 7.3 – Schéma représentant le déplacement des images d’une source s par l’effet de lentille gravitationnelle. Le cadre de gauche représente le champ dans le plan source et le carré bleu la position (x_s, y_s) d’un pixel. Le cadre de droite représente le champ dans le plan image et les carrés bleus les positions des deux images de la source prédites par le modèle LENSTOOL (x_1, y_1) et (x_{rm2}, y_2) . Le carré rouge représente la position de l’image numéro 2 observée, légèrement décalée par rapport à la prédiction du modèle. On va alors appliquer un décalage local dans la carte de déplacement produite par le modèle pour rapporter la prédiction du modèle exactement à la position observée.

Cela signifie qu'il nous faut un modèle de masse qui prédise exactement les positions des images multiples aux positions observées. Comme cela a été discuté dans le Chapitre 3, les modèles de masse utilisés sont construits à partir du catalogue complet d'images multiples détectées. Ils représentent donc les modèles d'amas parmi les plus contraints et les plus précis qui existent et la multitude d'images multiples détectées permet de contraindre également des sous-structures de masse des amas (identifiées par l'utilisation de plusieurs potentiels de matière noire). Ces modèles atteignent des valeurs de χ^2 réduits très faibles compte tenu du nombre de contraintes utilisées, cependant ils peuvent présenter des erreurs de prédictions pour certains systèmes multiples trop importantes pour pouvoir modéliser toutes les images multiples de ces systèmes en même temps, mais qui affectent peu les modélisations individuelles des images. Ces erreurs sur les prédictions des modèles affectent uniquement la prédiction des positions et non les effets en morphologie qui ne sont pas utilisés comme contrainte dans les modèles. Dans le cas des deux sources étudiées ici les modèles présentés dans le Chapitre 3 présentaient des erreurs de prédiction d'une ou plusieurs images multiples trop importantes pour pouvoir être utilisés tels quels ($>0.3''$ pour au moins une des images multiples). Pour compenser ces erreurs dans la modélisation de l'effet produit par l'amas, j'applique à la carte de déplacements produite par LENSTOOL un décalage local autour de l'image concernée (cf schéma de la Figure 7.3). La carte de déplacement produite par LENSTOOL est une carte dans le plan image contenant pour chaque position du plan image le déplacement spatial subit depuis le plan source à une *redshift* fixé z . On produit ainsi deux cartes de déplacement, une pour le déplacement en x et une pour le déplacement en y telles que :

$$dpl_x(x_1, y_1) = x_1 - x_s \quad (7.1)$$

$$dpl_y(x_1, y_1) = y_1 - y_s \quad (7.2)$$

Si on veut que la position de l'image numéro 2 prédite pour la source s se trouve exactement à la position (x'_2, y'_2) , il faut modifier les deux cartes de déplacements dans la zone de l'image uniquement, pour ne pas affecter les prédictions des autres images multiples. On applique alors la correction suivante :

$$dpl'_x(x'_2, y'_2) = x'_2 - x_s = x'_2 - x_2 + dpl_x(x_2, y_2) \quad (7.3)$$

$$dpl'_y(x'_2, y'_2) = y'_2 - y_s = y'_2 - y_2 + dpl_y(x_2, y_2) \quad (7.4)$$

Les décalages à appliquer pour obtenir les nouvelles cartes de déplacement sont donc :

$$\Delta_x = dpl'_x(x'_2, y'_2) - dpl_x(x'_2, y'_2) = x'_2 - x_2 + dpl_x(x_2, y_2) - dpl_x(x'_2, y'_2) \quad (7.5)$$

$$\Delta_y = dpl'_y(x'_2, y'_2) - dpl_y(x'_2, y'_2) = y'_2 - y_2 + dpl_y(x_2, y_2) - dpl_y(x'_2, y'_2) \quad (7.6)$$

Grâce à cette méthode, j'ai produit pour ces deux systèmes des modèles "parfaits", dont les prédictions d'images multiples correspondent exactement aux positions observées. Ces corrections sont locales et n'affectent pas l'amplification puisqu'il ne s'agit que d'une translation de la carte de déplacement. Une généralisation de ces corrections a été mise en place, à la suite de ce travail, dans le cadre décrit par [Beauchesne et al. \[2021\]](#).

Afin d'obtenir un modèle de la distribution d'émission Lyman- α le plus précis possible pour chacun des deux objets, j'ai successivement optimisé chaque source avec de plus en plus de composantes exponentielles elliptiques dont les paramètres sont tous laissés libres de varier largement. Le modèle final de la galaxie dans SMACS2031 est constitué de quatre composantes, deux qui modélisent la galaxie principale et deux le compagnon (à chaque fois une composante compacte modélise l'émission centrale et une autre plus large modélise la composante étendue de l'émission). Pour la galaxie dans MACS0940, j'ai utilisé cinq composantes. En effet, on remarque

dans l'image multiple 1.4 que le halo est constitué de deux composantes d'émission Lyman- α distinctes ; de plus dans la contre-image on remarque que l'émission s'étend de manière asymétrique d'un seul côté de la galaxie (cf Figure 2.16).

Construction des cartes de régions dans le plan source : Une fois que l'on a obtenu une modélisation satisfaisante (avec un χ^2 réduit final inférieur à 1), il est possible de définir à partir de celle-ci un certain nombre de régions spatiales, contenant toutes un flux minimum. Cette carte de régions sera ensuite projetée dans le plan image, la source étant multipliée en plusieurs images par l'effet de lentille gravitationnelle, chaque régions dans le plan source sera observée plusieurs fois dans le plan image. Les différentes positions dans le plan image d'une même région correspondent aux positions dans les images multiples observées qui proviennent de la même région de la source. Pour définir les régions dans le plan source, j'ai utilisé la tessellation de Voronoi (Cappellari and Copin 2003). Les cartes de régions finales dans le plan source et projetées dans le plan images sont présentées, pour les deux halos étudiés, dans la Figure 7.4.

Une fois l'émission modélisée et les régions définies, j'ai construit pour chacune d'elles, à partir des contributions de chaque image multiple, un spectre composite. Les spectres composites finaux sont la somme des contributions spectrales de chaque image multiple dans laquelle la région en question est observée. Les cartes de régions dans le plan image sont produites avec un échantillonnage spatiale 10 fois supérieur à celui de MUSE. Afin d'éviter les contaminations d'une région à l'autre et de limiter l'effet d'étalement du signal provoqué par la PSF spatiale de MUSE ; un spectre d'un pixel MUSE n'est inclus dans le spectre final d'une région qu'à condition que cette région recouvre au minimum 20% de la surface du pixel. De plus, plusieurs aller-retours ont été effectué sur les cartes de régions, entre le plan source et le plan image, pour s'assurer que chaque spectre composite présente une raie Lyman- α finale avec un rapport signal sur bruit minimum de 5 ; et que chaque région dans le plan image soit plus étendue que la PSF de MUSE dans au moins une direction. Les cartes finales possèdent 130 régions pour la galaxie de SMACS2031 et 123 pour la galaxie de MACS0940. Les spectres composites finaux sont la somme des spectres de chaque pixel, pondérée par la proportion de contribution de chaque pixel inclus. Pour certains régions, spécialement les régions centrales qui sont petites dans le plan source, seule une partie des images multiples contribuent au spectre final quand la région en question est trop peu étendue dans les autres images. De la même manière, certaines parties des halos ne sont observées que dans certaines images multiples, dans ces cas là seules ces images multiples contribuent au spectre final, aux même conditions que celles énoncées précédemment.

7.2 Variation des paramètres de la raie Ly α dans le CGM

J'ai ajusté ensuite sur chaque spectre ainsi produit un modèle d'émission gaussien asymétrique identique à celui utilisé pour construire les cartes pixel à pixel. On obtient alors plusieurs cartes dans le plan source pour chaque halo représentant la distribution spatiale des paramètres spectraux de la raie Lyman- α , présentées dans la Figure 7.5.

Chaque ajustement a été examiné à l'oeil pour s'assurer qu'aucun spectre n'était biaisé par l'émission d'un autre objet du champ. Une grand majorité des modèles finaux présentent une valeur du χ^2 réduit inférieur à 1 (123/130 régions pour la galaxie de SMACS2031 et 117/123 pour la galaxie de MACS0940). Ce résultat montre que la raie Lyman- α présente un profil très bien représenté par un modèle gaussien asymétrique partout dans le halo.

Les cartes présentées dans la Figure 7.5 montrent des variations spatiales très nettes des paramètres spectraux de l'émission Lyman- α à travers les deux halos étendus. Dans les deux cas on note que l'émission est plus brillante au centre des halos, proche de la composante stellaire des

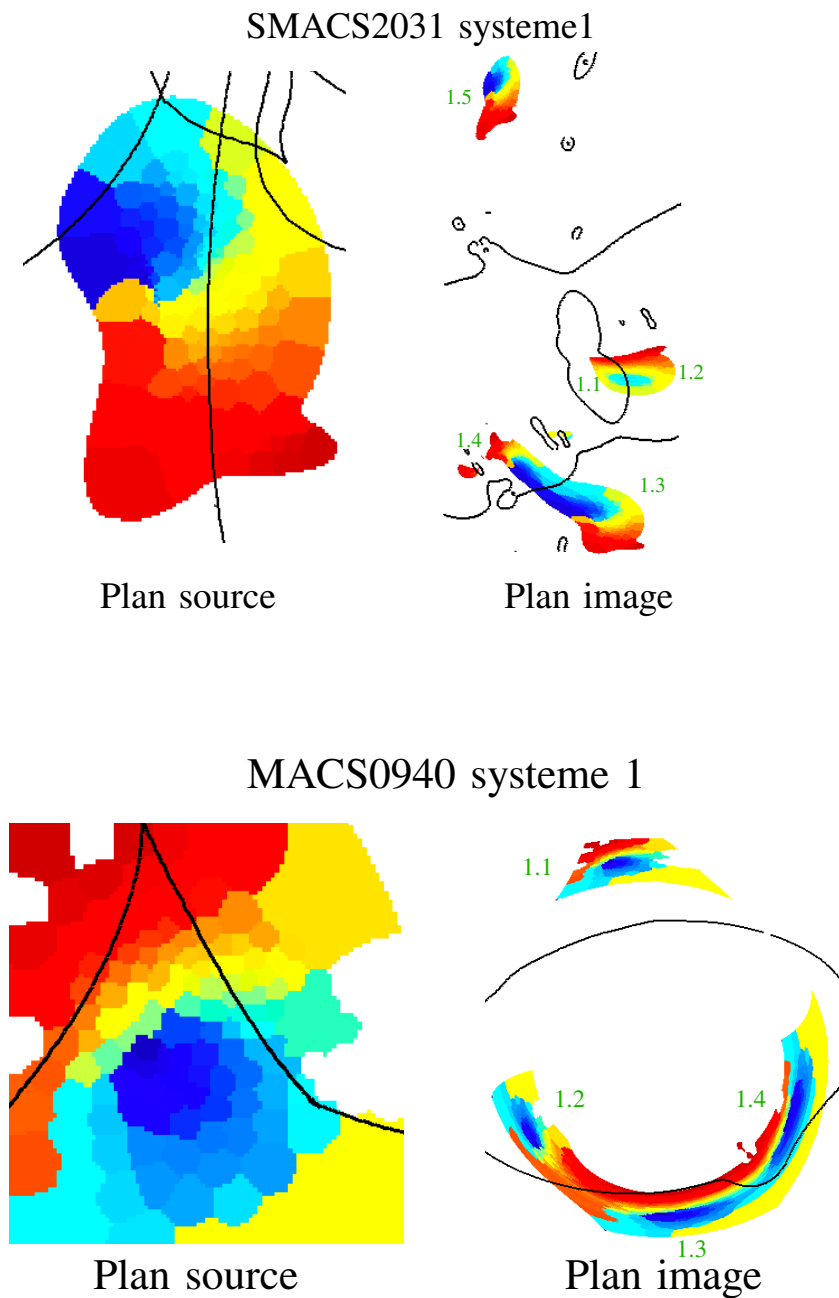


FIGURE 7.4 – Cartes finales des régions de Voronoi dans les plans source et images pour les deux halos (SMACS2031 en haut et MACS0940 en bas). Les lignes noires représentent les lignes caustiques (dans le plan source) et critiques (dans le plan image). Pour SMACS2031 les lignes caustiques et critiques sont particulièrement complexes, avec beaucoup de sous-structures, responsables du grand nombre de petites images produites dans le plan image. Les numérotations des images multiples sont indiquées en vert.

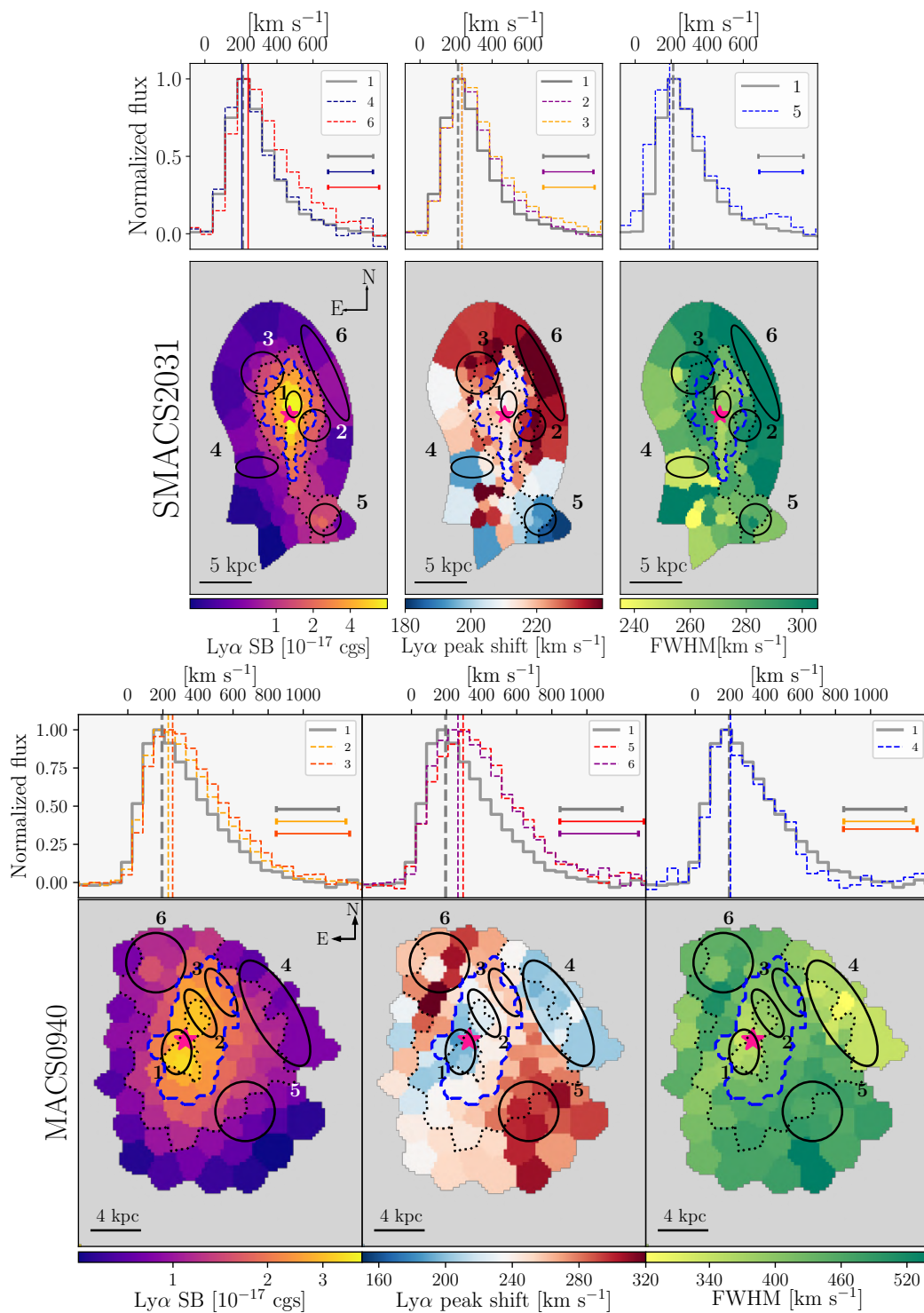


FIGURE 7.5 – Cartes des paramètres spectraux de la raie Lyman- α dans le plan source pour les deux halos étudiés (SMACS2031 en haut et MACS0940 en bas). Pour chaque halo, sont présentées, de gauche à droite, les cartes de brillance de surface, de décalage spectral de la raie Lyman- α par rapport au *redshift* systémique et de FWHM de la raie. Les ellipses noires et blanches indiquent plusieurs zones dans chaque halo dans lesquelles j’ai extrait un spectre total. Ces spectres sont présentés au-dessus de chaque carte dans différentes couleurs. Les segments horizontaux de chaque panneau représentent les FWHM des différentes raies affichées. L’étoile rose indique dans chaque halo la position centrale de l’émission du *continuum*. Les lignes en pointillés représentent les contours en brillance de surface Lyman- α à $1, 2$ et $3 \times 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$. Les lignes bleues représentent le contour en brillance de surface à $2 \times 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$.

galaxies (bien que de légers *offsets* aient été mesurés entre l'émission du *continuum* et l'émission Lyman- α). Le résultat le plus intéressant est la variation spatiale du décalage spectral de la raie Lyman- α par rapport au *redshift* systémique des galaxies ($\Delta V_{Ly\alpha}$), à travers le halo. Dans les deux halos, on observe $\Delta V_{Ly\alpha}$ est plus faible au centre, proche de l'émission stellaire et croît quand on s'approche des régions externes du halo. Les spectres extraits dans ces régions externes (numéros 6 et 5 dans le halo de MACS0940 par exemple) montrent un décalage spectral significatif lorsque l'on les compare au spectre extrait au centre du halo (premier panneau spectral pour SMACS2031 et deuxième pour MACS0940 dans la Figure 7.5). Ces variations de $\Delta V_{Ly\alpha}$ sont associées à la variation de la FWHM de la raie Lyman- α , plus $\Delta V_{Ly\alpha}$ est grand, plus la raie Lyman- α est large (variations également observables sur les cartes et les spectres de la Figure 7.5). Une région fait exception dans le halo de la galaxie de MACS0940 : on observe des valeurs $\Delta V_{Ly\alpha}$ et de la FWHM de la raie similaire à celle observées au centre du halo, dans la région numéro 4 en périphérie du halo. La similitude entre ces deux régions est confirmée lorsque l'on compare les spectres extraits (dernier panneau spectral de la galaxie de MACS0940). Les deux profils sont très similaires et présentent les mêmes valeurs de $\Delta V_{Ly\alpha}$ et de FWHM, malgré une brillance de surface environ dix fois plus faible. Dans le halo de la galaxie de SMACS2031, on observe également une région externe présentant des FWHM et des valeurs de $\Delta V_{Ly\alpha}$ plus larges. Cette région (numéro 5) correspond spatialement à l'émission Lyman- α de la galaxie compagne de ce système. L'asymétrie de la raie Lyman- α varie très peu à travers les halos (moins de 15%) et n'a donc pas été représentée sur les cartes.

7.3 Propriétés résolues du CGM

Ces résultats offrent l'opportunité d'étudier les propriétés résolues du gaz dans le CGM à des échelles plus petites que le kiloparsec. Les variations internes de l'émission Lyman- α témoignent de la variation des conditions d'émission des photons Lyman- α à travers le CGM. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 6, la morphologie de la raie Lyman- α dépend à la fois des conditions d'émission des photons Lyman- α , dans l'ISM ou bien dans le CGM, et de leur diffusion à travers le gaz d'hydrogène froid. Les paramètres observés reflètent les conditions de dernière diffusion des photons Lyman- α . Plusieurs paramètres peuvent impacter la forme de la raie émergente (voir les Chapitres 1 et 6 pour plus de détails). Parmi ces paramètres, la densité de colonne effective en hydrogène neutre, i.e. la densité de colonne intégrée sur le parcours des photons dans le CGM, affecte très fortement le décalage spectral de la raie et sa FWHM (Verhamme et al. 2006, Gronke et al. 2017). Les variations observées dans ces deux halos pourraient alors être produites par une variation de la densité de colonne effective à travers le CGM. En effet les photons qui s'échappent du nuage proche de la composante stellaire de la galaxie, subissent moins de diffusions, donc expérimentent une plus faible densité de colonne effective et ainsi sont plus susceptibles d'être détectés avec une valeur de $\Delta V_{Ly\alpha}$ plus faible. La raie émergente de ces régions présentera donc également une valeur de FWHM plus faible. À l'inverse, les photons qui parcourent une grande distance avant de s'échapper des parties externes du halo, ont expérimenté une plus grande densité de colonne effective (et donc plus de diffusion) et présentent donc en moyenne une plus grande valeur de $\Delta V_{Ly\alpha}$ et la raie émergente une plus grande FWHM. Ce scénario repose néanmoins entièrement sur l'hypothèse que tous les photons Lyman- α ont été produits dans la composante stellaire de la galaxie; or nous avons vu dans les Chapitre 1 et 5 qu'il existe d'autres modes de production des photons Lyman- α dont l'émission de faible galaxies satellites non détectées en UV ou l'émission *in-situ* dans le CGM par exemple à l'occasion d'accrétion de gaz. Ainsi une certaine quantité de photons Lyman- α peut également avoir été produite loin de la composante stellaire de la galaxie principale et s'échapper des régions externes du halo à des longueurs d'onde proches de leur longueur d'onde d'émission. Ce scénario pourrait expliquer la présence de cette région externe dans le halo de la galaxie de MACS0940 discutée plus haut, malheureusement de nouvelles

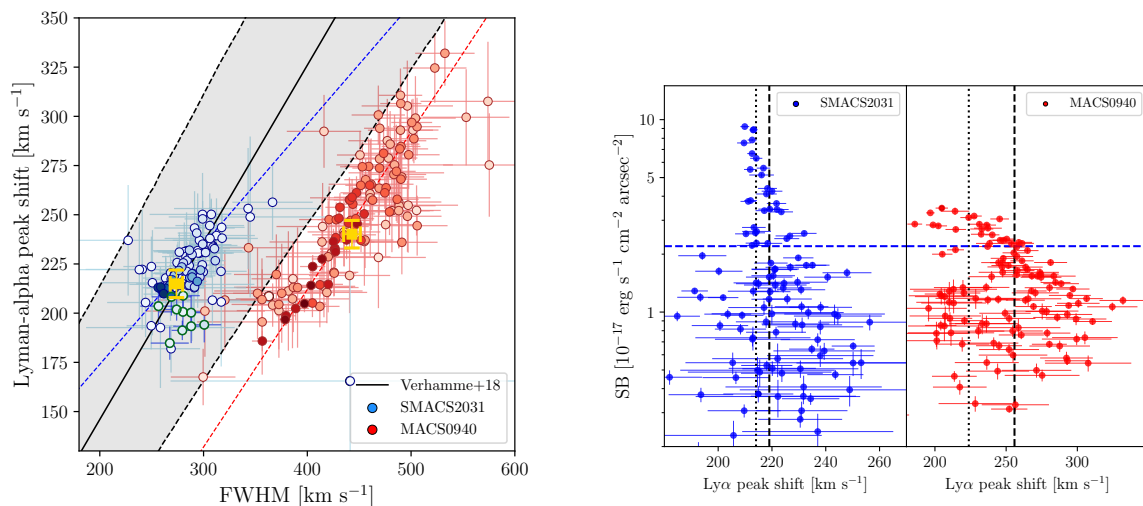


FIGURE 7.6 – Figure extraite de [Claeyssens et al. \[2019\]](#). *Gauche* : Distribution des valeurs du décalage spectral de la raie Lyman- α en fonction de la FWHM pour les régions de la galaxie de SMACS2031 en bleu et de MACS0940. Les points sont coloriés en fonction de la brillance de surface des régions. Pour la galaxie de SMACS2031, les points verts représentent les régions de la galaxie satellite. Les points jaunes situent les valeurs de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ et de FWHM mesurées sur les spectres globaux des deux galaxies. La ligne noire indique la corrélation mesurée par [Verhamme et al. \[2018\]](#), l'incertitude à 1σ sur cette corrélation est représentée par la zone gris. Les lignes pointillées rouges et bleues représentent les droites ajustées à partir des deux distributions de points. Les valeurs des paramètres de ces droites sont reportés dans la Table 7.1. *Droite* : Distribution des valeurs de brillance de surface mesurées dans les régions des deux halos en fonction de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$. Les lignes en pointillés larges représentent la valeur moyenne de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ mesurées pour toutes les régions avec une valeur de brillance de surface inférieure à $2 \times 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$, et les lignes en pointillés fins la moyenne des valeurs des régions avec une brillance de surface supérieure à $2 \times 10^{-17} \text{ erg.s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$.

observations seront nécessaires pour confirmer cette hypothèse et discriminer quel processus est responsable de ce phénomène. Enfin cette cartographie du CGM indique que le CGM est un milieu complexe, lieu de nombreux processus physiques différents.

La Figure 7.6 représente la distribution des valeurs du décalage spectral de la raie Lyman- α par rapport au *redshift* systémique des galaxies en fonction la FWHM de la raie (à gauche) et de la brillance de surface des régions (à droite). Dans chacun des deux halos, cette figure confirme la forte corrélation entre le décalage spectral de la raie Lyman- α $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ et la FWHM à travers le halo. Les deux distributions sont décalées en FWHM (d'environ 200 km.s^{-1}) mais présentent des pentes similaires. De plus ces deux distributions suivent la même direction que la corrélation mesurée par [Verhamme et al. \[2018\]](#) sur des spectres intégrés de LAEs à $z > 3$. Le fait que cette relation soit vraie également à l'intérieur des halos et qu'elle couvre une large gamme de valeurs (spécialement pour la galaxie de MACS0940) confirme que les conditions d'émission de la raie Lyman- α évoluent au sein du halo. [Verhamme et al. \[2018\]](#) ont relié ces résultats aux différences de densité de colonne moyenne dans le CGM des galaxies individuelles, plus la densité de colonne d'hydrogène est grande plus $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ et la FWHM augmente. J'ai montré avec des deux exemples que ces variations peuvent également exister à l'intérieur d'un même halo. Si l'on s'intéresse au deuxième panneau de la Figure 7.6 on remarque qu'il n'existe pas de région dans les halos qui présentent à la fois une grande brillance de surface d'émission Lyman- α et une grande valeur de

$\Delta V_{Ly\alpha}$. Cette absence indique qu'il existe des directions spatiales privilégiées d'échappement des photons Lyman- α . Ces directions correspondent aux régions les plus brillantes présentant une valeur de $\Delta V_{Ly\alpha}$ plus faible, ce qui indique que la raie Lyman- α a été moins altérée par les diffusions dans le CGM. A plus faible brillance de surface, les valeurs de $\Delta V_{Ly\alpha}$ varient beaucoup, ce qui montre que de ces régions s'échappent à la fois des photons ayant subi peu et beaucoup de diffusion.

Leclercq et al. [2020] ont pratiqué une étude similaire sur les six halos les plus étendus de l'UDF et mesuré les mêmes tendances entre la FWHM et le décalage spectral de la raie Lyman- α . Ils ont également pu montrer que les galaxies les plus brillantes présentaient des raies Lyman- α plus larges, plus rouges et moins asymétriques dans le halo. De manière générale, ils mesurent que la raie Lyman- α est plus rouge dans la partie étendue du halo qu'au centre et suggèrent que cette tendance est produite par la diffusion des photons à travers un milieu en expansion. Chen et al. [2021a] ont étudiées en détails un arc Lyman- α géant (étendu sur 1 minute d'arc) détecté dans l'amas MACS1206, associé à trois LBGs à $z = 3.038$. Ils ont mesurés de fortes variations des paramètres de la raie Lyman- α à travers l'arc qui indiquent la présence d'un gradient de vitesse depuis les galaxies LBGs, autour desquelles le gaz d'hydrogène neutre est dense, vers l'extérieur du halo moins dense.

Tous ces résultats permettent de conclure que le CGM est un milieu extrêmement complexe dont la compréhension nécessite de plus nombreuses observations et simulations résolues à la fois de l'émission Lyman- α mais aussi de l'émission stellaire des galaxies hôtes pour étudier les processus de production et de diffusion des photons Lyman- α . Grâce à l'échantillon LLAMAS, on dispose maintenant d'une plus grande quantité de halos Lyman- α très amplifiés et étendus observés avec MUSE.

Bilan de ce chapitre :

- * L'amplification gravitationnelle permet de détecter des halos Lyman- α extrêmement étendus sur le ciel, pour lesquels une étude détaillée de variations spatiales de l'émission Lyman- α est possible.
- * Cette analyse nécessite un modèle d'amas parfait, qu'il est possible de réaliser en modifiant très légèrement les cartes de déplacement du modèle global. On peut alors modéliser l'émission UV et Lyman- α de ces galaxies en prenant en compte toutes les images multiples détectées.
- * J'ai construit, grâce à cette méthode, les premières cartes dans le plan source, représentant les variations des paramètres de la raie Lyman- α à travers deux halos sélectionnés dans l'échantillon LLAMAS.
- * On observe des variations très nettes des paramètres de l'émission Lyman- α à travers les halos (cf Figure 7.5), ce qui indique que le CGM est un milieu complexe, dont le contenu en hydrogène est distribué de manière non-homogène et non-isotrope autour des galaxies à grand *redshift*.
- * Les tendances observées sont en accord avec les prédictions des modèles idéalisés de CGM qui prédisent un décalage spectral et un élargissement de la raie Lyman- α proportionnels à la densité de colonne effective en hydrogène neutre dans le CGM (cf Figure 7.6).
- * Les halos Lyman- α semblent présenter des directions privilégiées au sein desquels les photons Lyman- α peuvent s'échapper en grande quantité, à des vitesses plus proches de la vitesse systémique du gaz (cf Figure 7.6). Ce résultat conforte la conclusion que le CGM peut être un milieu très inhomogène.

Chapitre 8

Discussion générale

*Si tu aimes une fleur qui se trouve dans
une étoile,
C'est doux, la nuit, de regarder le ciel.*

Antoine de Saint-Exupéry, Le Petit Prince

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié les aspects spatiaux, spectraux et résolus de l'émission Lyman- α environnant les galaxies à grand *redshift* dans l'échantillon LLAMAS. Nous avons montré que les propriétés du halo Lyman- α peuvent varier fortement d'une galaxie à l'autre et dépendent des paramètres de celle-ci. La mesure des *offsets* spatiaux a mis en évidence l'inhomogénéité du CGM et de l'ISM ainsi que la potentielle présence de multiples sources d'émission Lyman- α pouvant conduire à des profils spatiaux d'émission Lyman- α complexes. L'étude des profils spectraux des raies Lyman- α a confirmé ces résultats en montrant que la structure du CGM d'une galaxie à l'autre varie énormément, produisant ainsi des spectres très différents qui sont les témoins des multiples diffusions subies par les photons. Enfin l'étude des variations spectro-spatiales de l'émission Lyman- α à travers deux halos particulièrement étendus a montré que la structure de la distribution en hydrogène neutre évolue à l'intérieur même du CGM. Grâce à l'amplification gravitationnelle, j'ai pu mesurer certains de ces paramètres pour la première fois sur un échantillon aussi conséquent. Cependant beaucoup d'informations manquent encore pour pouvoir correctement investiguer les différents scénarios pouvant expliquer individuellement les profils spatiaux et spectraux du CGM. Dans l'optique de tenter d'étudier l'origine de l'étendue des halos Lyman- α et des *offsets* spatiaux, j'ai étudié une simulation *zoom-in* hydrodynamique d'une galaxie typique des LAEs de l'échantillon LLAMAS.

8.1 Mesure des propriétés des LAEs sur une simulation *zoom-in*

8.1.1 Présentation de la simulation

La simulation que j'ai étudiée a été produite à partir du code RAMSES développé par Teyssier [2002]. Ce code permet d'étudier la formation des galaxies en résolvant l'évolution couplée du gaz et de la matière noire. La matière noire et les étoiles sont traitées comme de la matière non collisionnelle, c'est-à-dire qu'elle interagit uniquement via la force de gravité. Le code RAMSE-RT, développé par Rosdahl et al. [2013] pour la simulation SPHINX permet de résoudre également le transfert radiatif en ajoutant le couplage du gaz et du rayonnement. Cela permet d'étudier à la fois la formation des structures et leur rayonnement. SPHINX est une simulation hydrodynamique, ce qui signifie qu'elle étudie les propriétés hydrodynamiques du gaz et de la matière noire à travers les équations de la mécanique des fluides. Cette simulation est conduite via une méthode eulérienne : elle décrit les propriétés du fluide en tout point à chaque pas de temps à l'aide d'une grille. La résolution spatiale de la simulation dépend de la taille des cellules de cette grille. Dans

le cas de SPHINX, la grille est adaptative, ce qui implique que la taille des cellules peut varier d'un endroit à un autre de la simulation. La résolution est ainsi plus élevée dans les régions denses et plus faible dans les régions moins denses du cube d'univers simulé. La simulation SPHINX, dont le but principal est d'étudier l'époque de la réionisation, simule un cube d'univers de 15 Mpc de côté, entre $z = 15$ et $z = 6$. Elle est basée sur le modèle $\Lambda - \text{CDM}$ (décrit dans le Chapitre 1). Cette simulation est cependant trop peu résolue pour étudier les propriétés individuelles des halos et des galaxies (et plus particulièrement des propriétés résolues de l'ISM et de la formation stellaire).

La simulation que j'ai étudiée est une simulation *zoom-in* d'un halo produite dans SPHINX. Ce halo a été sélectionné pour être typique des LAEs observés avec MUSE dans l'UDF. La simulation de ce halo particulier est poussée jusqu'à $z = 3$ pour l'étude de l'émission Lyman- α . Les fractions d'hélium et d'hydrogène de la simulation sont fixées à $X = 0.76$ et $Y = 0.24$ respectivement, et la métallicité initiale des cellules à $3.2 \times 10^{-4} Z_{\odot}$. La masse d'une particule de matière noire est de $M_{\text{DM}} = 10^4 M_{\odot}$. A $z = 4$, la taille d'une cellule est inférieure à 14 pkpc, 1.2×10^7 cellules sont contenues à l'intérieur du rayon du viriel du halo. La largeur médiane d'une cellule dans le CGM ($0.2 < r/R_{\text{vir}} < 1$) est de 227 pc et celle dans l'ISM ($r/R_{\text{vir}} < 0.2$) est de 14 pc. A $z = 3$ la masse du halo de matière noire est de $M_h = 6 \times 10^{10}$. A partir de cette simulation, Jérémy Blaizot a produit 12 simulations d'observations dans différentes directions d'observation à 129 différents pas de temps (de 10 millions d'années chacun) entre $z = 3.000$ et $z = 5.989$. Deux types d'observations simulées sont produits :

- des cubes en trois dimensions autour de la raie Lyman- α (5.45 Å de chaque côté de la raie). Les dimensions des cubes sont de 10 arcsecondes de côté avec des pixels de $0.067'' \times 0.067'' \times 0.0625 \text{ Å}$ (i.e. trois fois l'échantillonnage de MUSE) .
- des images de l'émission UV à 1500 Å au repos sont également produites, ces images ont la même dimension et des pixels mesurant $0.01'' \times 0.01''$ (i.e. 5 fois plus petits que les pixels HST/ACS).

Cette simulation a été présentée dans [Mauerhofer et al. \[2021\]](#), qui ont étudié les profils des raies d'absorptions produits par cette galaxie. Une simulation très similaire (dont le halo est tiré de la même simulation originale) a été étudiée dans [Mitchell et al. \[2021\]](#).

Le fait que ces observations soient simulées à chaque pas de temps dans 12 directions d'observation différentes ajoute de la diversité à l'échantillon de galaxies observées. Les évolutions fortes que subit cette galaxie au cours du temps accentuent encore cette diversité. En effet, en mesurant la luminosité Lyman- α , le taux de formation stellaire UV et la taille de la composante UV principale sur les images hautes résolutions de la galaxie, on constate que la composante stellaire croît entre $z = 5.989$ où elle mesure en moyenne, selon les lignes de visée, 0.15 kpc et $z = 3$ où l'on mesure 0.45 kpc. Le taux de formation stellaire médian augmente entre $z = 6$ ($\langle \text{SFR} \rangle = 0.5 M_{\odot}/\text{an}$) et $z = 3$ ($\langle \text{SFR} \rangle = 1.23 M_{\odot}/\text{an}$). La galaxie subit plusieurs épisodes intenses de formation stellaire, principalement à *redshift* $z = 5.1$ ($\text{SFR}_{\text{max}} = 1.36 M_{\odot}/\text{an}$), $z = 4.5$ ($\text{SFR}_{\text{max}} = 2.3 M_{\odot}/\text{an}$) et entre $z = 4.0$ et $z = 3.7$ ($\text{SFR}_{\text{max}} = 3.00 M_{\odot}/\text{an}$). On observe, aux mêmes époques, des pics semblables en luminosité Lyman- α . Ces périodes correspondent également aux moments où l'on détecte le plus de galaxies satellites ou de nuages d'émission UV fusionnant avec la composante principale qui peuvent présenter un taux de formation stellaire allant jusqu'à $\text{SFR}_{\text{max}} = 2.5 M_{\odot}/\text{an}$.

La Figure 8.1 présente les propriétés physiques générales des galaxies simulées comparées aux galaxies des échantillons de l'UDF et LLAMAS. Les distributions en *redshift* entre les trois échantillons sont parfaitement en accord. En revanche, on remarque que les galaxies simulées sont plus proches des galaxies LLAMAS en luminosité Lyman- α que de celles de l'UDF. En magnitude UV et SFR, les galaxies simulées se situent à l'intersection des deux distributions.

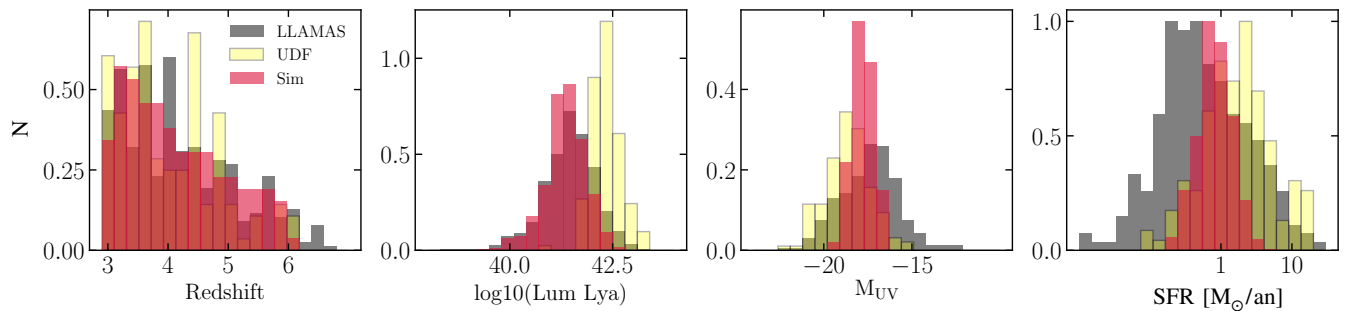


FIGURE 8.1 – De gauche à droite : Distribution des valeurs de *redshift*, luminosité Lyman- α , magnitude UV et taux de formation stellaire pour les galaxies de la simulation en gris, les galaxies de l’UDF en jaune et les galaxies de l’échantillon LLAMAS en rouge.

8.1.2 Production d’images observées simulées à partir de la simulation

Afin de correctement comparer les propriétés des galaxies LLAMAS avec celles de la galaxie simulée, j’ai produit à partir de chaque observation simulée deux types d’observations supplémentaires : une qui reproduit les caractéristiques des observations de l’UDF et l’autre celles des galaxies de l’échantillon LLAMAS.

Production des galaxies UDF simulées : Pour produire des observations typiques des galaxies de l’UDF, j’ai dans un premier temps sommé toutes les tranches spectrales des cubes d’émission Lyman- α (qui ne contiennent pas d’émission du *continuum*). On applique ensuite à ces images une convolution avec une PSF MUSE (dont les paramètres sont ceux des PSF de l’UDF, [Bacon et al. 2017](#)). On ré-échantillonne les images à la taille des pixels MUSE ($0.2'' \times 0.2''$). Enfin on ajoute du bruit ; produit à partir d’une distribution gaussienne de valeurs centrées sur zéro et dont la dispersion correspond aux valeurs mesurées dans les zones vides des différentes images NB de l’échantillon de l’UDF de [Leclercq et al. \[2017\]](#). Le même processus est appliqué aux images UV avec deux PSF HST différentes (produites à partir des images HST dans les filtres F606W et F814W du champ de l’UDF).

Production des galaxies LLAMAS simulées : Pour produire des images Lyman- α et UV représentatives des galaxies de l’échantillon LLAMAS, j’utilise 6 modèles d’amas de galaxies de l’échantillon (A2744, MACS0940, MACS0416N, MACS2214, SMACS2031 et A370). Pour chaque galaxie simulée, le code choisit un amas au hasard parmi ces six là, puis un objet au hasard dans le catalogue de *redshifts* correspondant. L’image UV est placée à la position de cet objet dans le plan source puis passée par le modèle grâce à LENSTOOL qui effectue également la convolution par la PSF HST (exactement les mêmes que celles utilisées dans le Chapitre 5). Les images finales sont ensuite bruitées (de la même manière que pour les simulations UDF, à partir de niveaux de bruits mesurés sur les images HST des différents amas), puis l’on tente de détecter une ou plusieurs images. Les critères de détections sont identiques à ceux appliqués dans le Chapitre 5 pour la mesure du SNR spatial. On sélectionne, au hasard, uniquement une images par source. Les images Lyman- α sont produites de la même manière, à partir de la même position que pour l’image UV. On sélectionne ensuite l’image produite qui correspond spatialement à la détection UV.

La Figure 8.2 présente trois galaxies simulées, à trois *redshifts* différents, ainsi que les images simulées UDF et LLAMAS associées. On observe que les détails des distributions d’émission UV et Lyman- α s’amenuisent ou disparaissent après la convolution avec la PSF et l’ajout du bruit.

cette dégradation est cependant plus faible sur les images amplifiées. Dans chaque cas on constate que l'émission Lyman- α semble bien plus étendue que l'émission UV.

8.1.3 Mesure des propriétés morphologiques des halos simulés

Dans le but de mesurer les paramètres morphologiques des composantes UV et de l'émission Lyman- α des galaxies ainsi produites, j'ai appliqué à chaque image simulée, UDF et LLAMAS, la même procédure de modélisation que celle décrite dans le Chapitre 5. Les images UDF simulées sont modélisées à l'aide d'un modèle unique correspondant au modèle utilisé par [Leclercq et al. \[2017\]](#) (modèle numéro 1 dans le Chapitre 5). Les images LLAMAS simulées sont modélisées par trois types de modèles différents (numéros 2, 4 et 6 du Chapitre 5) elliptiques avec une à deux composantes. Les images UV sont dans les deux cas modélisées par un profil d'émission elliptique et exponentiel. Les valeurs de $r_{50,UV}$, $r_{90,UV}$, $r_{50,Ly\alpha}$ et $r_{90,Ly\alpha}$ sont mesurées de la même manière que pour les galaxies LLAMAS observées. Enfin je mesure de la même manière que pour les galaxies LLAMAS les *offsets* spatiaux entre l'émission UV et Lyman- α dans les données simulées à haute résolution ainsi que pour les observations simulées. Au final seulement 271 images UDF simulées sont détectées avec un rapport SNR suffisant pour être modélisées. De même 254 sources LLAMAS simulées ont été sélectionnées, à la fois selon leur émission UV et Lyman- α .

Etendue spatiale des halos simulés : La Figure 8.3 représente les valeurs de $r_{90,Ly\alpha}$ en fonction de $r_{90,UV}$ des galaxies simulées et des galaxies des échantillons LLAMAS et UDF. Ce graphe nous apprend deux choses : les galaxies UDF simulées se situent toutes dans la même zone du graphique, très proche des galaxies UDF observées ; à l'inverse, les galaxies LLAMAS simulées se situent plus bas (avec de tailles mesurées en UV et Lyman- α globalement plus petites), dans une zone plus représentative des galaxies LLAMAS observées. On peut expliquer cet effet de deux manières possibles : soit les mesures effectuées sont biaisées, pour un ou les deux types de simulations, produisant ainsi un écart systématique entre les deux groupes, soit les effets de PSF, qui sont plus importants sur les images non amplifiées, provoquent seuls cet écart. Le scénario le plus probable étant que ces deux effets jouent chacun rôle. En effet la méthode utilisée a été soigneusement vérifiée, mais il reste impossible d'affirmer que la méthode de convolution par la PSF, de bruitage ou de modélisation soit parfaitement compatibles avec les observations. De plus, l'échantillon LLAMAS observé ne présente presque aucune galaxie située dans le nuage de point des galaxies de l'UDF. Si l'échantillon LLAMAS permet de détecter et de caractériser des halos plus petits, il devrait également pouvoir observer des halos plus grands du type de ceux caractérisés dans l'UDF. Le fait que très peu de halos Lyman- α LLAMAS soient spatialement cohérents avec les halos de l'UDF peut s'expliquer si les mesures de l'UDF sont légèrement surestimées à cause des effets de PSF. De plus amples investigations sur ces simulations seront nécessaires pour correctement étudier ces deux effets. Enfin, quelle que soit la méthode d'observation utilisée, les galaxies simulées présentent en moyenne un rapport $q = r_{90,Ly\alpha} / r_{90,UV}$ plus faible que les galaxies observées ($\langle q_{UDF\ Sim} \rangle = 4.3$ et $\langle q_{LLAMAS\ Sim} \rangle = 5.0$). Ces différences indiquent que la galaxie simulée présente des caractéristiques générales différentes et semble accompagnée d'un halo Lyman- α moins étendu par rapport aux galaxies étudiées dans les échantillons UDF et LLAMAS. [Mitchell et al. \[2021\]](#), qui ont étudié les propriétés spatiales moyennes d'une galaxie simulée exactement de la même manière (dont le halo sélectionné présente les mêmes propriétés) ont mesuré qu'entre 10 et 20 kpc, à $3 < z < 4$, la simulation prédit un flux Lyman- α environ deux fois plus faible que ce qui est mesuré dans les LAEs avec MUSE, il ont cependant mesuré un accord très bon entre les profils de brillance de surface moyens simulés et observés. Cette différence de brillance en Lyman- α peut expliquer que le halo soit mesuré légèrement moins étendu, s'il est plus difficile de détecter le bord de l'émission. Bien qu'isolé dans une seule partie du diagramme, les valeurs mesurées dans les deux types d'observations simulées, restent compatibles avec plusieurs galaxies LLAMAS et

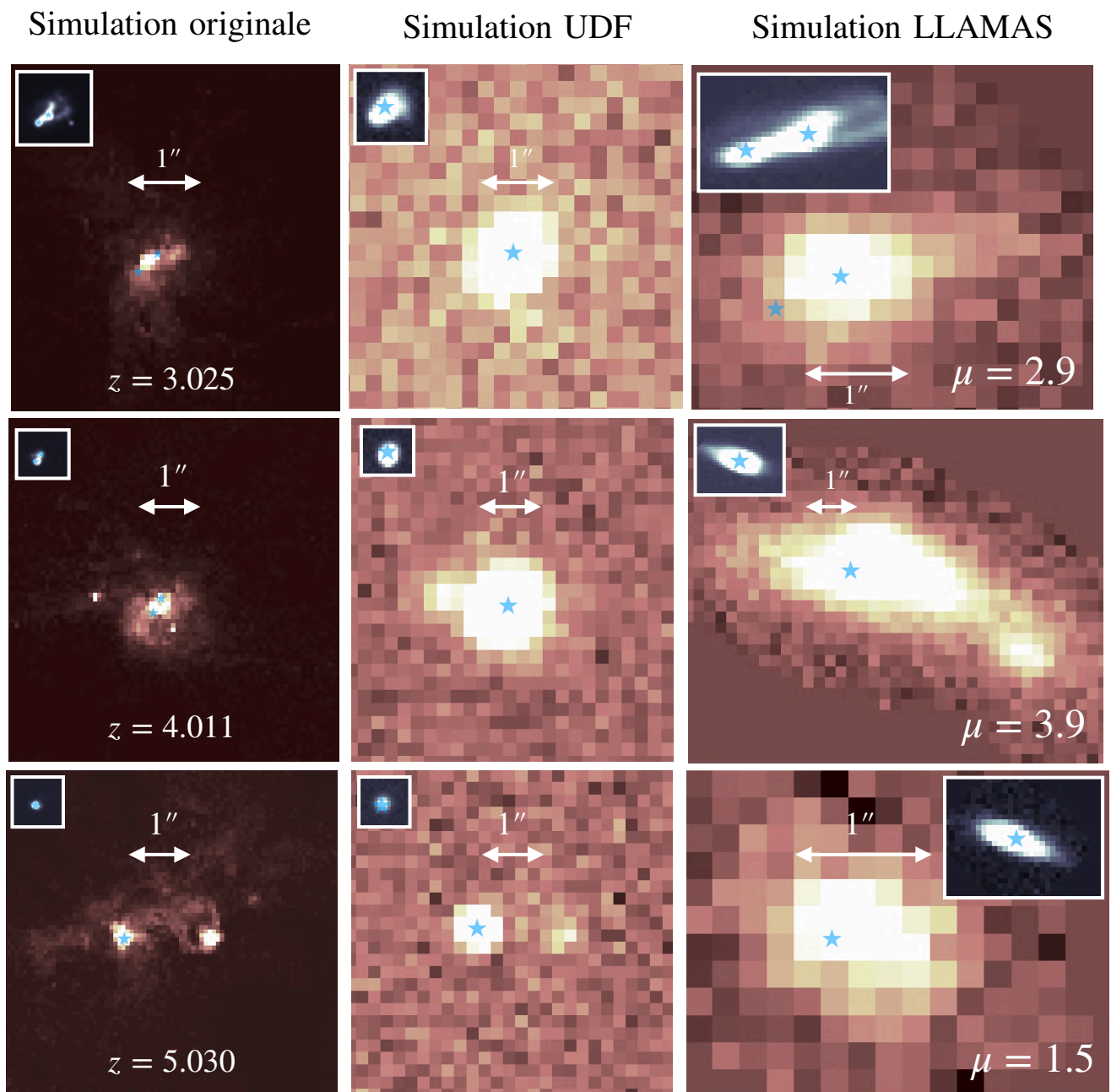


FIGURE 8.2 – Chaque ligne présente, de gauche à droite, les images Lyman- α de la galaxie simulée originale, de l’observation simulée UDF et de l’observation simulée LLAMAS. Les images encadrées en blanc dans chaque cadre représentent, à la même échelle, l’émission UV détectée. Les étoiles bleues indiquent les pic d’émission UV et les positions correspondantes sur les images Lyman- α . Enfin une échelle de 1 arcseconde est représentée sur chaque image de droite. Les trois lignes représentent trois *redshifts* différents. L’amplification totale de l’image LLAMAS simulée est indiquée sur chaque images de droite.

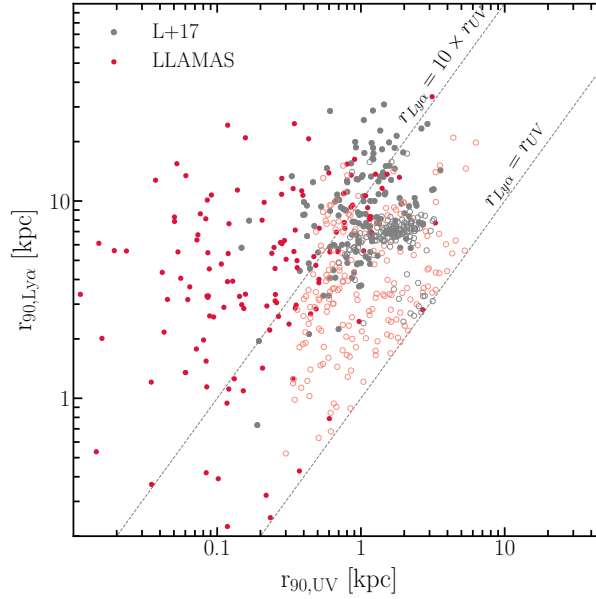


FIGURE 8.3 – Distribution des valeurs de $r_{90,\text{Ly}\alpha}$ en fonction de $r_{90,\text{UV}}$ pour les galaxies de l'échantillons LLAMAS (en rouge plein), UDF (en gris plein), LLAMAS simulées (en rouge vide) et UDF simulées (en gris vide).

UDF; ce qui fait de cet échantillon de galaxies un échantillon représentatif d'une partie des LAEs à grand *redshift*.

Offsets spatiaux dans les galaxies simulées : La Figure 8.4 représente les distributions d'*offsets* mesurées sur les images à hautes résolutions ainsi que sur les images UDF et LLAMAS simulées (respectivement en rouge et jaune). On mesure, dans les deux groupes, une valeur médiane de $Me(\Delta) = 0.40_{Q1=0.19}^{Q3=0.62}$ kpc sur les images haute résolution. Cette valeur est légèrement inférieure à la médiane mesurée sur les simulations LLAMAS $Me(\Delta_{\text{LLAMAS Sim}}) = 0.64_{Q1=0.33}^{Q3=1.05}$ kpc. Les mesures effectuées sur les simulations LLAMAS semblent surestimer les valeurs d'*offsets* intrinsèques (on mesure en moyenne une différence de 0.3 kpc). L'ajout des effets instrumentaux lissant les images, les mesures des centroïdes d'émission sont moins bien contraints dans les observations simulées que dans les images haute résolution. De plus, les composantes UV, dans les images originales de la simulation, présentent des pics d'émission UV très importants concentrés dans un seul pixel; ces pixels extrêmement brillants ont tendance à biaiser la mesure du centroïde d'émission sur les images à haute résolution. Si l'on s'intéresse maintenant aux images UDF simulées, la surestimation des *offsets* est bien plus importante, mais très peu d'*offsets* sont mesurés de manière significative (i.e. l'*offset* représente plus de 2 pixels MUSE) : seulement 16 (6%) objets contre 45 dans l'échantillon de galaxies LLAMAS simulées (22%). Cet écart peut expliquer notamment pourquoi peu d'*offsets* sont mesurés dans les données de l'UDF. Sur les valeurs d'*offsets* mesurées dans les images à haute résolution, on observe une décroissance générale de l'*offset* avec le *redshift* : à plus grand *redshift* les galaxies présentent un *offset* en moyenne plus faible (*offset* moyen à 0.17 kpc à $z = 5.989$ contre 0.62 kpc à $z = 3$ (voir Figure 8.5). La galaxie expérimente cependant un pic important à $5.4 < z < 5.65$ où l'*offset* atteint jusqu'à 3.5 kpc. Si la tendance en général en *redshift* est bien retrouvée dans les observations LLAMAS simulées (avec les mêmes valeurs), le pic à $5.4 < z < 5.65$ n'est pas mesuré, simplement à cause du fait que la composante principale étant plus faible à cette époque, aucune image de la galaxie n'a pu être détectée, à la fois en émission UV et Lyman- α à ces *redshifts*. On ne mesure pas de relation évidente, ni dans les images hautes résolutions, ni dans les images LLAMAS simulées, entre le taux de formation stellaire, la luminosité Lyman- α et l'*offset* spatial. Enfin, on mesure une adéquation presque parfaite

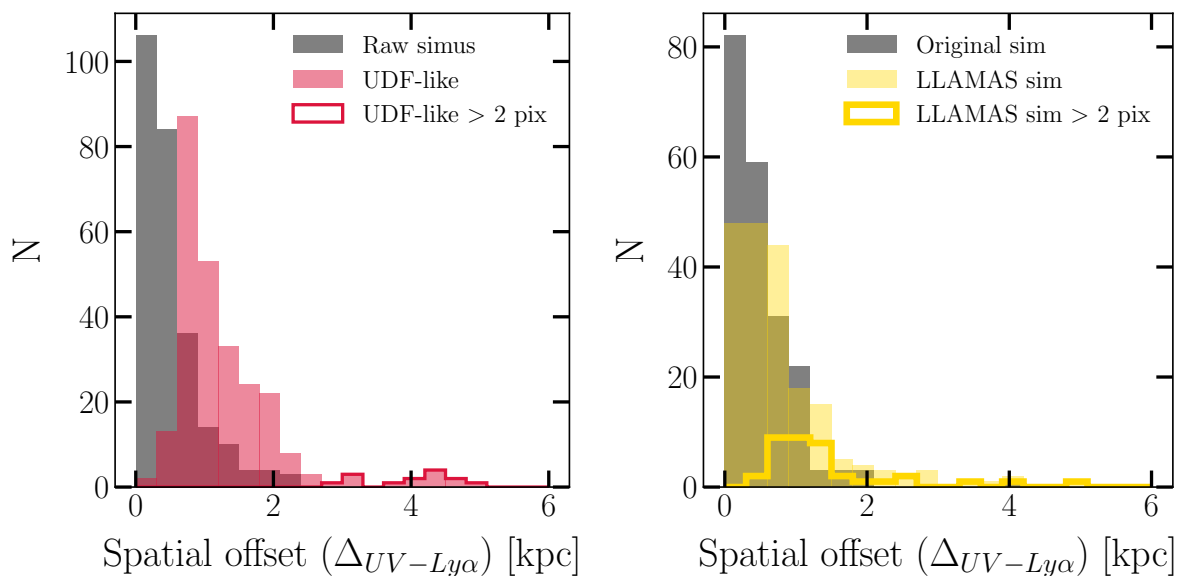


FIGURE 8.4 – *Gauche* : Distribution des valeurs d'*offsets* spatiaux, mesurés à partir des centres des modèles d'émission, sur les images haute résolution en gris, et les images UDF simulées en rouge. Le trait rouge indique la distribution des *offsets* qui représentent plus de deux pixels MUSE. Les valeurs présentées sont uniquement celles mesurées sur les 271 sources sélectionnées parmi les simulations UDF. *Droite* : Mêmes distributions pour les valeurs d'*offsets* mesurées sur les 250 galaxies sélectionnées parmi les simulations LLAMAS. Les mesures effectuées sur les simulations LLAMAS sont représentées en jaune.

entre la distribution des *offsets* mesurés dans les images LLAMAS simulées et celle des galaxies de l'échantillon LLAMAS (voir Figure 8.6) qui présentent les mêmes valeurs médianes. La galaxie simulée reproduit donc correctement les *offsets* mesurés dans les observations.

Fraction d'*offsets* externes dans les galaxies simulées : La Figure 8.7 présente la distribution de la distance elliptique (définie dans le Chapitre 5) pour les galaxies de l'échantillon LLAMAS (avec une probabilité que la mesure de l'*offset* soit fiable de plus de 95 %) en gris et les galaxies LLAMAS simulées en jaune. Les galaxies simulées, bien que présentant en kiloparsec des *offsets* compatibles avec les galaxies LLAMAS observées présentent en générale des valeurs de Δ_{ell} plus faibles. 72% des galaxies LLAMAS simulées présentent une valeur de $\Delta_{\text{ell}} < 2$ contre 38% dans l'échantillon LLAMAS. Le panneau de droite de la Figure 8.7 représente les valeurs d'*offsets* entre le pic d'émission UV et le centre du modèle d'émission elliptique ($\Delta_{\text{UV-UV}}$) pour les galaxies LLAMAS simulées et observées en jaune et gris respectivement. Une valeur de $\Delta_{\text{UV-UV}}$ positive signifie que le centre de la composante UV ne coïncide pas avec le pic d'émission. L'existence de cet *offset* démontre le caractère grumeleux des composantes stellaires des galaxies (pour 37/136 objets dans l'échantillon LLAMAS et 44/204 sources LLAMAS simulées). Dans l'échantillon de galaxies LLAMAS simulées, 90% des galaxies qui présentent un *offset* UV-UV significatif (i.e. supérieur à 2 pixels HST dans le plan image, donc dont la mesure est robuste) présentent une distance elliptique inférieure à 1 contre 54% dans les données LLAMAS observées (pour rappel 40% de l'échantillon total LLAMAS présentait un *offset* interne, la proportion est donc plus importante pour les galaxies dont l'émission UV est irrégulière). Le caractère grumeleux de la composante UV semble donc corrélé à la mesure d'une plus grande fraction d'*offsets* internes.

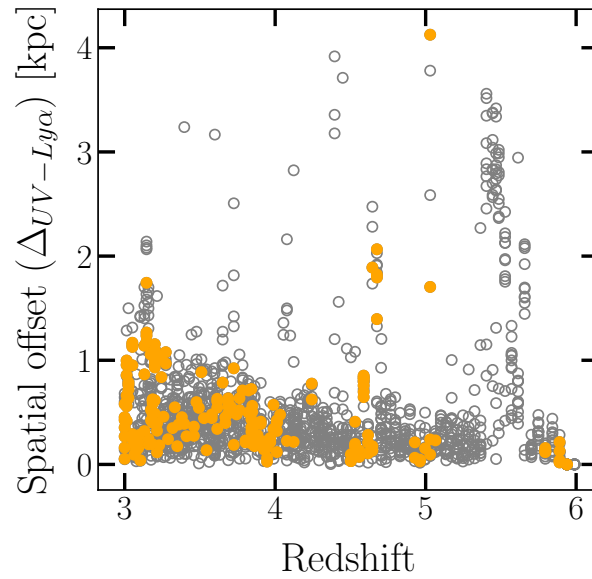


FIGURE 8.5 – Distribution des valeurs d'*offsets* mesurées dans les images haute résolution (en gris) et les images LLAMAS simulées (en orange) de la galaxie simulée en fonction du *redshift*.

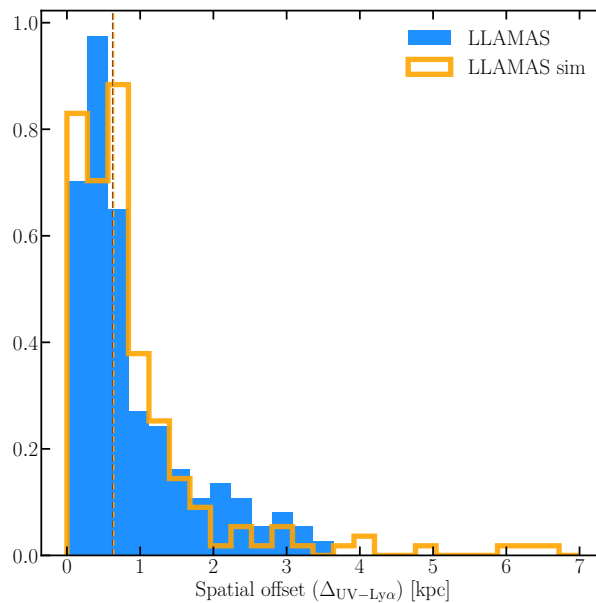


FIGURE 8.6 – Distribution des *offsets* (mesurés à partir des centroides des modèles d'émission UV et Lyman- α) des galaxies de l'échantillon LLAMAS (tous les objets) en bleu et des galaxies LLAMAS simulées en jaune. Les deux distributions sont normalisées à 1. Les lignes verticales bleues et oranges représentent les valeurs médianes des deux échantillons.

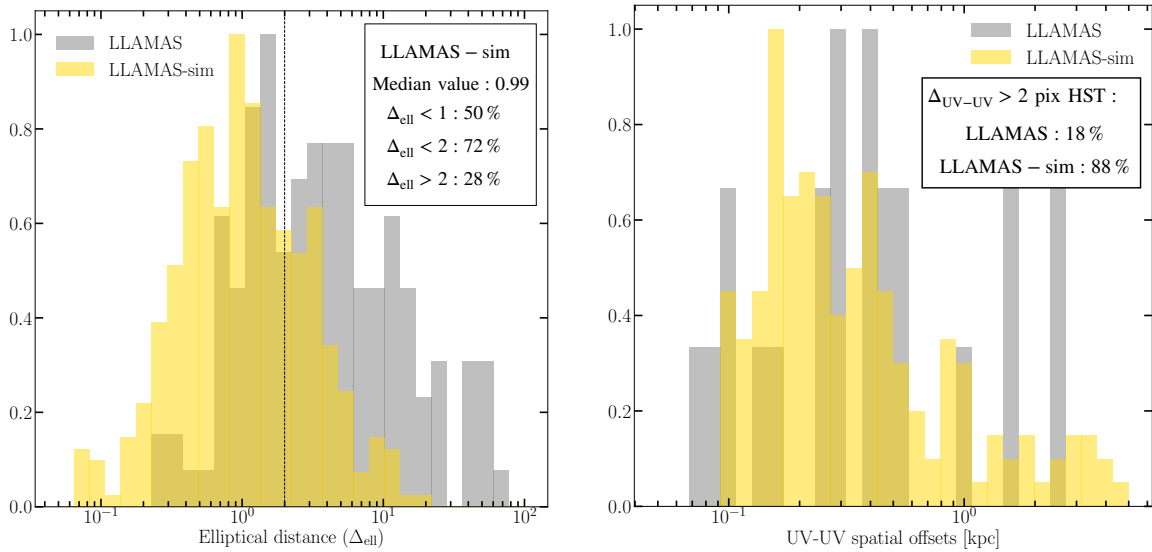


FIGURE 8.7 – *Gauche* : Distribution de la distance elliptique (définie dans le Chapitre 5) pour les galaxies de l'échantillon LLAMAS (avec une probabilité que la mesure de l'*offset* soit fiable de plus de 95 %) en gris et les galaxies LLAMAS simulées en jaune. Les distributions sont normalisées à 1 pour la comparaison. *Droite* : distributions des *offsets* UV-UV significatifs (supérieur à 2 pixels HST) mesurés dans les galaxies LLAMAS en gris et LLAMAS simulées en jaune. Les encarts indiquent la fraction de galaxies correspondant à chaque catégorie d'*offset*.

Difficulté de comparaison entre les différentes mesures : La Figure 8.8 représente la distribution des erreurs sur l'estimation de $r_{50,UV}$ et $r_{50,Ly\alpha}$ entre les images simulées LLAMAS et UDF et les images haute résolution originales de la simulation (les mêmes erreurs sont mesurées pour les paramètres $r_{90,UV}$ et $r_{90,Ly\alpha}$). On remarque que les galaxies simulées LLAMAS reproduisent bien mieux les tailles UV, qui sont systématiquement surestimées dans les images UDF simulées. En revanche l'effet sur la taille en émission Lyman- α est moins claire. Les tailles mesurées sur les images UDF simulées sont de nouveaux biaisées vers le haut. On peut attribuer cet effet à la taille de la PSF MUSE qui est très importante devant la taille des halos (cet effet est également visible que la Figure 8.2). Les mesures de l'étendue Lyman- α sur les galaxies LLAMAS simulées ne présentent pas de biais, cependant la dispersion des valeurs est très importante (de l'ordre de 2 ordres de grandeurs). Deux effets pourraient entrer en jeu : les halos simulés sont, comme l'ont montré Mitchell et al. [2021], plus faibles en luminosité (un facteur 2 environ) en moyenne entre 10 et 20 kpc. Cette faible luminosité aux grands rayons peut biaiser la modélisation qui va alors uniquement chercher à reproduire le centre du halo, d'autant plus que les images simulées LLAMAS présentent des niveaux de bruits plus élevés que les images simulées UDF, associée à l'effet moins important de la PSF sur les images amplifiées, la partie externe des halos en est potentiellement plus effacée. Enfin il est important de souligner que les modèles ajustés sur les images originales de la simulation, le sont sans PSF et sans bruit. Le modèle ajuste donc toute l'émission Lyman- α produite jusqu'à des niveaux de brillance de surface qui ne seront pas détectés par MUSE (ni dans l'UDF ni dans les champs LLAMAS). Les comparaisons entre les valeurs mesurées dans les images UDF et LLAMAS simulées et celles des images originales sont donc à prendre avec beaucoup de précaution. Les biais et incertitudes mises en évidence correspondent parfaitement au décalage observé entre les points UDF simulés et LLAMAS simulés dans la Figure 8.3.

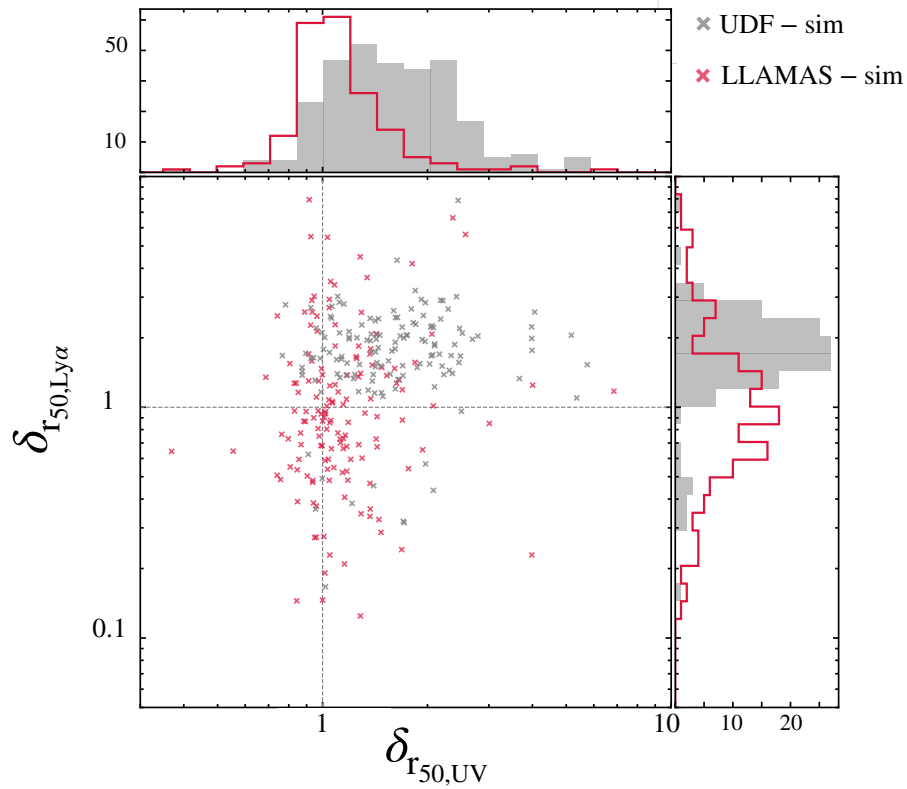


FIGURE 8.8 – Distribution des valeurs de $\delta_{r_{50,UV}} = r_{50,UV,UDF}/r_{50,UV,original}$ et $\delta_{r_{50,Ly\alpha}} = r_{50,Ly\alpha,UDF}/r_{50,Ly\alpha,original}$ en gris et $\delta_{r_{50,UV}} = r_{50,UV,LLAMAS}/r_{50,UV,original}$ et $\delta_{r_{50,Ly\alpha}} = r_{50,Ly\alpha,LLAMAS}/r_{50,Ly\alpha,original}$ en rouge. Ces valeurs comparent les valeurs d'étendues mesurées sur les images UDF ou LLAMAS simulées par rapport aux images originale à haute résolution des simulations. La croix noire au centre représente $\delta_{r_{50,UV}} = \delta_{r_{50,Ly\alpha}} = 1$. Les histogrammes représentent, dans les mêmes couleurs, les deux distributions.

8.2 L'effet de lentille gravitationnelle pour l'étude des galaxies distantes

Dans cette thèse j'ai étudié les propriétés des LAEs à grand *redshift* grâce à l'effet de lentille gravitationnelle. Avant de détailler les implications physiques des différents résultats obtenus, à la fois dans les observations et les simulations, il me semble important de tirer le bilan des avancées que l'effet de lentille gravitationnelle a permis de faire mais aussi des limitations de telles études. En effet, si l'effet de lentille gravitationnelle, comme cela a été montré dans les Chapitres 5, 6 et 7, permet d'accroître significativement le flux détecté des sources étudiées ainsi que leur résolution spatiale, utiliser l'effet de lentille gravitationnelle implique également plusieurs limitations. En comparant les résultats obtenus dans l'échantillon LLAMAS avec ceux de l'UDF et les mesures effectuées dans la simulation, on peut tenter de définir les avantages et inconvénients des études par effet de lentille gravitationnelle.

8.2.1 Avantages de l'effet de lentille gravitationnelle

Augmentation du flux total : Comme cela a été expliqué dans le Chapitre 4 puis le Chapitre 6, grâce à l'amplification et la multiplication des images, le flux total observé pour une même source est substantiellement accru par l'effet de lentille gravitationnelle. Lorsque l'on compare les rapports signal sur bruit des raies Lyman- α détectées dans l'UDF (DR2, Bacon et al. in prep.) avec les raies Lyman- α globales (quand une source est multiple les contributions de toutes les images multiples sont sommées) des galaxies LLAMAS, on obtient 123 avec un $S/N > 20$ LAEs pour l'UDF et 211 pour l'échantillon LLAMAS; ce qui représente respectivement 16% et 39% de sources. Ces pourcentages restent difficile à comparer étant donné que les données des deux échantillons ne possèdent pas les mêmes profondeurs d'observations MUSE; cependant l'échantillon LLAMAS présentant une plus grande quantité de raies à très haut SNR avec des observations MUSE globalement de moins bonne qualité que celles de l'UDF (entre 10 et 27 heures de profondeurs), on peut en conclure que les observations par effet de lentille gravitationnelle sont plus efficaces.

Détection d'objets plus faibles : L'augmentation du flux observé va de pair avec la détection de sources plus faibles et plus petites. La Figure 4.6 illustre la différence en luminosité intrinsèque des LAEs de l'échantillon LLAMAS et de l'UDF. La valeur médiane de l'échantillon est plus faible que celle de l'UDF ($10^{41.8}$ erg.s $^{-1}$ pour l'UDF contre $10^{41.4}$ erg.s $^{-1}$ pour le LLAMAS, ce qui représente un facteur 2.5). En taille physique, cet effet est illustré dans la Figure 5.6; parmi les galaxies LLAMAS, 84% présentent une valeur de $r_{90, Ly\alpha}$ plus faible que le plus petit halo de l'UDF. De même en UV, 23% des galaxies LLAMAS sont plus compactes que la plus petite de l'UDF. Enfin, on détecte plus de galaxies à très grand *redshift* dans l'échantillon LLAMAS que dans l'UDF (trois fois plus exactement parmi les sources qui possèdent une valeur de *redshift* spectroscopique robuste). Ainsi il apparaît clairement, qu'avec un même instrument, et une qualité d'observation en moyenne légèrement plus faible, les observations par effet de lentille gravitationnelle permettent l'accès à une nouvelle catégorie de sources peu lumineuses et physiquement plus petites.

Résolution spatiale : Leclercq et al. [2020] ont étudié les six halos Lyman- α les plus étendus de l'échantillon de l'UDF pour caractériser les variations résolues de l'émission Lyman- α à travers le CGM. Parmi ces six objets, le halo le plus grand s'étend sur 4.5". En comparaison, les images les plus amplifiées des deux halos Lyman- α étudiés au Chapitre 7, seules s'étendent sur 8" et 5". Une fois les images multiples combinées, les cartes des variations des paramètres de la raie Lyman- α dans le plan source (Figure 7.5) utilisent les informations spectrales de plus de 3000 pixels MUSE (contre 500 pour le halo le plus étendu de Leclercq et al. 2020). Bien-sûr les halos présentés dans le Chapitre 7 sont exceptionnellement étendus et ne sont pas représentatifs de tout l'échantillon

LLAMAS, cependant avec des valeurs d'amplification supérieures à 15 dans les deux cas, seul l'effet de lentille gravitationnel permet de faire de telles observations. La résolution des cartes dans le plan source est ainsi largement augmentée par l'effet de lentille gravitationnel. Enfin il est important de rappeler que les observations présentées dans le Chapitre 7 sont composées de 8 heures d'observations MUSE contre 10 à 27 heures pour les halos étendus de l'UDF. L'augmentation de la résolution est également visible sur les mesures des propriétés globales des galaxies amplifiées, comme le montre le Figure 8.8. L'effet de lentille gravitationnelle permet de diminuer l'effet de la PSF et de l'échantillonnage des observations sur les mesures spatiales. L'effet de lentille gravitationnelle permet donc d'atteindre une résolution spatiale bien supérieure, en un temps de pose plus court.

8.2.2 Limites des études utilisant uniquement l'effet de lentille gravitationnelle

Malgré ces résultats, il serait faux de prétendre que les études de sources amplifiées par effet de lentille gravitationnelle ne présentent que des avantages. Parmi les limitations de cette méthode, trois semblent réellement importantes à discuter ici :

Complétude des échantillons : Mesurer la complétude des échantillons de galaxies étudiés consiste à mesurer à une distance donnée de l'observateur, quelle fraction de galaxies de sondage va certainement détecter. Dans les champs comme celui de l'UDF, au sein desquels les galaxies ne sont pas amplifiées et la qualité des observations est bien définie, il est possible de déterminer, en simulant des fausses galaxies, des critères de taille et de brillance encadrant les objets que l'on est sûr de détecter, s'ils existent, et ceux qui sont trop faibles ou trop petits pour le sondage. Ainsi on peut définir très proprement les limites de l'échantillon à étudier et la fraction de galaxies observées par rapport à celles simulées en fonction du *redshift* par exemple. La complétude permet donc de favoriser les comparaisons entre les différents échantillons et les conclusions générales. Dans le cas des échantillons d'objets amplifiés, cette mesure est rendue beaucoup plus difficile par l'amplification. L'amplification peut en effet permettre de détecter un objet qui n'aurait pas été observé dans l'UDF, il faut donc inclure l'amplification dans les mesures de complétude. Mais l'amplification variant dans le champ de l'amas cela revient à simuler un encore plus grand nombre de sources. Enfin les images de ces sources peuvent, par hasard, tomber dans le plan image à la position d'une galaxie d'amas par exemple, ce qui peut rendre la source indétectable alors qu'elle est bien là. Tous ces paramètres supplémentaires rendent la complétude très difficile et très longue à mesurer dans les échantillons de sources amplifiées. Une première mesure seulement a pu être faite pour 4 des amas présentés ici par de La Vieuville et al. [2019a] dans le cadre de l'estimation de la fonction de luminosité des LAEs.

Création des catalogues de *redshifts* et des modèles : Les 602 émetteurs Lyman- α de l'échantillon LLAMAS, ont été détectés dans 17 amas différents, représentant environ 30 pointés MUSE différents et 141 heures d'observations MUSE. Le taux de LAEs détectés est donc plus faible que pour l'UDF qui a détecté dans 9 pointés MUSE, collectant au total 117 heures d'observations, plus de 770 LAEs (selon les mêmes critères de sélection pour les galaxies LLAMAS). Cet effet s'explique par le volume effectif que l'on sonde en observant les LAEs amplifiés par un amas de galaxies (cf Figure 3.15). La zone d'Univers moyenne sondée par 17 amas à $z = 4.5$ correspond environ à la moitié de celle sondée par l'UDF. La multiplication des champs d'amas nécessaires pour atteindre un aussi grand nombre de LAEs implique nécessairement un processus de réduction de données beaucoup plus long, qui associé à la construction des modèles d'amas allonge énormément le temps nécessaire pour produire les catalogues finaux. Les sondages de galaxies par effet de lentille gravitationnelle demandent donc beaucoup plus de travail pour atteindre le même nombre de sources.

Augmentation des incertitudes : Enfin, quand on étudie des sources amplifiées, il est très important de connaître le plus précisément possible la valeur de l'amplification de chaque galaxie qui permet de retrouver les paramètres intrinsèques des galaxies (taille, luminosité, taux de formation stellaire...). Or la mesure de l'amplification dépend directement de la qualité du modèle de masse. Comme nous l'avons montré dans le Chapitre 5, la mesure de l'amplification est délicate et peut présenter une grande incertitude, spécialement pour les sources très amplifiées. Cette incertitude se propage sur toutes les mesures effectuées et augmente donc les barres d'erreurs des résultats (comme on le voit lorsqu'on compare les barres d'erreurs des points LLAMAS avec celles des points UDF dans la Figure 5.6). L'accroissement des incertitudes dû à la modélisation imparfaite de l'effet de lentille est également mesurable au sein des systèmes multiples (cf Figure 5.17).

8.3 Origine des halos Lyman- α et de leurs propriétés pour les galaxies à grand redshifts

Les résultats présentés dans les chapitres précédents visent tous à caractériser la morphologie du CGM environnant les galaxies à $3 < z < 6.7$. En combinant les études spatiales, spectrales et spectro-spatiales des halos Lyman- α , on sonde de nombreux paramètres à la fois (densité de colonne, présence de poussière, vents galactiques, accrétion de gaz à travers le CGM, présence de galaxies satellites et structure de l'ISM). Il reste donc encore difficile d'avoir une vision globale et cohérente des propriétés du CGM à ces redshifts là et distinguer dans chaque cas particulier le rôle que joue chacun d'entre eux. Parmi les processus cités, je souhaiterais en discuter trois, qui me semblent les plus pertinents au regard des résultats de cette thèse : la structure de la distribution d'hydrogène dans les halos, l'émission Lyman- α produite par des galaxies satellites et enfin la nature grumeleuse de l'ISM et ses conséquences sur l'émission Lyman- α .

8.3.1 Structure de la distribution d'hydrogène neutre dans le CGM

Selon les simulations idéalisées, qui modélisent le CGM grâce à des nuages d'hydrogène neutre (Verhamme et al. 2006, Gronke et al. 2017, Song et al. 2020, voir Chapitre 1 pour une description détaillée de ces modèles), et qui sont les seules capables de reproduire les différents profils de raie Lyman- α observés sans faire intervenir la transmission de l'IGM, la morphologie de la raie Lyman- α émergente sonde directement les propriétés de la distribution d'hydrogène autour des galaxies. Parmi les paramètres qui influencent significativement le profil de la raie on trouve : la densité de colonne en hydrogène neutre, la vitesse d'effondrement ou d'expansion du milieu et la quantité de poussière.

Outflows : La diversité des profils observés dans les échantillons de LAEs à grand redshifts et en particulier dans l'échantillon LLAMAS (cf Chapitre 6) démontre à la fois la complexité du CGM et la diversité des structures qui peuvent exister.

Les profils spectraux sondent, entre autre, la présence et la vitesse d'outflows dans le CGM. Verhamme et al. [2006] et Gronke et al. [2017] prédisent que le décalage du pic rouge de la raie Lyman- α globale est proportionnel à la vitesse d'expansion du nuage d'hydrogène autant qu'à la densité de colonne de gaz neutre. Les simulations hydrodynamiques prédisent également la présence d'outflows dans l'ISM et le CGM ; ces outflows sont produits par exemple par les feedbacks des supernovae. La présence d'outflows à l'échelle de l'ISM, est également confirmée observationnellement par le décalage spectral vers le bleu des raies d'absorption de l'ISM (ΔV_{ISM}) mesuré dans la plupart des galaxies à grand redshift. Si les outflows dominent le décalage du pic rouge de la raie Lyman- α , alors on devrait pouvoir mesurer une corrélation forte entre ΔV_{ISM} et $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$. Cependant, bien que Cassata et al. [2020] mesurent ce décalage ΔV_{ISM} dans des galaxies à $z > 4$ et

montrent la présence d'un *outflow* dans chacune d'entre elles, ils n'ont mesuré aucune corrélation entre ΔV_{ISM} et $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ (de même que Smit et al. [2017] pour une galaxie très résolue). Cassata et al. [2020] ont tout de même mesuré que les galaxies avec une fraction d'échappement des photons Lyman- α $f_{\text{esc}} < 5\%$ présentent un $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ plus important ($> 200 \text{ km.s}^{-1}$). Dans le même esprit, Behrens et al. [2019] ont montré, avec une simulation hydrodynamique de galaxies à $z = 7.2$ que les *outflows*, bien présents, jouent un rôle pourtant mineur dans le décalage de la raie Lyman- α qui est principalement dominé par la poussière, sauf pour certaines lignes de visées spécifiques. A l'inverse, à plus bas *redshift*, Duval et al. [2016] ont mesuré, pour une galaxie de l'échantillon LARS (Hayes et al. 2013a), une coïncidence spatiale entre les composantes d'émission Lyman- α et $H\alpha$ de chaque côté du disque galactique, favorisant ainsi un scénario dans lequel les photons sont émis dans le disque stellaire de la galaxie, déplacés par l'*outflow* puis diffusés à travers le CGM avant de s'échapper. Les *outflows* apparaissent donc être un ingrédient nécessaire dans le CGM, mais qui ne permet pas d'expliquer seul tous les paramètres mesurés et notamment le décalage du pic rouge de la raie. Dans l'échantillon LLAMAS, la distribution des valeurs de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ mesurées (cf Chapitre 6), associées aux premières vitesses d'expansion mesurées pour dix sources, confirme bien la présence d'*outflows* dans ces galaxies. Une comparaison détaillée des valeurs de ΔV_{ISM} et $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ pour les quelques galaxies possédant les deux mesures, associées aux ajustement par les modèles idéalisés présentés dans le Chapitre 6 pourra permettre de d'explorer plus détails les corrélations entre les *outflows* et les profils de raies.

Enfin, le fait que l'on mesure que l'*offset* spatial croît en fonction du SFR UV des galaxies (cf Figure 5.13) peut indiquer une relation entre la taille des *offsets* et la force des *outflows*. En effet, si les *outflows* sont produits par la formation stellaire, plus une galaxie a une valeur importante de SFR UV, plus elle est susceptible de produire des *outflows* qui en transportant du gaz neutre peuvent conduire à la production d'*offsets*.

La poussière : Behrens et al. [2019] ont également montré dans leur simulation que le transfert des photons Lyman- α est dominé par le caractère grumeleux de la poussière dans les régions de formation stellaire qui produisent ces photons Lyman- α . La profondeur optique de la poussière joue également un rôle important dans les modèles idéalisés, impactant la fraction d'échappement des photons Lyman- α ainsi que le profil spectral global; elle peut obstruer localement l'émission Lyman- α provoquant ainsi des *offsets* spatiaux. La quantité de poussière peut être estimée à partir de la pente du *continuum* UV, β . Hoag et al. [2019] ont mesuré que les galaxies les moins poussiéreuses présentent en moyenne un *offset* plus grand. Bien qu'aucune corrélation significative n'ait pu être mesurée entre β et l'*offset* spatial dans l'échantillon LLAMAS, ce résultat est cohérent avec la tendance observée dans la Figure 5.14. Les *offsets* les plus grands présentent des valeurs de β plus faibles. La poussière semble donc jouer un rôle important dans la morphologie des halos Lyman- α .

La distribution d'hydrogène neutre : La densité de colonne en hydrogène neutre impact fortement l'échappement des photons Lyman- α , à la fois spectralement (plus la densité de colonne est forte, plus le photon devra se décaler en fréquence pour s'échapper de la résonance) et spatialement (les variations spatiales de la densité d'hydrogène peuvent favoriser l'échappement des photons Lyman- α dans certaines zones du halo). Dans les modèles idéalisés les plus simples (Verhamme et al. 2006, Song et al. 2020), la distribution d'hydrogène est homogène dans le nuage, ajuster les spectres Lyman- α globaux avec ceux-ci permet d'estimer la densité de colonne moyenne dans tout le CGM dans une direction d'observation. D'autres modèles construits avec une distribution grumeleuse d'hydrogène (Gronke et al. 2017) permettent également de reproduire des profils Lyman- α observés. Ces modèles ont permis de montrer l'impact important de la fraction de recouvrement en hydrogène neutre sur les profils Lyman- α émergeant. Dans ces modèles, une petite valeur de $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ peut indiquer une faible fraction de recouvrement : les photons Lyman- α

qui s'échappent par des zones presque vides en hydrogène seront détectés à une vitesse proche de la vitesse systémique du gaz car ils auront été très peu diffusés. A l'inverse, [Gazagnes et al. \[2020\]](#) ont montré par l'observation, sur 22 galaxies, qu'il n'existait pas de corrélation entre $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ et la densité de colonne globale en hydrogène neutre. Plusieurs de leurs galaxies présentent de l'émission Lyman- α la vitesse systémique du gaz et des profils à double pics. Les deux pics d'émission ne semblent pas sensibles aux mêmes paramètres : les pics bleus sont plus sensibles aux trouées dans le nuage d'hydrogène, alors que le pic rouge lui reste plus sensible à la densité globale d'hydrogène. Cependant ces résultats se basent sur une étude globale des paramètres de la raie et de la densité de colonne. [Kakiichi and Gronke \[2019\]](#) ont montré que la fraction de recouvrement n'est pas unique dans le CGM, étudier les variations intra-halo en densité de colonne et les comparer aux variations spatiales des paramètres de la raies (tel qu'on l'a fait dans le Chapitre 7) permettra de mieux comprendre le lien entre les deux.

Dans leur études sur les *offsets* spatiaux, [Hoag et al. \[2019\]](#) ont montré que les galaxies présentant des grandes valeur de largeur équivalente Lyman- α exhibent un *offset* plus petit en kiloparsecs, ce résultat, mesuré à la marge dans l'échantillon LLAMAS, favorise le scénario selon lequel la diffusion des photons domine la morphologie des halos et donc la production des *offsets*.

La nature grumeleuse du CGM est également un scénario avancé par [Ribeiro et al. \[2020\]](#) pour expliquer la formation des *offsets* spatiaux. Selon eux, ces grumeaux d'émission Lyman- α pourraient être produits par des instabilités violentes dans les disque galactiques ; ce type d'instabilités sont courantes dans les galaxies à grand *redshift*, riches en gaz et qui présentent des hautes densité de surface, ce qui conduit à une fragmentation, par autogravité, pour former des grumeaux massifs de formation stellaire). Dans les LLAMAS, la nature grumeleuse du CGM peut être l'origine des *offsets* spatiaux observés, interne ou bien externe en fonction de l'échelle des variations dans le CGM, mais aussi de l'asymétrie et de l'ellipticité de la distribution d'hydrogène (cf Chapitre 5). De plus, la variation de la densité de colonne en hydrogène est une des hypothèses avancées pour expliquer les variations du décalage spectral $\Delta V_{\text{Ly}\alpha}$ au sein des deux halos Lyman- α présentés dans le Chapitre 7. La construction de l'échantillon LLAMAS a permis d'identifier plusieurs nouveaux halos très étendus, présentant un pic d'émission bleu. Etudier les variations spatiales comparées des propriétés des deux pics d'émission Lyman- α permettra d'étudier les variations en densité de colonne ou fraction de recouvrement au sein des halos. Parmi ces halos, on trouve par exemple, le système numéro 3 dans l'amas MACS0257 (présenté dans la Figure 5.11, $z = 4.69$), au sein duquel l'émission Lyman- α est spatialement disjointe de l'émission UV.

De plus, grâce à l'étendue spatiale des halos amplifiés, associée au grand rapport signal sur bruit par pixel, on pourra tenter d'ajuster plusieurs régions du même halo avec les modèles idéalisés pour étudier les potentiels variations internes de la vitesse d'expansion et de la densité de colonne en hydrogène neutre.

En revanche, la diffusion des photons Lyman- α au sein d'une distribution d'hydrogène neutre inhomogène ne semble pas pouvoir expliquer, seule, les grands *offsets* mesurés. En effet, la brillance de surface de l'émission Lyman- α décroît avec la diffusion des photons environ en $1/r^2$, avec r la distance à la source d'émission ; ainsi il semble impossible de créer un pic d'émission très brillant et très éloigné de la source d'émission juste par la diffusion des photons.

Lignes de visée : Les résultats des simulations ont montré une grande variation des propriétés des halos avec la ligne de visée. Le fait que l'on puisse mesurer des propriétés très différentes (de l'ordre de 2 en taille Lyman- α et 10 en flux) démontre que le CGM n'est pas une distribution homogène et isotrope d'hydrogène. Le même effet a été observé dans les simulations de [Behrens et al. \[2019\]](#) qui ont mesuré que la fraction d'échappement des photons Lyman- α peut varier de 6 ordre de magnitude avec la ligne de visée. De même [Smith et al. \[2019\]](#) ont pu relié les lignes de visée pour lesquelles la largeur équivalente Lyman- α est très large aux *outflows* associés à l'absorption UV. A l'inverse les lignes de visée présentant une plus faible EW sont associées aux filaments cosmologiques. Dans leur simulation, les sources vont et viennent en visibilité au cours de leur

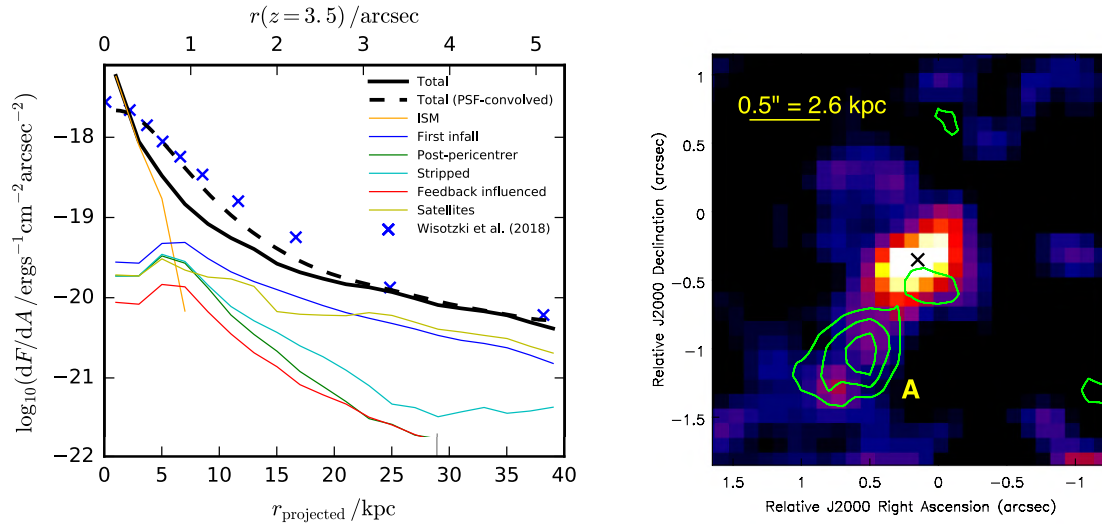


FIGURE 8.9 – *Gauche* : Figure extraite de Mitchell et al. [2021] présentant les différentes contributions aux profils de brillance de surface Lyman- α . La courbe noire solide représente la brillance de surface total Lyman- α de la galaxie simulée. La ligne en pointillée noire montre ce même profil après convolution avec la PSF MUSE. Les lignes de couleurs indiquent les contributions respectives des différentes composantes du CGM, chaque photon est associée avec la composante avec laquelle il a interagi en dernier avant de s'échapper. *Droite* : Figure extraite de Maiolino et al. [2015]. Image en bande Y de la galaxie BDF3299. Les contours verts représentent les niveaux de détections de l'émission $[C_{II}]$ et la croix noire le centre de la composante UV.

histoire, exactement comme cela a été démontré dans la simulation *zoom-in* (cf Figure 8.5). Les valeurs d'étendues UV et Lyman- α , ainsi que les *offsets* mesurés peuvent varier énormément dans les galaxies LLAMAS simulées (de l'ordre de 10 dans les deux cas). Les propriétés mesurées dans les galaxies LLAMAS doivent alors être considérées, non comme les propriétés intrinsèque et globales du CGM et de la galaxie, mais uniquement comme leur morphologie dans une direction d'observation donnée, à un *redshift* précis.

8.3.2 Emission des galaxies satellites ou en fusion

Mitchell et al. [2021], qui étudient une simulation *zoom-in* très similaire à celle étudiée ici, ont montré que les galaxies satellites dominent l'émission Lyman- α à très grand rayon ($r > 20$ kpc, cf Figure 8.9) et participent donc à l'étendue des halos Lyman- α autour des galaxies. Les mesures que j'ai effectuées dans la simulation ont montré qu'il existe souvent plusieurs composantes UV distinctes et qu'à certaines époques, ces composantes peuvent exhiber un taux de formation stellaire et d'émission Lyman- α aussi important que la galaxie principale, dans certaines directions d'observation. Ces galaxies satellites peuvent expliquer à la fois les halos qui sont extrêmement étendus par rapport à la composante UV, et les cas extrêmes d'*offset*. Malheureusement, on n'observe pas de composante UV secondaire dans les données LLAMAS pour corroborer ce scénario. On ne peut donc que supposer la présence de tels objets aux vues des mesures effectuées. Mas-Ribas et al. [2017] ont étudié le rôle que peuvent jouer les satellites faibles et non résolues dans la production des halos Lyman- α étendus, ainsi que des halos $H\alpha$. En modélisant des halos Lyman- α à $z \sim 3.1$ pour différents types de distribution de satellites, ils ont prédit des profils d'émission Lyman- α à $20 < r < 40$ kiloparsecs qui s'accordent très bien aux observations. Cependant, les profils qui reproduisent bien l'émission Lyman- α , sur-prédisent l'émission UV à grand rayon par rapport aux observations.

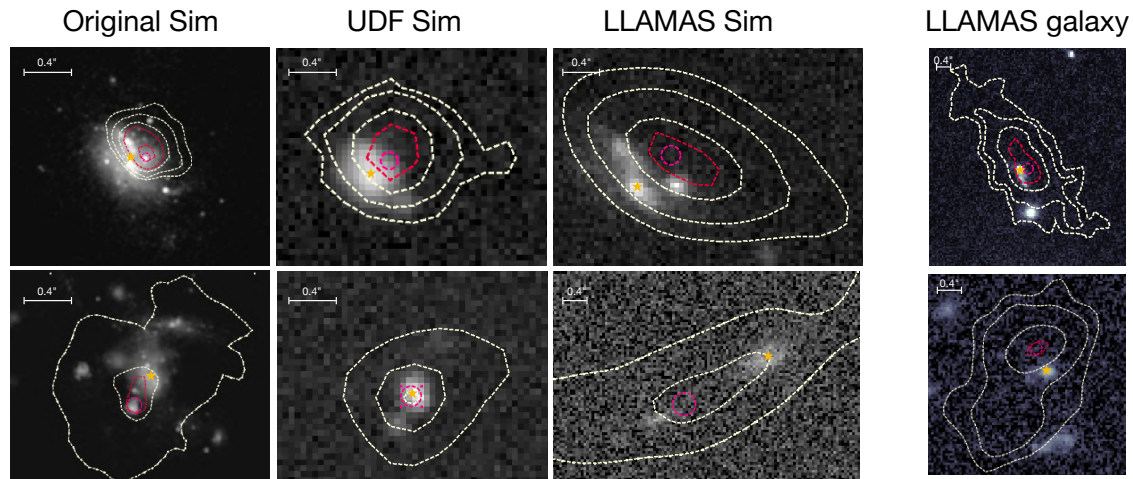


FIGURE 8.10 – De gauche à droite sont présentés : l’image haute résolution en UV d’une galaxie simulée, l’image correspondante simulée aux conditions d’observation de l’UDF, l’image correspondante simulée aux conditions d’observations LLAMAS et enfin l’image UV (HST F814W) d’une source de l’échantillon LLAMAS présentant visuellement le même type d’*offsets* spatiaux pour comparaison. Les contours blancs de rouges représentent les niveaux d’émission Lyman- α . Sur chaque image, l’étoile jaune représente le centroïde de l’émission UV et le cercle rose celui de l’émission Lyman- α . Les deux lignes présentent deux cas différents.

[Maiolino et al. \[2015\]](#) ont étudié trois galaxies LBG de l’époque de la réionisation ($z \sim 7.1$) avec un $SFR \sim 5 - 15 M_{\odot}/\text{an}$. Pour une des ces trois galaxies (celle présentant les observations les plus profondes, BDF3299), ils ont détecté de l’émission $[C_{II}]$ à $z = 7.107$ (même *redshift* que l’émission Lyman- α) décalée de $0.7''$ (4 kpc) par rapport à la composante UV (au niveau de laquelle aucune émission $[C_{II}]$ n’est détectée, cf Figure 8.9). Cette observation suggère que les nuages moléculaires tracés par l’émission $[C_{II}]$ dans la partie centrale des galaxies primordiales sont rapidement rompu par les *feedbacks* stellaires. Ainsi l’émission C_{II} surgit principalement des galaxies en cours de fusion, de galaxies satellites ou de gaz neutre en accréation; cependant aucune émission UV n’est détectée. L’émission $[C_{II}]$ pourrait également être produite pas le chauffage du rayonnement UV de la galaxie, mais la contribution d’un site de formation stellaire *in-situ* ne peut être exclue. Enfin, [Lemaux et al. \[2021\]](#) ont montré l’existence d’une corrélation entre la brillance UV des galaxies et les *offsets* en kiloparsec (corrélation également mesuré dans l’échantillon LLAMAS à travers le SFR UV, cf Figure 5.13). Les galaxies les plus brillantes en UV sont aussi les plus massives, elles ont donc plus de chance de résider dans des halos de matière noire plus massifs et ont donc plus de probabilité d’avoir un ou plusieurs satellites ou galaxies en cours de fusion. L’hypothèse des galaxies en fusion a l’avantage de pouvoir également expliquer les cas d’*offsets* plus petits (mais tout de même avec $\Delta_{\text{ell}} > 1$) si la fusion est déjà en cours. Ce scénario était d’ailleurs déjà évoqué par [Shibuya et al. \[2014\]](#).

Ainsi l’hypothèse de l’émission des galaxies satellites ou galaxie en cours de fusion est encore très peu étudiée. Elle pourrait pourtant expliquer la zone d’émission Lyman- α bleue dans le halo de la galaxie de MACS0940 ainsi que les très grandes valeurs de distance elliptique mesurées dans certaines galaxies LLAMAS. En inspectant visuellement les galaxies LLAMAS simulés présentant une très grande distance elliptique, j’ai pu trouver plusieurs exemples (représentant 24% des galaxies) d’*offsets* spatiaux produits par une composante d’émission UV secondaire extérieure à la composante UV principale. Un exemple est présenté dans la Figure 8.10.

Le futur télescopes spatial JWST sera capable d’observer l’émission $H\alpha$ jusqu’à $r > 80$ kiloparsecs et une limite en brillance de surface de $SB_{H\alpha} \sim 10^{-21} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$, ce qui permettra de casser la dégénérescence entre les différents scénarios présentés ici. Par exemple, observer une

émission $H\alpha$ plus étendue que la composante UV, peut indiquer la présence de formation stellaire *in situ* dans le halo ou bien la présence d'une fusion ou d'un satellite. Si aucune émission $H\alpha$ ne peut être détectée à l'extérieur de la composante stellaire, les scénarios dans lesquels la diffusion des photons domine seront à privilégier.

8.3.3 Grumeaux de formation stellaire dans les galaxies à grand *redshift*

La formation stellaire est un élément primordial pour étudier les halos Lyman- α autour des galaxies, puisqu'une grande quantité de photons Lyman- α sont produits au coeur de l'ISM (cf Chapitre 1 pour plus détails). Les observations des galaxies LARS (Hayes et al. 2013a, cf Figure 1.10) ont montré que l'émission UV des LAEs à faible *redshift* est très irrégulière et grumeleuse. En simulant, à partir de ces galaxies, des observations de galaxies similaires à plus grand *redshift* ($z \sim 2$ et 5.7), Guaita et al. [2015] ont montré que la composante UV des galaxies présente une morphologie cohérente avec celles de galaxies en train de fusionner, irrégulières ou bien expérimentant un épisode intense de formation stellaire (*starburst*). Les halos Lyman- α ainsi produits présentent également une distribution grumeleuse, très variable d'une galaxie à l'autre; aucune propriété morphologique commune simple n'a pu être identifiée. La distribution des galaxies dans les 9 types de modèles, présentées dans la Table 5.3, indique que les galaxies LLAMAS présentent également des distributions d'émission Lyman- α compliquées et variable d'une source à l'autre.

Une partie des mesures d'*offset* spatial dans les galaxies LLAMAS (avec $\Delta_{\text{ell}} < 2$) est compatible avec le scénario selon lequel le pic d'émission Lyman- α est produit pas un grumeau de formation stellaire très brillant situé dans la partie externe de la galaxie. Les mesures d'*offsets* spatiaux entre le centroïde de la composante UV et le pic d'émission UV (mesuré dans 22% des galaxies LLAMAS, cf Figure 8.7) démontre la nature grumeleuse que peuvent prendre les galaxies à grand *redshift*. Ce phénomène peut également résulter de la présence de plusieurs populations stellaires différentes au sein de la galaxie, en effet l'émission UV globale, mesurée à 1500 au repos peut être dominée par les populations d'étoiles avancées, en revanche la présence d'un amas d'étoiles plus jeune, pourrait créer un pic d'émission UV local très brillant mais aussi un pic d'émission Lyman- α à cette position puisque ces étoiles jeunes émettent une plus grande quantité de photons Lyman- α . Si les photons Lyman- α sont produits en grande partie dans l'ISM, alors la distribution de l'émission Lyman- α initiale doit suivre la distribution de l'ISM. Mitchell et al. [2021] ont montré qu'à $r < 7$ kpc, l'émission de l'ISM domine très largement le profil de brillance de surface des halos Lyman- α (cf Figure 8.9), et beaucoup de photons s'échappent directement vers l'observateur sans interagir avec le CGM. Erb et al. [2018] ont montré, pour une galaxie à $z = 2.3$, que le gradient de vitesse de l'émission Lyman- α suivait celui de l'émission $H\alpha$, ce qui indique que la distribution d'émission Lyman- α possède une certaine mémoire en vitesse de l'émission des photons Lyman- α dans l'ISM. Encore dans les galaxies LARS, Messa et al. [2019] ont mesuré que les galaxies avec une fraction d'échappement Lyman- α supérieure à 10% ont plus de 50% de leur luminosité UV qui provient des grumeaux de formation stellaire (résolus jusqu'à 10 pc dans ces observations). Herenz et al. [2016] ont également mesuré sur ces galaxies, que les systèmes dominés par la dispersion présentent de plus grandes largeur équivalente et fraction d'échappement Lyman- α . La turbulence dans les systèmes est très connectées aux conditions de l'ISM qui favorise le rayonnement Lyman- α . En revanche, ils n'ont pu extraire aucune tendance générale des ces observations. L'impact de la turbulence sur l'échappement des photons Lyman- α est également prédite par les simulations (Kimm et al. 2019). A *redshift* supérieur à 3, il est très difficile de résoudre les grumeaux de formation stellaire dans l'ISM à cause de la faible résolution des observations et de la limite de sensibilité des instruments. L'effet de lentille gravitationnelle permet cependant de dépasser cette contrainte. On observe effectivement dans l'échantillon LLAMAS plusieurs galaxies avec une émission UV très grumeleuse (telles de la galaxie du système 1 de l'amas MACS0940, à

$z = 4.03$, présentée dans la Figure 5.18).

Les galaxies qui présentent un petit *offset* dans l'échantillon LLAMAS, présentent des valeurs de β et de SFR (cf Figure 5.14 et 5.13) très diverses. On mesure également les *offsets* internes ($\Delta_{\text{ell}} < 2$) dans les galaxies les plus grandes en UV. Les galaxies les plus grandes correspondent aussi aux galaxies les plus brillantes, donc les plus massives et potentiellement les plus grumeleuse. Si une partie au moins des *offsets* internes sont produits par l'irrégularité de la distribution de la formation stellaire dans les composante UV, alors il est normal de mesurer plus d'*offsets* internes dans les galaxies les plus grandes. Parmi les galaxies LLAMAS simulées présentant une valeur de $\Delta_{\text{ell}} < 1$, j'ai identifié visuellement plusieurs exemples (représentant 34% des galaxies) dans lesquels le pic d'émission Lyman- α peut clairement être associé à un grumeau de formation stellaire situé à l'extérieur de la composante UV principale (cf Figure 8.10).

Malheureusement les simulations hydrodynamiques ne résolvent pas encore suffisamment l'ISM des galaxies pour étudier précisément le lien entre les nuages de formation stellaire et la structure de l'émission Lyman- α . De plus cette limite énormément discutée dans les plus récentes études théoriques (Kimm et al. 2019, Suresh et al. 2017, Smith et al. 2019, Behrens et al. 2019) est invoquée comme une solution probable aux inconsistances entre les halos et les raies Lyman- α simulées et les observations. Augmenter la résolution de l'ISM dans les simulations permettra de mieux prédire les *feedbacks* stellaires et *outflows* qui peuvent impacter l'émission Lyman- α , à la fois spatialement et spectralement.

Bilan de ce chapitre :

- * L'étude d'une simulation *zoom-in* a permis de reproduire la même distribution d'*offsets* qu'observée dans l'échantillon LLAMAS.
- * L'étude de cette simulation, et les comparaisons entre les images simulées UDF et LLAMAS ont permis de mettre en évidence un probable biais de mesure entre les deux échantillons (probablement provoquée, au moins en partie par les effets de PSF). Les galaxies observées par effet de lentille gravitationnelle semblent néanmoins moins biaisées et capable de mieux reproduire les propriétés intrinsèques des galaxies.
- * L'utilisation de l'effet de lentille gravitationnelle pour l'étude des LAEs à grand *redshift*, bien que présentant quelques inconvénients (difficulté de mesurer la complétude et incertitudes supplémentaires dues aux modèles de masse et quantité de travail pour produire les catalogues) présente de nombreux avantages significatifs : augmentation de la résolution spatiale, augmentation du flux et sur rapport signal sur bruit des spectres et détection d'objets très faibles et très petits qui n'auraient pu être observés autrement.
- * Les résultats de l'échantillon LLAMAS ont permis de montrer que le CGM est un milieu complexe au sein duquel interviennent de nombreux phénomènes physiques. Bien qu'il ne soit pas possible, pour l'instant, de définir pour chaque objet l'origine précise des propriétés, spectrales et spatiales, du halo, l'échantillon LLAMAS a permis de mettre en évidence l'existence de plusieurs scénarios compatibles avec les observations.
- * Parmi ces scénarios trois ont été discutés plus précisément :
 - * L'inhomogénéité de la distribution en hydrogène neutre et poussière, associée à la présence d'*outflows* dans le CGM, peuvent expliquer les valeurs d'*offsets* observés, l'étendue des halos Lyman- α ainsi que les corrélations observées entre les propriétés du halos et celles des galaxies hôtes.
 - * L'émission Lyman- α produite par des galaxies satellites ou des galaxies en cours de fusion, non résolues, peut également expliquer une partie des *offsets*, les plus grands, de l'échantillon ainsi que l'asymétrie très forte de certaines distribution d'émission Lyman- α . Ce scénario est également invoqué pour expliquer les variations résolues des paramètres de la raie Lyman- α observées dans le système 1 de l'amas MACS0940. Plusieurs cas compatibles avec ce scénario ont été observés dans les images haute résolution de la simulation.
 - * La nature grumeleuse de l'émission UV de l'ISM des galaxies peut également influencer la distribution d'émission, et donc d'échappement des photons Lyman- α . Les mesures effectuées sur les galaxies LLAMAS et simulées, ont montré qu'une partie significative des galaxies présente une émission UV grumeleuse associée à un *offset* interne. Plusieurs cas compatibles avec ce scénario ont également été observés dans les images haute résolution de la simulation.
- * De nouvelles observations, principalement des raies nébulaires émises dans l'ISM (par exemple $H\alpha$) seront nécessaires pour mesurer la contribution de chaque scénario dans les galaxies individuelles.

Chapitre 9

Conclusion et perspectives

*Au-delà de cette voûte étoilée, qu'y a-t-il ?
De nouveaux cieux étoilés. Soit ! Et
au-delà ? L'esprit humain, poussé par une
force invincible ne cessera jamais de se
demander : Qu'y a-t-il au delà ? Veut-il
s'arrêter soit dans le temps, soit dans
l'espace ? Comme le point où il s'arrête
n'est qu'une grandeur finie, plus grande
seulement que toutes celles qui l'ont
précédée, à peine commence-t-il à
l'envisager, que revient l'implacable
question et toujours, sans qu'il puisse faire
taire le cri de sa curiosité.*

Louis Pasteur, discours de réception à
l'Académie française, le 27 avril 1882

J'ai présenté dans ce manuscrit la construction et l'étude d'un échantillon statistique d'émetteurs Lyman- α observés par effet de lentille gravitationnelle dans le but de caractériser les propriétés du milieu circumgalactique à grand *redshift*. Grâce à l'amplification gravitationnelle j'ai pu caractériser pour la première fois les propriétés spatiales résolues de plus de 140 galaxies provenant du même échantillon, à la fois en émission UV et Lyman- α . Je présente ci-dessous les principales conclusions et perspectives de mon travail.

9.0.1 Conclusions de l'étude de l'échantillon LLAMAS

La raie Lyman- α , par sa diffusion résonante dans le halo d'hydrogène neutre environnant les galaxies, a ouvert la voie, il y a déjà deux décennies, à l'étude directe du milieu circumgalactique en émission. Cette raie étant l'une des plus puissantes émises dans l'univers, elle est à la fois un des plus précieux et des plus délicats outils dont nous disposons pour l'étude des galaxies les plus lointaines. En effet, le caractère résonant de la diffusion des photons Lyman- α , qui allonge le temps de trajet de ceux-ci à travers le CGM puis l'IGM et altère le profil de la raie, rend son interprétation extrêmement difficile. Un grand nombre de paramètres, encore assez mal contraints, entrent en jeu dans la formation des raies Lyman- α et très peu d'éléments permettent aujourd'hui de distinguer quels processus sont à l'oeuvre et en quelles proportions dans chaque galaxie individuelle. Malgré cela, la raie Lyman- α nous renseigne de manière unique sur la présence d'une distribution d'hydrogène neutre étendue autour des galaxies et les liens forts qui peuvent exister entre ces halos Lyman- α et les propriétés des galaxies hôtes, témoignant des divers phénomènes physiques qui, à travers le CGM, participent à la formation et l'évolution des galaxies. L'étude du milieu circumgalactique à travers l'émission Lyman- α constitue à la fois une opportunité unique pour appréhender les mécanismes qui régissent la formation et l'évolution des galaxies et un défi

pour comprendre tout simplement ce que nous observons. Ces études exigent par conséquent une collaboration constante entre les travaux théoriques et observationnels.

A grand *redshift* ($z > 3$), cette étude est simultanément plus simple et plus compliquée. Plus simple parce qu'à $z > 2.9$ la raie Lyman- α est détectée dans le domaine visible de la lumière, et ainsi accessible par de nombreux instruments d'observations. Et plus compliquée car la brillance de surface d'émission devient plus faible et la résolution spatiale des observations vient alors à manquer. L'avènement de l'instrument MUSE en 2014 a permis d'accroître substantiellement le nombre d'émetteurs Lyman- α observés à $2.9 < z < 6.7$ (Wisotzki et al. 2016, Leclercq et al. 2017). Ces échantillons ont permis la mesure des propriétés globales et statistiques des halos Lyman- α à grand *redshift*, limitée cependant par la sensibilité des observations et la taille des galaxies sur le ciel.

Les observations par effet de lentille gravitationnelle permettent de transcender une partie de ces limites en augmentant, grâce à l'amplification associée, la taille des images sur le ciel et le flux total collecté pour chaque galaxie observée. Concernant la caractérisation des halos Lyman- α à grand *redshift*, ces observations sont longtemps restées cantonnées aux études individuelles d'une toute petite quantité d'objets, exceptionnellement bien résolus (avec des amplifications totales pouvant atteindre 50) mais en trop petit nombre pour que l'on puisse tirer de ces travaux de conclusions ou des tendances globales sur le CGM des galaxies à grand *redshift*. C'est ce que l'on appelle l'effet papillon : cela consiste à collectionner et pousser l'études de sources amplifiées individuelles très particulières sans chercher à construire d'échantillon statistique représentatif d'une plus grande partie des galaxies. Les raisons de cette situation sont multiples : les objets très amplifiés sont rares, les sondages de galaxies à grand *redshift* observées par effet de lentille gravitationnelle sont plus compliqués et longs à réaliser et les mesures effectuées sur celles-ci sont plus délicates.

Plusieurs sondages récents ont néanmoins relevé le défis d'associer l'effet de lentille gravitationnelle et l'émission Lyman- α pour étudier de manière statistique les propriétés des LAEs à grand *redshift* (i.e. $z > 2$, de La Vieuville et al. 2019b, Cao et al. 2020, Lemaux et al. 2021). C'est dans ce contexte que j'ai entrepris la construction et l'étude d'un échantillon plus volumineux d'émetteurs Lyman- α à partir des observations MUSE et HST de 17 amas de galaxies. Les LAEs ainsi détectés ont tous subi un effet de lentille forte, produisant des amplifications pouvant aller de 2 à 50 par image. L'échantillon final (dont les étapes de constitution sont détaillées dans les Chapitres 3 et 4) contient 602 galaxies individuelles, il est 20 fois plus importants en taille que tous les autres échantillons de LAEs amplifiés et étudiés avec des données spectroscopiques 3D existant.

L'étude des propriétés spatiales (cf Chapitre 5), spectrales (cf Chapitre 6) et résolues (pour deux halos particuliers présentés dans le Chapitre 7) ont permis d'effectuer de nouvelles mesures originales décrivant la structure et la morphologie du CGM à ces *redshifts* et les liens qui peuvent exister avec les galaxies hôtes. La comparaison détaillée de ces observations avec les résultats les plus récents des simulations numériques (cf Chapitre 8) permet percevoir plusieurs processus physiques pouvant conditionner la formation de ces structures. Mon travail a notamment permis de mesurer pour la première fois :

- * Les corrélations entre les propriétés des galaxies UV (taux de formation stellaire, largeur équivalente) ou les profils de raies Lyman- α (FWHM) et l'étendue du halo Lyman- α (cf Figure 5.6). Ces corrélations démontrent des liens forts entre les paramètres régissant l'émission UV et la formation stellaire des galaxies avec la morphologie du CGM.
- * Les *offsets* spatiaux entre l'émission Lyman- α et l'émission UV (cf Figure 5.11). Le fait que 63% des galaxies présentent un *offset* très significatif révèle la complexité du CGM mais aussi la multiplicité des phénomènes physiques qui participent à la production des halos

Lyman- α . Parmi ces galaxies 60% présentent un *offset* trop important pour qu'il soit produit à l'échelle de la galaxie (cf Figure 5.15), et indiquent donc la présence de processus physiques, à l'échelle du CGM, tels que les vents stellaires, l'émission de galaxies satellites ou en cours de fusion ou bien des variations importantes dans la distribution d'hydrogène neutre à travers le CGM.

- * Les variations des paramètres de la raie Lyman- α au sein du CGM pour deux halos très amplifiés (cf Figure 7.5). Ces variations, mesurées à l'échelles de 500 pc, ont montré que la structure de la distribution en hydrogène neutre évolue au sein même du CGM, produisant des raies d'émission Lyman- α différentes en fonction des régions du halo. Ces variations sont encore une fois le témoin des multiples processus pouvant entrer en jeu au sein du CGM.

Malgré cela, ces résultats restent encore incomplets et seules de nouvelles observations, toujours associées à des travaux théoriques plus poussés, permettront de pénétrer les mystères du milieu circumgalactique.

En ce qui concerne l'échantillon LLAMAS en particulier, je projète de continuer l'étude des LAEs à travers plusieurs projets. Dans un premier temps, l'ajustement systématique de tous les spectres observés avec des modèles idéalisés de CGM (cf Chapitre 6) permettra de mesurer pour chaque galaxie les propriétés globales du nuage d'hydrogène neutre à partir de la morphologie de la raie Lyman- α . Ce travail fait l'objet d'un plan de publication que je dirige au sein du consortium MUSE. Dans un deuxième temps, parmi les 602 galaxies LLAMAS, un vingtaine sont suffisamment étendus pour qu'une étude similaire à celle pratiquée sur les deux plus amplifiées (présentée dans le Chapitre 7) puisse être envisagée. Ces résultats feront l'objet d'une publication ultérieure. De plus, mon travail de post-doctorat (à l'université de Stockholm) consistera à étudier la distribution en grumeaux de l'émission stellaire UV dans les galaxies à grand *redshift* ($z > 1$) observées par effet de lentille gravitationnelle. Plusieurs de ces galaxies qui seront étudiées font partie de l'échantillon LLAMAS (telle que par exemple le grand arc de l'amas MACS0940 à $z = 4.03$ présentés en détails dans le Chapitre 7). Les liens entre la morphologie de l'émission dans l'ISM et les propriétés des halos Lyman- α , discutés plus en détails dans le Chapitre 8, constituent une piste pour expliquer les propriétés mesurées sur les halos Lyman- α tant au niveau des observations que des simulations.

9.0.2 Perspectives pour l'étude du CGM

Plusieurs nouvelles observations permettraient de compléter les résultats présentés dans cette thèse. Dans un premier temps, plusieurs instruments déjà, ou très prochainement, en activité nous donnent accès à de nouvelles raies d'émission, autre que la raie Lyman- α , pour les galaxies de l'échantillon LLAMAS.

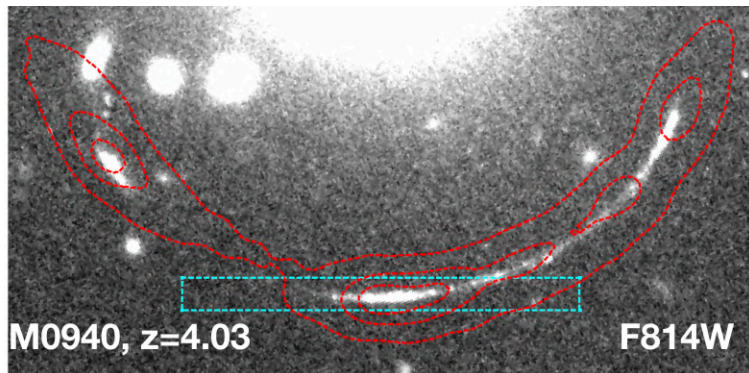
Pendant ma thèse, j'ai proposé des observations XShooter/VLT sur 6 galaxies de l'échantillon LLAMAS, parmi les plus amplifiées (cf Figure 9.1). Xshooter est un instrument installé au VLT, utilisant le principe des fentes dont la couverture spectrale d'étend de 3400Å à 25000Å, qui produit des spectres avec une très bonne résolution. Ces observations, si elles sont obtenues, permettraient de relier les propriétés du CGM à celles de l'ISM (mesurées grâce aux raies d'émission [OII] λ 3727, H β , et [OIII] λ 5007) et donc tester les différents scénarios de production des photons Lyman- α discutés dans le Chapitre 8. En mesurant les propriétés globales de ces galaxies (taux de formation stellaire, métallicité, et le paramètre d'ionisation), il sera possible de mesurer les conditions physiques qui gouvernent l'émission de l'ISM dans ces 6 objets. En plaçant la fente de XShooter dans l'alignement de l'*offset* spatial Lyman- α -UV mesuré pour chaque galaxie (cf Chapitre 5), on pourra détecter d'éventuelles variations du taux de formation stellaire à travers l'ISM. Enfin, la grande résolution spectrale de cet instrument permettra d'étudier plus précisément le profil de la raie

Lyman- α . L'arrivée prochaine de l'instrument IFU ERIS au VLT permettra également de pratiquer ce type d'étude mais sur les données 3D dans le proche infrarouge.

Dans un futur plus éloigné, l'instrument JWST, qui devrait être lancé à la fin de l'année 2021, sera capable, avec son instrument NIRSPEC, de détecter l'émission H α des galaxies à grand *redshift* jusqu'à un faible niveau de brillance de surface (cf Figure 9.1). Les études à faible *redshift* sur les galaxies LARS (Duval et al. 2016, Herenz et al. 2016) ont montré le grand intérêt que peut représenter la comparaison des distribution d'émission Lyman- α et H α pour l'étude du CGM. Enfin, dans un futur encore un peu plus long, l'instrument BlueMUSE (sur le VLT, qui aura des caractéristiques proches de MUSE mais dans le bleu) permettra de prolonger l'étude des halos Lyman- α jusqu'à *redshift* $z = 1.9$ avec une résolution spectrale deux fois supérieure à celle de MUSE. Le gain attendu en brillance de surface est de quatre comparé aux galaxies de l'échantillon LLAMAS.

Bien que l'émission Lyman- α reste aujourd'hui le moyen privilégié de détecter le CGM en émission, celui-ci peut être détecté grâce à la raie d'émission $Mg_{II}\lambda\lambda 2796.4, 2803.4$ qui trace elle aussi la phase froide ($T \sim 10^4$ K) du CGM. Nelson et al. [2021] ont montré, grâce à la simulation TNG, la présence de halos d'émission Mg_{II} étendus autour des galaxies UV. Les propriétés de ces halos, qui peuvent exhiber une distribution très grumeleuse, sont fortement liées aux propriétés des galaxies hôtes. Selon les conditions, les halos produits peuvent être dominés par des *outflows*, *inflows* et présenter des distributions très asymétriques et inhomogènes. Les halos Mg_{II} sont plus délicats à détecter que les halos Lyman- α , cependant plusieurs candidats ont été observés dans les nombreuses données MUSE (Leclercq et al. in prep.). L'association des instruments MUSE et BlueMUSE permettra de détecter à la fois l'émission Lyman- α et Mg_{II} pour les même galaxies ce qui offrira des vues complémentaires du CGM à travers les abondances, la profondeur optique et la cinématique mesurés pour chacune des deux raies d'émission. Zabl et al. [2021] ont reporté la détection du premier halo Mg_{II} avec MUSE, autour d'une galaxie à $z = 0.7$. Ces travaux ont mesuré que le halo était étendu jusqu'à 25 kpc autour de la galaxie et présente une morphologie cohérente avec l'éjection du gaz Mg_{II} selon un schéma bi-conique avec une vitesse d'éjection relativement faible de 130 km.s^{-1} .

Proposition d'observations XShooter



Proposition d'observations JWST

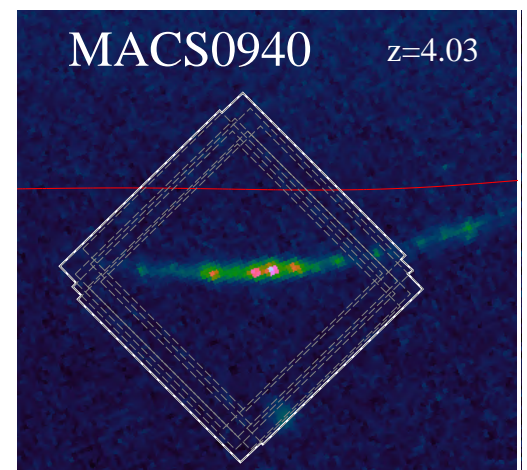


FIGURE 9.1 – Proposition d'observations de l'arc de l'amas MACS0940 à $z = 4.03$ avec Xshooter/VLT et NIRSPEC/JWST. *Gauche* : Figure extraite de ma demande de temps XShooter/VLT. Les contours rouges représentent la distribution d'émission Lyman- α par dessus l'image HST/F814W de l'amas. La fente (en bleu) est placée dans la direction de l'*offset* spatial mesuré entre l'émission Lyman- α et l'émission UV. *Droite* : les carrés blancs représentent le champ de vue l'instrument NIRSPEC sur l'image HST/F814W de l'arc.

Appendice A

Propriétés des galaxies LLAMAS

ID	z	MUL	μ	Ly α flux 10^{-18} erg.s $^{-1}$.cm $^{-2}$	Ly α Lum. erg.s $^{-1}$	FWHM $_{Ly\alpha}$ [km.s $^{-1}$]	a_{sym}	$r_{50,UV}$ kpc	$r_{50,Ly\alpha}$ kpc	SFR UV M_{\odot}/an	M_{UV}	β	Δ_{cent} kpc	Δ_{off} kpc	Δ_{ell} kpc
SM2031_P366	3.5092	1.1	15.0 \pm 1.2	22.0 \pm 1.6	1.65×10^{42}	272.9 \pm 2.4	0.23 \pm 0.01	0.11 $^{+0.01}_{-0.01}$	1.02 $^{+0.55}_{-0.42}$	9.46	-20.48	-1.36	0.24 \pm 0.51	0.61 \pm 0.50	3.77
SM2031_P219	3.5092	1.2	10.7 \pm 1.1	247.7 \pm 3.4	2.62×10^{42}	280.6 \pm 5.0	0.16 \pm 0.01	0.11 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.82 $^{+0.32}_{-0.32}$	13.63	-20.88	-0.94	0.31 \pm 0.71	0.34 \pm 0.50	0.78
SM2031_P74	3.5062	1.3	6.9 \pm 0.3	334.9 \pm 2.9	5.54×10^{42}	284.9 \pm 5.0	0.20 \pm 0.005	0.29 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.54 $^{+0.04}_{-0.07}$	11.8	-20.72	-1.47	0.24 \pm 0.60	0.53 \pm 0.50	0.78
SM2031_P263	3.5061	1.4	2.4 \pm 0.3	13.3 \pm 2.3	6.13×10^{42}	274.0 \pm 5.6	0.18 \pm 0.01	0.10 $^{+0.12}_{-0.03}$	1.79 $^{+0.10}_{-0.37}$	9.29	-20.46	-1.15	0.40 \pm 0.70	0.46 \pm 0.70	3.6
SM2031_P369	3.5062	1.5	3.4 pm 0.1	10.4 \pm 1.7	3.4×10^{42}	283.1 \pm 5.5	0.20 \pm 0.01	0.11 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.83 $^{+0.37}_{-0.12}$	7.80	-20.27	-1.56	0.44 \pm 1.00	0.50 \pm 0.65	3.2
SM2031_M65	5.6286	3.1	5.2 \pm 0.2	49.1 \pm 1.6	3.25×10^{42}	173.7 \pm 7.1	0.24 \pm 0.02	0.08 $^{+0.06}_{-0.06}$	0.82 $^{+0.06}_{-0.09}$				0.16 \pm 2.00	0.09 \pm 1.50	0.81
SM2031_M68	5.6273	3.2	2.8 \pm 0.1	17.7 \pm 1.0	5.83×10^{42}	176.3 \pm 11.8	0.23 \pm 0.03								
SM2031_M63	5.6274	3.3	8.0 \pm 0.3	81.7 \pm 1.9	3.52×10^{42}	192.1 \pm 5.9	0.21 \pm 0.01	0.05 $^{+0.08}_{-0.01}$	1.01 $^{+0.02}_{-0.07}$				0.47 \pm 0.49	0.18 \pm 0.60	5.8
SM2031_M72	5.6270	3.4	2.2 \pm 0.2	16.3 \pm 1.0	2.28×10^{42}	165.5 \pm 13.6	0.22 \pm 0.03								
SM2031_M71	5.6267	3.5	3.3 \pm 0.1	24.1 \pm 1.3	2.32×10^{42}	179.8 \pm 11.8	0.19 \pm 0.03								
SM2031_P202	3.3415	4.1	3.9 \pm 0.1	14.8 \pm 1.4	3.74×10^{41}	303.5 \pm 42.1	0.08 \pm 0.11		1.32 $^{+0.19}_{-0.16}$						
SM2031_M80	3.341	4.2	4.9 \pm 0.1	17.0 \pm 1.1	3.44×10^{41}	259.9 \pm 18.8	0.10 \pm 0.06								
SM2031_M85	3.3425	4.3	4.9 \pm 0.2	14.9 \pm 1.1	2.68×10^{41}	291.9 \pm 28.9	0.18 \pm 0.05								
SM2031_P370	3.85844	10.1,10.2	18.8 \pm 0.9	45.6 \pm 3.5	3.43×10^{41}	433.8 \pm 39.9	0.11 \pm 0.06	0.51 $^{+0.13}_{-0.17}$	3.93 $^{+0.07}_{-0.18}$	1.47	-18.46	-2	.73.1	1.66 \pm 0.3	0.97
SM2031_M82	3.7235	5.1	9.6 \pm 0.3	20.3 \pm 1.8	2.82×10^{41}	317.5 \pm 40.0	0.18 \pm 0.09		0.84 $^{0.13}_{0.21}$						
SM2031_M105	3.7215	5.2	18.4 \pm 0.9	9.9 \pm 0.9	6.97×10^{40}	238.3 \pm 23.5	0.07 \pm 0.07		1.07 $^{+0.31}_{-0.39}$						
SM2031_M93	3.7251	5.3	4.9 \pm 0.2	11.2 \pm 1.1	2.98×10^{41}	320.1 \pm 41.6	0.10 \pm 0.09								
SM2031_M74	5.2427	7.1	19.3 \pm 0.9	4.9 \pm 0.1	1.23×10^{42}	157.5 \pm 9.4	0.22 \pm 0.03		0.67 $^{+0.18}_{-0.14}$						
SM2031_M81	5.2411	7.2	4.2 \pm 0.09	911.9 \pm 0.8	8.33×10^{41}	145.7 \pm 11.6	0.20 \pm 0.06		0.42 $^{+0.09}_{-0.36}$						
SM2031_M87	5.2431	7.3	3.9 \pm 0.09	9.9 \pm 0.6	7.23×10^{41}	158.7 \pm 12.2	0.11 \pm 0.05		0.38 $^{+0.19}_{-0.38}$						
SM2031_M157	4.1263		3.4 \pm 0.1	5.3 \pm 0.8	2.39×10^{41}	242.1 \pm 47	0.12 \pm 0.11		0.97 $^{+0.38}_{-0.26}$						
...

TABLE 10.1 – Cette table présente les principaux paramètres des premiers objets de l'échantillon LLAMAS. De gauche à droite, les colonnes indiquent : l'ID de l'image, le *redshift*, le nom de l'image multiple si c'en est une, l'amplification, le flux Lyman- α total, la luminosité intrinsèque Lyman- α totale, la FWHM au repos de la raie, l'asymétrie de la raie, les valeurs des rayons de demi-lumières UV et Lyman- α quand ils sont mesurés, le taux de formation stellaire UV, la magnitude UV et la valeur de β , l'*offsets* entre les centroïdes des modèles UV et Lyman- α dans le plan source, l'*offset* entre les pics d'émission dans le plan source et en fin la distance elliptique. Lorsqu'un paramètre n'est pas présenté pour une source, cela indique qu'il n'a pas pu être mesuré. Lors que la case MUL est vide, cela indique que l'image n'est pas multiple.

Appendice B

Liste de publications

Publications à comité de lecture

- *The Lensed Lyman-Alpha MUSE Arcs Sample (LLAMAS) : I. Characterisation of extended Lyman-alpha haloes and spatial offsets*, **Claeysens**, Richard, Blaizot, Garel, Kusakabe, Bacon, Bauer, Guaita, Jeanneau, Lagattuta, Leclercq, Maseda, Matthee, Nanayakkara, Pello, Thai, Tuan-Anh, Verhamme, Vitte, Wisotzki. accepted by AA, arxiv : 2201.04674, 2022.
- *An Atlas of MUSE Observations towards Twelve Massive Lensing Clusters*, Richard, **Claeysens**, Lagattuta, Guaita, Bauer, Pello, Carton, Bacon, Soucail, Prieto Lyon, Kneib, Mahler, Clément, Mercier, Variu, Tamone, Ebeling, Schmidt, Nanayakkara, Maseda, Weilbacher, Bouché, Bouwens, Wisotzki, de la Vieuville, Martinez, Patricio. AA, A83 (2021).
- *MUSEQuBES : Calibrating the redshifts of Ly emitters using stacked circumgalactic medium absorption profiles*, Muzahid, Schaye, Marino, Cantalupo, Brinchmann, Contini, Wendt, Wisotzki, Zabl, Bouché, Akhlaghi, Chen, **Claeysens**, Johnson; Leclercq, Maseda, Matthee, Richard, Urrutia, Verhamm. MNRAS,498,4424 (2020).
- *The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. XIII. Spatially resolved spectral properties of Lyman- α haloes around star-forming galaxies at $z > 3$* , Leclercq, Bacon, Verhamme, Garel, Blaizot, Brinchmann, Cantalupo, **Claeysens**, Conseil, Contini, Hashimoto, Herenz, Kusakabe, Marino, Maseda, Matthee, Mitchell, Pezzulli, Richard, Schmidt, Wisotzki . AA,635,A82 (2020).
- *Spectral variations of Lyman emission within strongly lensed sources observed with MUSE*, **Claeysens**, Richard, Blaizot, Garel, Leclercq, Patricio, Verhamme, Wisotzki, Bacon, Carton, Clément, Herenz, Marino, Muzahid, Saust, Schaye. MNRAS,489,5022 (2019).

Interventions dans des conférences

- Conférences annuelles de l'EAS 2019, 2020 et 2021 : contributions orales acceptées
- Présentations orales lors de 7 semaines du consortium MUSE entre juin 2018 et juin 2021.
- Présentations orales lors des journées LENSTOOL en 2018, 2019 et 2021.
- Présentation de mon travail au *journal club* de l'IAP en avril 2021.
- Présentation orale acceptée aux journées du Programme National Cosmologie Galaxies à l'IAP en 2018.

Appendice C

Spectral variations of Lyman- α emission within strongly lensed sources observed with MUSE

A. Claeysens,^{1*} J. Richard,¹ J. Blaizot,¹ T. Garel,^{1,2} F. Leclercq,^{1,2} V. Patrício,³
 A. Verhamme,² L. Wisotzki,⁴ R. Bacon,¹ D. Carton,¹ B. Clément,¹ E.C. Herenz,⁵
 R.A. Marino,⁶ S. Muzahid,⁷ R. Saust,⁴ J. Schaye,⁷

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

²Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290, Versoix, Switzerland

³DARK, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Lyngbyvej 2, 2100 Copenhagen, Denmark

⁴AIP, Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP) An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany

⁵Department of Astronomy, Stockholm University, AlbaNova University Centre, 106 91 Stockholm, Sweden

⁶ETH Zurich, Department of Physics, Wolfgang-Pauli-Str. 27, CH-8093 Zurich, Switzerland

⁷Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA, Leiden, The Netherlands

Accepted 2019 September 2. Received 2019 August 30; in original form 2019 May 28

ABSTRACT

We present an analysis of H γ Lyman- α emission in deep VLT/MUSE observations of two highly magnified and extended galaxies at $z = 3.5$ and 4.03 , including a newly discovered, almost complete Einstein ring. While these Lyman- α haloes are intrinsically similar to the ones typically seen in other MUSE deep fields, the benefits of gravitational lensing allows us to construct exceptionally detailed maps of Lyman- α line properties at sub-kpc scales. By combining all multiple images, we are able to observe complex structures in the Lyman- α emission and uncover small (~ 120 km s $^{-1}$ in Lyman- α peak shift), but significant at $> 4\sigma$, systematic variations in the shape of the Lyman- α line profile within each halo. Indeed, we observe a global trend for the line peak shift to become redder at large radii, together with a strong correlation between the peak wavelength and line width. This systematic *intrahalo* variation is markedly similar to the object-to-object variations obtained from the integrated properties of recent large samples. Regions of high surface brightness correspond to relatively small line shifts, which could indicate that Lyman- α emission escapes preferentially from regions where the line profile has been less severely affected by scattering of Lyman- α photons.

Key words: gravitational lensing: strong - galaxies: high-redshift - ultraviolet: galaxies

1 INTRODUCTION

Galaxies are surrounded by a large amount of neutral hydrogen that forms part of the circumgalactic medium (hereafter CGM), the interface through which a galaxy interacts with its environment (Tumlinson et al. 2017). The physics of the CGM is key to explain how galaxies acquire gas and evolve.

The presence of CGM gas around high-redshift galaxies has been revealed through Lyman- α absorption seen in the spectra of background quasars (Adelberger et al. 2005; Steidel et al. 2010; Rudie et al. 2013; Turner et al. 2014). It is also detected through Lyman- α emission at several kpc scales, where photons scatter resonantly and illuminate the surrounding hydrogen gas, producing an extended Lyman- α

halo (hereafter LAH, Steidel et al. 2011; Herenz et al. 2015; Wisotzki et al. 2016; Momose et al. 2016; Leclercq et al. 2017, hereafter L17). This goes even up to 100s of kpc for studies surrounding high redshift quasars such as the SLUG nebula (Leibler et al. 2018) or the COS haloes (Prochaska et al. 2017).

The Lyman- α signal is complex and several mechanisms could be responsible for its production: scattering in the neutral gas (Verhamme et al. 2012; Gronke & Dijkstra 2016) cold streams feeding the CGM (Furlanetto et al. 2005; Dijkstra & Loeb 2009; Henry et al. 2015), the presence of satellite galaxies surrounding the main source of emission, or a combination thereof. Models of Lyman- α emission in idealised configurations such as expanding shells produce a diversity of spatially integrated Lyman- α line profiles in general agreement with the global observed spectra (Verhamme et al. 2008; Gronke

* E-mail: adelaide.claeysens@univ-lyon1.fr

2017), but which do not reproduce the spatial extension of LAHs (Patrício et al. 2016, hereafter P16). More detailed predictions of Lyman-alpha emission from numerical simulations of galaxies exist at very high redshift (e.g. Laursen et al. 2009; Yajima et al. 2015; Behrens et al. 2019; Smith et al. 2019). However these generally produce symmetric broad Lyman- α lines and agree with observations only when including IGM absorption at $z > 5$. Currently, the only work which discusses spectral variations within Lyman- α haloes (Smith et al. 2019) does not show very clear trends and focus on large (>5 kpc) scales.

It is therefore important to obtain spatially and spectrally resolved observations of the Lyman- α line, in order to disentangle these mechanisms and thus better understand the link between the galaxies and their close environment (as done previously by Swinbank et al. 2015; Prescott et al. 2015, L17, Kusakabe et al. 2019). This is typically performed at low redshift for example in the LARS sample (Östlin et al. 2014).

However, at high redshift, the mapping of Lyman- α emission around individual galaxies is very difficult due to the sensitivity and resolution limits of current observational facilities. It remains a challenge to observe LAHs around high-redshift individual galaxies with a spatial resolution sufficient to perform a precise analysis of Lyman- α line variations in the CGM (a few dozens spatial regions in the halo with sub-kpc scales). For example, only the most extended objects (> 5 kpc) from Leclercq et al. (2017) in the UDF can be resolved for such a study.

One way to investigate the spatial variations of Lyman- α profiles is to use strong gravitational lensing. Lensing conserves surface brightness (Etherington 1933) (hereafter SB) but creates multiple, enlarged and distorted images of background galaxies. By leveraging the power of lensing with the unique efficiency (end-to-end transmission of the instrument) of the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) integral field spectrograph on the Very Large Telescope (VLT) (Bacon et al. 2010), we can observe $z > 3$ Lyman- α emitters (hereafter LAEs) lensed by galaxy clusters, with improved spatial resolution (Smit et al. 2017; Vanzella et al. 2017). Among these galaxies, the most extended and magnified are sufficiently well-resolved to perform a precise analysis of the Lyman- α line variations in the halo (down to ~ 0.5 kpc scales in the source plane). Unfortunately, highly magnified systems at high redshift are extremely rare; only a few lensed galaxies at $z > 3$ feature Lyman- α emission subtending $> 5''$ on sky at a typical surface brightness limit of few 10^{-19} cgs (Franx et al. 1997, Smit et al. 2017, Vanzella et al. 2018). Samples of highly magnified arcs are limited by the number of galaxies sufficiently extended intrinsically and lensed by a galaxy cluster. So far, studies characterising the LAHs at high redshift have only reported minor variations in their spatial/spectral properties (e.g. Erb et al. 2018).

In this paper we present a detailed analysis of such spatial and spectral variations in two highly magnified LAHs: a $z = 3.5$ halo, previously presented by P16, found in galaxy cluster SMACS J2031.8-2046 (hereafter SMACS2031) and another newly discovered $z = 4.03$ halo behind the lensing cluster MACS J0940.9+0744 (hereafter MACS0940). All distances are physical. We adopt a Λ cold dark matter cosmology with $\Omega_\Lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$ and $H_0 = 70$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$.

2 OBSERVATIONS

The two selected Lyman- α emitters were known to be at $z > 3.5$, highly magnified by galaxy clusters SMACS2031 (Richard et al. 2015) and MACS0940 (Leethochawalit et al. 2016). Observations for MACS0940 were performed as part of the MUSE guaranteed time observations between January 2017 and May 2018, with 33 \times 900-1000 seconds dithered exposures in WFM-NOAO-N (0.8 hrs) and WFM-AO-N (7.5 hrs) modes, for a total exposure time of 8.3 hrs. We covered a single 1 \times 1 arcmin 2 pointing sampled at 0.2'' and centered on the cluster core. Conditions were photometric and the seeing was 0.60'' at 700 nm as measured in the final datacube, which covers the wavelength range 475-930 nm with a spectral sampling of 1.25 Å. Observations of SMACS2031, obtained during 10hrs of MUSE commissioning, were previously presented in P16.

Both datasets were (re-)reduced with the latest version of the MUSE data reduction software (Weilbacher et al. 2016, v2.4). We followed exactly the steps of the MUSE pipeline manual to perform basic calibration (such as bias, flat, wavelength, geometry) as well as science calibrations (flux and telluric correction, sky subtraction and astrometry). In particular we included the same self-calibration post-processing as the MUSE Ultra Deep Field (UDF, Bacon et al. 2017), with some improvements to make it more robust on crowded fields like galaxy clusters. The idea of the self-calibration process is to correct for the IFU-to-IFU and slice-to-slice flux variations. It uses empty sky regions in the field to estimate flux correction per slice in several wavelength ranges and applies those correction factors after rejecting any outliers. This method can be used for galaxy clusters observations, as long as one provides a very clean mask of all objects detected in the field. The final datacube was post-processed with the software ZAP (Soto et al. 2016) v2 to suppress the sky subtraction residuals, we used in this process the same object mask as for the self-calibration step. These two additional treatments dramatically improved the commissioning data on SMACS2031 which were taken without any illumination calibration at the time, reducing the average variance measured in empty sky regions by 30%.

Since the formal variances do not incorporate any covariance between adjacent pixels, these predicted variances are systematically too low, in consequence we rescale the variance cube. We followed the same method as Bacon et al. (2015): we selected a sample of random blank sky regions in the MUSE white image, where we measured the standard deviation within each region and between all these regions. We increased the MUSE variance by the square of the factor of these two measurements, scaled by the area in pixels of the empty regions considered. The effective variance is higher by a factor of 2.6 and 2.25 for SMACS2031 and MACS0940 respectively.

3 LENS MODEL

We used the LENSTOOL software (Jullo et al. 2007)¹ to perform a parametric model of the mass distribution in both

¹ publicly available at <https://projets.lam.fr/projects/lenstool/wiki>

cluster fields, where locations of strongly-lensed multiple images are used as constraints. The total mass distribution is parametrized as a combination of pseudo-isothermal mass profiles at cluster and galaxy scales (e.g. Richard et al. 2010a). The model of SMACS2031 is based on Richard et al. (2015), with some improvements to the optimisation available in the latest version of LENSTOOL. The model of MACS0940 is constrained by two spectroscopically-confirmed multiple systems at $z = 4.0$ and $z = 5.7$ identified in the MUSE data and producing four images each. We describe each lens model with more details in Appendix A. For the rest of this study we use the best model which minimizes the distance between the observed and predicted locations of multiple images (model rms of $0.33''$ and $0.23''$ for SMACS2031 and MACS0940 respectively). The lens model allows us to precisely raytrace spatial locations between the source plane and the image plane, and estimate the total magnifications and relative errors (Table 1).

4 SPATIAL/SPECTRAL ANALYSIS

We applied an identical procedure to analyse the MUSE datasets for both sources. We produced pseudo-narrow band (hereafter NB) images of the Lyman- α emission (Fig. 1) by summing the continuum-subtracted datacube over $\sim 15 \text{ \AA}$ centred on the line. We extracted a spectrum optimising the MUSE continuum redwards of Lyman- α ($\sim 1350\text{-}1650 \text{ \AA}$ rest-frame) and measured the systemic redshift based on nebular emission lines (He II $\lambda 1640$, O III] $\lambda \lambda 1661, 66$, C IV $\lambda \lambda 1548, 51$ and C III] $\lambda \lambda 1907, 09$). Global properties of both galaxies are presented in Table 1. We estimate the exponential scale radius r_h of the LAH following L17 to perform a morphological fit. The fit is done in two steps: first the UV continuum is fit by a 2D elliptical exponential profile (based on the MUSE continuum image). Then the Lyman- α halo is fit by two elliptical exponential profiles, fixed at the same spatial position. The scale radius of one of them is fixed to the continuum one. The optimised parameters are both amplitudes, as well as the scale radius of the second component. We took into account the lensing effect and the MUSE PSF in this fit (see appendix A). This 2D fit of the halo is idealised because it makes the assumption that each object is only composed of one exponential component for the continuum and one for the Lyman- α emission. But this type of fit allows us to compare our results with the LAEs found in the UDF (Leclercq et al. 2017) and gives us a good estimation of the mean size of the Lyman- α halo and the continuum in the source plane.

Thanks to their high magnification ($\mu \sim 19 - 33$), the total observed Lyman- α fluxes reach $\sim 10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, more than ten times brighter than any halo identified in the MUSE UDF (L17).

The SMACS2031 galaxy produces five multiple images (labeled 1.1 to 1.5, Richard et al. 2015). Image 1.1 is close to the cluster centre and highly contaminated by stellar light, we exclude it for the rest of this study. The MACS0940 galaxy produces four multiple images (labeled 1.1 to 1.4, Fig. 1) forming a spectacular, almost-complete, Einstein ring of $10''$ radius in Lyman- α (Fig. 1), covering $\sim 80 \text{ arcsec}^2$ in the image plane.

We then study Lyman- α line variations in the halo. To

model the Lyman- α line, we use the fitting formula:

$$f(\lambda) = A \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2(a_{\text{asym}}(\lambda - \lambda_0) + d)^2}\right) \quad (1)$$

introduced by Shibuya et al. (2014) to adequately model the asymmetric spectral profiles for LAEs. Using a simple gaussian symmetric fit instead would typically increase the final χ^2 by ~ 5 in average. The free parameters of the fit are: the line amplitude A , the asymmetry parameter a_{asym} , the typical width d , and the peak wavelength of the line λ_0 .

To account for the underlying continuum, we measure the mean flux level bluewards and redwards of the spectral line. We include their contributions as a ramp function between the two continuum levels covering 6 \AA around the central wavelength of the line. We also tested an Heaviside function but found that the ramp function provided a more robust continuum estimate. We checked that the parameters chosen for this ramp function does not affect the final result. To obtain a robust fit of a given spectrum and its associated variance we used EMCEE (Foreman-Mackey et al. 2013) which utilises a Markov chain Monte Carlo sampler to maximise the Gaussian likelihood of the modeled spectrum from the set of parameters and eq. 1. We fit the individual MUSE spatial pixels (hereafter spaxels) in turn, using a semi-empirical Bayesian approach. We place broad Gaussian priors on each of the four parameters, where the mean of the prior is that derived from a fit to the total Lyman- α spectrum (integrated over the entire halo). We chose a gaussian dispersion of 250 and 400 km s^{-1} as prior respectively for λ (peak shift) and d (width) parameters and of 10% and 50% for A (amplitude) and a_{asym} (asymmetry) parameters.

In Fig. 1 we show the results of the fitting for SMACS2031 (image 1.3) and MACS0940 (images 1.3 & 1.4). However, while some coherent structure is observed, the maps become noisy in the outskirts of the halo.

To increase the signal-to-noise, we spatially bin and combine matched regions in the multiple images together. To achieve this, we first use LENSTOOL to obtain a parametric model of the source flux distribution that simultaneously accounts for all multiple images and the effect of the MUSE Point Spread Function (PSF). We used the Cappellari & Copin (2003) tessellation to obtain source plane regions of minimum total flux in the source plane. This method optimally preserves the maximum spatial resolution of two-dimensional data given a constraint on the minimum flux in each bin. The Lyman- α spectrum in each region is then constructed by coadding the MUSE spaxels which have more than 20 per cent overlap with the raytraced region, this value of 20 percent is optimised to ensure that there is no gap between two adjacent spatial regions in the image plane. In doing so the central, and smaller regions only receive contribution from the most amplified multiple images. We check and manually join adjacent spatial regions to ensure a minimum signal-to-noise ratio > 5 in each defined bin. We verify that variations in signal-to-noise ratio do not introduce systematics in the measured parameters. We also ensure that all bins in the image plane are spatially more extended than the PSF FWHM along at least one direction. We end up with 130 and 123 source plane bins for SMACS2031 and MACS0940 respectively.

To check that the results are not sensitive to the accuracy of the lens model, we apply this method on individual

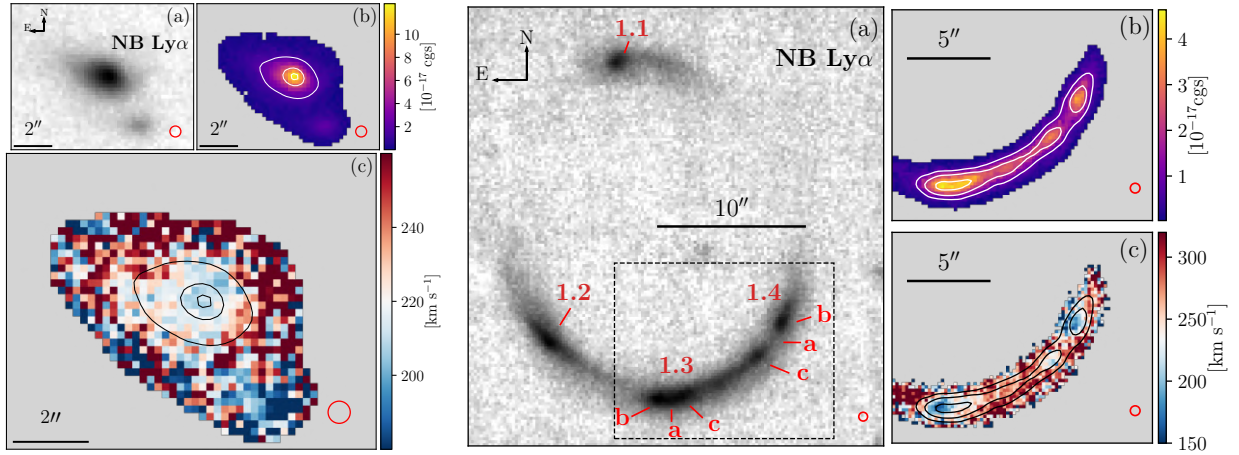


Figure 1. Narrow-band Lyman- α image and pixel-by-pixel Lyman- α analysis in the image plane for SMACS2031 (left panel) and MACS0940 (right panel). For each panel: (a) Narrow-band Lyman- α image of the entire arc (MACS0940, labels mark the multiple systems presented in the Table. A2

) and only one image of SMACS2031 (image 1.3 according to the notation used in Richard et al. 2015), results of the individual spaxel fits (Lyman- α SB level (b) and peak shift (c)) for the most magnified images. The red circles show the MUSE PSF, and we overplot SB isocontours to highlight the flux peaks. The dashed grey box in panel (a) for MACS0940 represents the field of view of the two maps for this object.

Name	z_{sys}	μ_{total}	r_h [kpc]	Ly α total flux [$10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$]	Peak shift [km s^{-1}]	FWHM [km s^{-1}]	a_{asym}	a	b [km s^{-1}]
SMACS2031	3.50618 ± 0.00019	32.7 ± 2.8	1.5 ± 0.3	1.31 ± 0.45	215 ± 7	274 ± 6	0.17 ± 0.01	0.61 ± 0.10	52.0 ± 28.1
MACS0940	4.03380 ± 0.00056	18.5 ± 4.2	4.3 ± 0.2	1.16 ± 0.54	240 ± 7	441 ± 8	0.20 ± 0.02	0.80 ± 0.06	-108.8 ± 28.6

Table 1. General properties of the LAHs (on the total integrated spectrum). From left to right: redshift of the galaxy, total magnification (the magnification measurement is detailed in Appendix A), halo scale radius (see text for details), total observed Lyman- α flux (not corrected for magnification), best-fit parameters of the Lyman- α line (eq. 1) converted into km s^{-1} , slope and origin of the best fit by the Verhamme et al. (2018) relation (Peakshift = a FWHM + b) presented in Fig. 3 (see section 4 for details)

multiple images, with exactly the same tessellation in the source plane, and we recover the same trends for Lyman- α line variations (the same min and max values happen at the same locations and the overall variations are similar within 20 km s^{-1}). Our results are also robust against choosing a different prior distribution (uniform or Gaussian), or changing the tessellation to use larger spatial bins. Finally, we visually inspect each spectrum and fit results to check the fit. We ensure that the reduced χ^2 of the fit (measured over the spectral line) is < 1 in the very large majority (i.e. 123/130 regions in SMACS2031 and 117/123 regions in MACS0940 have a $\chi^2 < 1$ and only 2 regions in SMACS2031 have a $\chi^2 > 2$) of the spectra. This shows that the Lyman- α well reproduced everywhere in the halo with a simple asymmetric profile (eq. 1) with no secondary line peak at bluer wavelengths. Figure 2 presents the resulting maps of Lyman- α peak shift and velocity dispersion in the source plane for both galaxies, where we convert λ_0 and d from eq. 1 into a velocity relative to the systemic redshift and FWHM respectively, with the following analytic expression for FWHM:

$$\text{FWHM} = \frac{2 \sqrt{2} \ln 2 d}{1 - 2 \ln 2 a_{\text{asym}}^2} \quad (2)$$

We also highlight the extracted spectra from specific regions to better illustrate the variations seen in the maps.

5 RESULTS

We have characterised the Lyman- α line properties in the haloes out to 10 kiloparsec (kpc) ($\sim 2.1 r_h$) in SMACS2031 and 10 kpc ($\sim 2.5 r_h$) in MACS0940. SMACS2031 presents only mild variations of $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$ in peak shift and $\pm 20 \text{ km s}^{-1}$ in the FWHM across the halo. MACS0940 presents stronger variations, with $\pm 60 \text{ km s}^{-1}$ in peak shift and $\pm 60 \text{ km s}^{-1}$ in FWHM. In these two objects we observe small, but nonetheless significant, variations in the Lyman- α line parameters at sub-kpc scales. These variations are observed for the peak position (λ_0) and velocity dispersion d . Indeed, on average, we can see that both λ_0 and d increase towards large radii (i.e. the line gets redder and broader). However, in both haloes, there are a few outer, low-SB regions that have relatively small peak shift ($\sim 200 \text{ km s}^{-1}$) comparable to the smallest value of the map.

In SMACS2031, we identify two such regions, one of which (region 5 in Fig. 2) has a distinct SB peak and as

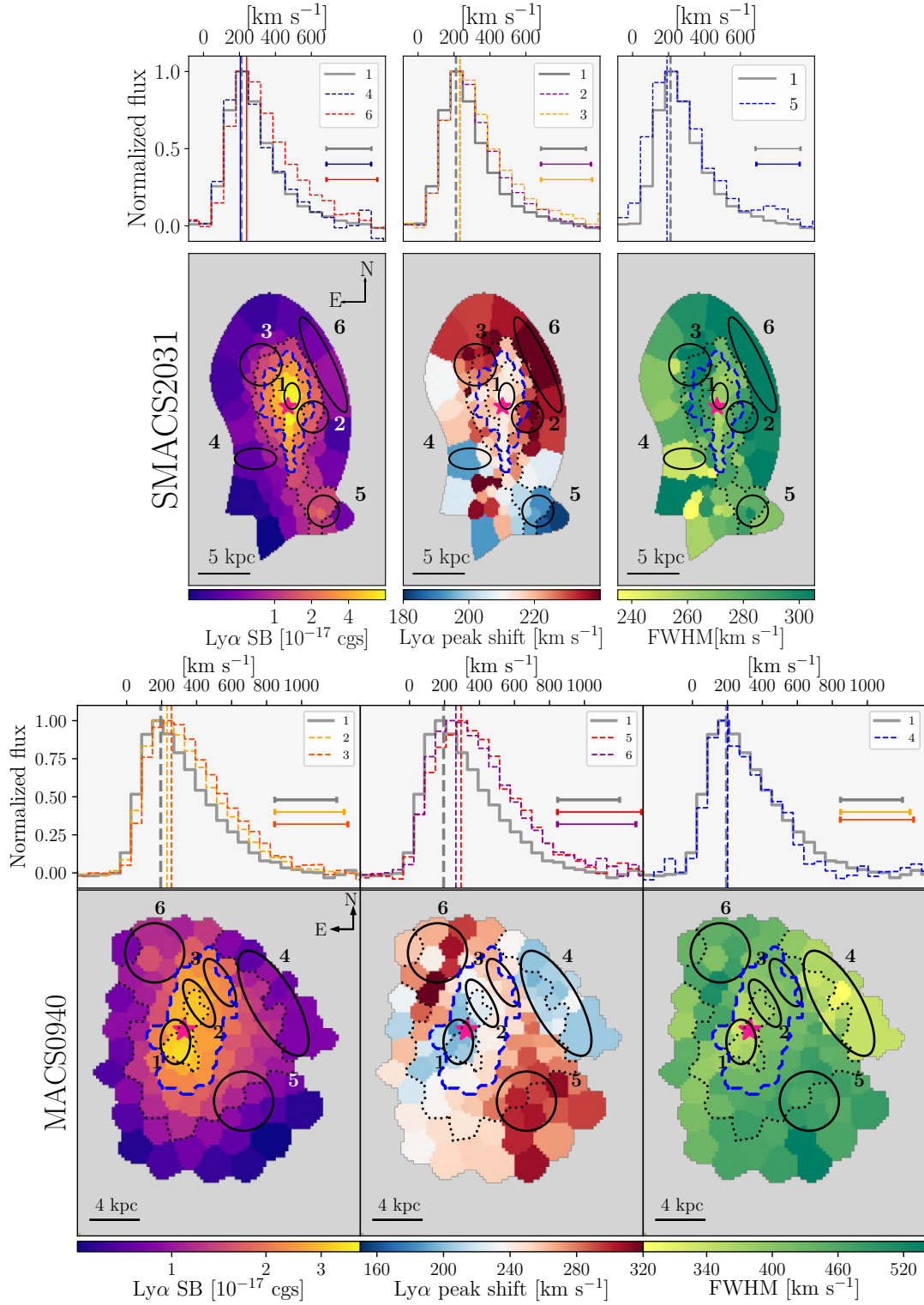


Figure 2. Lyman- α spectral line analysis for SMACS2031 (upper panel) and MACS0940 (lower panel) in the source plane. For each object, top: spectra of specific regions of the halo (indicated by black ellipses on maps). The vertical lines represent the position of the peak wavelength produced by the asymmetric fit. Horizontal segments represent the FWHM of each line. Bottom left: maps of the Lyman- α SB profile in the halo. Middle: map of the shift of the Lyman- α peak relative to the systemic redshift. Bottom right: map of the FWHM in the halo. In all bottom panels: dashed lines represent SB isocontours at 1, 2 and 3 $\times 10^{-17}$ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcsec}^{-2}$. The blue contour corresponds to the SB threshold used in Fig. 4, i.e. 2×10^{-17} $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcsec}^{-2}$. The pink star marks the position of the peak of the stellar UV continuum.

originally suggested by P16, is probably a satellite galaxy. In MACS0940 we observe a large region (no. 4) with a smaller velocity offset. This could also potentially be a similar case of a companion, however, it does not show a local peak either in SB or in continuum. When comparing both maps in Fig. 2 side by side, we can notice a strong link between Lyman- α peak shift and velocity dispersion. This correlation is evident when plotting one parameter against the other (Fig. 3). We also notice that high-SB regions have the smallest velocity offsets, while the opposite is not true (Fig. 4).

6 SUMMARY AND DISCUSSION

We used MUSE observations to analyse spectral properties of the Lyman- α line in two strongly lensed, extended LAEs at $z > 3.5$. The emission line is always well-fit by a simple asymmetric spectral profile, redshifted from systemic. The observation of a single red asymmetric peak in Lyman- α is generally assumed to arise from the presence of strong galactic winds ($> 100 \text{ km s}^{-1}$, e.g. Verhamme et al. 2006; Gronke & Dijkstra 2016).

We observe that the Lyman- α line profile is relatively consistent across the halo, the asymmetric Gaussian profile from (Shibuya et al. 2014) reproduces very well the shape of the line with no secondary Lyman- α peak and with an almost constant asymmetry across the halo (0.15-0.25 in both cases). However we can observe significant variations of the other parameters at sub-kpc scales. On average, at larger radii the peak shifts redwards and the line broadens. Such spatial variations could be a result of the relative amount of H I within the CGM, or its kinematics. We confirm for SMACS2031 the trends in Lyman- α variations across the halo already found by P16, but with an improved spatial resolution when combining all images in the source plane. We acknowledge that the MUSE PSF introduces some correlation between adjacent source plane regions (Fig. 2), but this is partially alleviated by combining multiple images at different shear orientations. Nevertheless, this means that the actual spatial variations seen in the Lyman- α line profile (in terms of peak shift and velocity dispersion) could be intrinsically stronger.

We compare our results against resolved halo studies from the literature. Swinbank et al. (2007) observed a similar object (a $z = 4.88$ galaxy lensed by the cluster RCS 0224-0002) with a single redshifted Lyman- α peak. They studied the source plane kinematics on 200 pc scales but did not find significant spatial variations of the Lyman- α peak shift across the halo. This was largely confirmed by Smit et al. (2017) with MUSE/VLT observations. However they only noticed minor variations of the Lyman- α line profile in a single outer region of the halo.

Erb et al. (2018), on the other hand, measured small variations of the Lyman- α line shape across the halo in a lensed galaxy at $z = 2.3$. However, the double-peaked profile of its emission makes the comparison with our results complicated. More generally, object-by-object comparison is difficult and a larger sample would allow us to get a comprehensive view of the Ly α properties in the CGM.

In Fig. 3 we overplot the empirical relation defined in Verhamme et al. (2018) between Lyman- α peak shift and FWHM (not corrected for the line spread function) obtained

with large samples on an object-by-object basis. Due to the uncertainties in the systemic redshift, the values of peak shift could be biased by $\pm 13 \text{ km s}^{-1}$ and $\pm 33 \text{ km s}^{-1}$ for SMACS2031 and MACS0940, respectively; but this does not affect our results on variations within the halo and the slope of the correlation. We can see that the correlation between peak shift and FWHM within each object follows the same empirical relation (in particular the same slope) as the one established on an object-by-object basis. This becomes even more visible when excluding the regions from the companion in SMACS2031. We measure Pearson correlation coefficients of $\rho = 0.4$ for SMACS2031 (excluding the companion) and a value of $\rho = 0.5$ for MACS0940 (p-value < 0.0001 in both cases). We note that the MACS0940 regions are located below the empirical relation but very close to the 1σ error so are marginally consistent. We find for both objects a linear slope (Table 1) close to the Verhamme et al. (2018) relation ($a = 0.9$). The linear fit of the two datapoints series was also performed with the EMCEE package accounting for measurement errors along both directions. It is worth noting how similar the slopes are for both sources, which suggests that the global offset could be due to a process linked with another galaxy parameter. Lyman- α FWHM and peak shift are intrinsically linked due to radiative transfer effects within the CGM (Verhamme et al. 2006), and here we show for the first time this effect within internal regions of LAEs as opposed to only from galaxy to galaxy. Figure 4 shows the spatially resolved relation between SB and peak shift for each region. We can clearly see that for brightest regions of the halo, the peak shift is systematically lower. We show in Fig. 4 the mean Lyman- α peak shift for high and low SB regions in both objects. The average variations of the peak shift across the halo is $5 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ for SMACS2031 and $32 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ for MACS0940, both significant at more than 4σ . Almost no point populate the top right corner of the plot, showing that Lyman- α photons preferentially escape from low-peak shift regions. This is explained if Lyman- α photons escape more favourably from regions where the line profile is less altered, i.e. at small velocities or encountering a lower hydrogen column density integrated along the photon path. On the contrary, photons are much more scattered when escaping from outskirts regions. A scenario in which Lyman- α photons are scattered through a wind accelerating as a function of radius could explain the global redshift and broadening of the line at low SB. The presence of several low peak shift regions at high radius / lower SB indicate a complex structure of the CGM around the galaxy. In one case we are able to match such a region with a companion satellite galaxy, which could be offset in velocity.

Additional deep MUSE observations of lensing clusters will allow us to enlarge the current sample of very extended LAEs for which the same analysis can be performed. Although these results are based on two extremely bright sources, they are intrinsically typical in terms of size and brightness of the ones found in the UDF (L17). Observing spatial variations in such haloes has only been achievable so far using lensing magnification. The trends could, however, be tested on the brightest and most extended sources without lensing (Leclercq et al. in prep.).

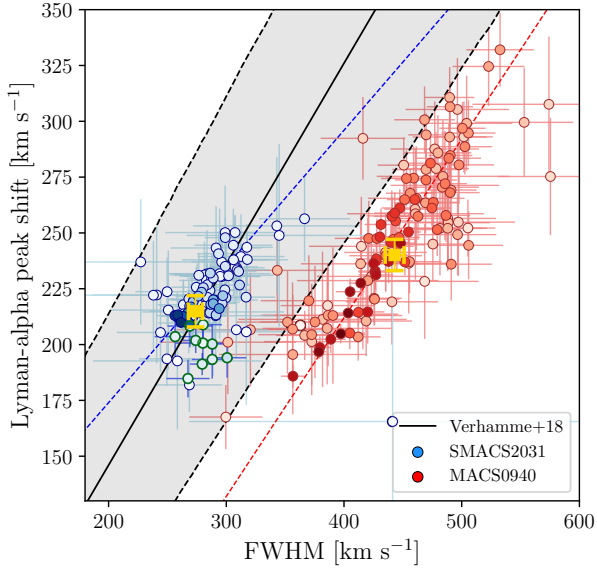


Figure 3. Lyman- α peak shift vs FWHM of the line in individual bins. Points are colour-coded in intensity according to the line SB. The green circles are regions from the companion in the SMACS2031 galaxy. Yellow crosses indicate the values obtained for the fit to the total Lyman- α spectrum. The black solid line and shaded region represent the linear relation and errors found by Verhamme et al. (2018). The best fit parameters of this relation are presented in Table 1.

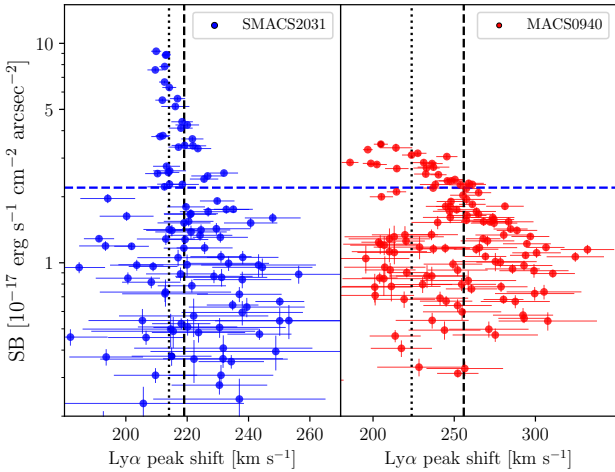


Figure 4. SB level as a function of Lyman- α peak shift for all regions in SMACS2031 and MACS0940. The green dashed line represents an arbitrary SB threshold at $2 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ between high and low SB regions (same as the blue contour in Fig. 2). The black dashed line highlights the mean peak shift at low SB and the dotted black line shows the mean peak shift velocity at high redshift. High SB regions are nearly always located at velocities smaller than low SB regions, significant at 4σ (for SMACS2031) and 16σ (for MACS0940)

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank the anonymous referee for their helpful report. AC, JR, DC and BC acknowledge support from the ERC starting grant 336736-CALENDS. TG and AV acknowledges support from the European Research Council under grant agreement ERC-stg-757258 (TRIPLE). VP is supported by the grant DFF - 4090-00079. This research made use of Astropy,² a community-developed core Python package for Astronomy (Price-Whelan et al. 2018). Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme ID 060.A-9100, 098.A-0502, 0100.A-0249, 0101.A-0506.

REFERENCES

- Adelberger K. L., Shapley A. E., Steidel C. C., Pettini M., Erb D. K., Reddy N. A., 2005, *ApJ*, **629**, 636
- Bacon R., et al., 2010, in *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*. p. 773508, doi:10.1117/12.856027
- Bacon R., et al., 2015, *A&A*, **575**, A75
- Bacon R., et al., 2017, *A&A*, **608**, A1
- Behrens C., Pallottini A., Ferrara A., Gallerani S., Vallini L., 2019, *MNRAS*, **486**, 2197
- Cappellari M., Copin Y., 2003, *MNRAS*, **342**, 345
- Dijkstra M., Loeb A., 2009, *MNRAS*, **396**, 377
- Eliasdóttir Á., et al., 2007, arXiv e-prints, p. arXiv:0710.5636
- Erb D. K., Steidel C. C., Chen Y., 2018, *ApJ*, **862**, L10
- Etherington I. M. H., 1933, *Philosophical Magazine*, **15**
- Faber S. M., Jackson R. E., 1976, *ApJ*, **204**, 668
- Foreman-Mackey D., et al., 2013, emcee: The MCMC Hammer, *Astrophysics Source Code Library* (ascl:1303.002)
- Franx M., Illingworth G. D., Kelson D. D., van Dokkum P. G., Tran K.-V., 1997, *ApJ*, **486**, L75
- Furlanetto S. R., Schaye J., Springel V., Hernquist L., 2005, *ApJ*, **622**, 7
- Gronke M., 2017, *A&A*, **608**, A139
- Gronke M., Dijkstra M., 2016, *ApJ*, **826**, 14
- Henry A., Scarlata C., Martin C. L., Erb D., 2015, *ApJ*, **809**, 19
- Herez E. C., et al., 2015, *VizieR Online Data Catalog*, **358**
- Jauzac M., et al., 2016, *MNRAS*, **463**, 3876
- Jullo E., Kneib J.-P., Limousin M., Eliasdóttir Á., Marshall P. J., Verdugo T., 2007, *New Journal of Physics*, **9**, 447
- Kneib J. P., Ellis R. S., Smail I., Couch W. J., Sharples R. M., 1996, *ApJ*, **471**, 643
- Kusakabe H., et al., 2019, *PASJ*, **71**, 55
- Laursen P., Sommer-Larsen J., Andersen A. C., 2009, *ApJ*, **704**, 1640
- Leclercq F., et al., 2017, *A&A*, **608**, A8
- Leethochawalit N., Jones T. A., Ellis R. S., Stark D. P., Zitrin A., 2016, *ApJ*, **831**, 152
- Leibler C. N., Cantalupo S., Holden B. P., Madau P., 2018, *MNRAS*, **480**, 2094
- Mahler G., et al., 2018, *MNRAS*, **473**, 663
- Momose R., et al., 2016, *MNRAS*, **457**, 2318
- Östlin G., et al., 2014, *ApJ*, **797**, 11
- Patrício V., et al., 2016, *MNRAS*, **456**, 4191
- Prescott M. K. M., Martin C. L., Dey A., 2015, *ApJ*, **799**, 62
- Price-Whelan A. M., et al., 2018, *AJ*, **156**, 123
- Prochaska J. X., et al., 2017, *The Astrophysical Journal*, **837**, 169
- Richard J., et al., 2010a, *MNRAS*, **404**, 325
- Richard J., et al., 2010b, *MNRAS*, **404**, 325
- Richard J., et al., 2015, *MNRAS*, **446**, L16

² <http://www.astropy.org>

- Rudie G. C., Steidel C. C., Shapley A. E., Pettini M., 2013, *ApJ*, **769**, 146
- Shibuya T., Ouchi M., Nakaajima K., Yuma S., Hashimoto T., Shimasaku K., Mori M., Umemura M., 2014, *ApJ*, **785**, 64
- Smit R., Swinbank A. M., Massey R., Richard J., Smail I., Kneib J.-P., 2017, *MNRAS*, **467**, 3306
- Smith A., Ma X., Bromm V., Finkelstein S. L., Hopkins P. F., Faucher-Giguère C.-A., Kereš D., 2019, *MNRAS*, **484**, 39
- Soto K. T., Lilly S. J., Bacon R., Richard J., Conseil S., 2016, *MNRAS*, **458**, 3210
- Steidel C. C., Erb D. K., Shapley A. E., Pettini M., Reddy N., Bogosavljević M., Rudie G. C., Rakic O., 2010, *ApJ*, **717**, 289
- Steidel C. C., Bogosavljević M., Shapley A. E., Kollmeier J. A., Reddy N. A., Erb D. K., Pettini M., 2011, *ApJ*, **736**, 160
- Swinbank A. M., Bower R. G., Smith G. P., Wilman R. J., Smail I., Ellis R. S., Morris S. L., Kneib J.-P., 2007, *MNRAS*, **376**, 479
- Swinbank A. M., et al., 2015, *MNRAS*, **449**, 1298
- Tumlinson J., Peebles M. S., Werk J. K., 2017, *ARA&A*, **55**, 389
- Turner M. L., Schaye J., Steidel C. C., Rudie G. C., Strom A. L., 2014, *MNRAS*, **445**, 794
- Vanzella E., et al., 2017, *MNRAS*, **465**, 3803
- Vanzella E., et al., 2018, *MNRAS*, **476**, L15
- Verhamme A., Schaerer D., Maselli A., 2006, *A&A*, **460**, 397
- Verhamme A., Schaerer D., Atek H., Tapken C., 2008, *A&A*, **491**, 89
- Verhamme A., Dubois Y., Blaizot J., Garel T., Bacon R., Devriendt J., Guiderdoni B., Slyz A., 2012, *A&A*, **546**, A111
- Verhamme A., et al., 2018, *MNRAS*, **478**, L60
- Weilbacher P. M., Streicher O., Palsa R., 2016, MUSE-DRP: MUSE Data Reduction Pipeline, Astrophysics Source Code Library (ascl:1610.004)
- Wisotzki L., et al., 2016, *A&A*, **587**, A98
- Yajima H., Li Y., Zhu Q., Abel T., 2015, *ApJ*, **801**, 52

APPENDIX A: LENS MODELS AND UNCERTAINTIES

We present here in more details the two lens models used in our analysis. The procedure described uses the Lenstool software and is similar to previous cluster mass models from our team (Richard et al. 2010b; Jauzac et al. 2016; Mahler et al. 2018). We used the sky positions and redshifts of multiple images to constrain a parametric mass model of each cluster. We adopt a dual pseudo-isothermal elliptical mass distribution (dPIE, Elíasdóttir et al. 2007) which is an isothermal profile to model the different components of the mass model (dark matter halo and cluster galaxies). These dPIE components are parametrized by a position (x,y) , an ellipticity ϵ , a position angle (θ) , a velocity dispersion (σ) , a core radius (r_{core}) and a cut radius (r_{cut}) . For the large majority of the cluster galaxies, we fixed the parameters (x,y) , ϵ and θ at the values measured from their light distribution (Kneib et al. 1996) and assume empirical scaling relations (Faber & Jackson 1976 and constant mass-to-light ratio) to relate their velocity dispersion and cut radius to their observed luminosity (Jauzac et al. 2016). The χ^2 is minimised based on the *rms* between the observed and predicted positions of multiple images by the model.

The model of SMACS2031 is based on the previous one published in Richard et al. (2015) (including the same set of 12 multiply-imaged systems used as constraints) with the following improvements. We used the latest version of Lenstool (v7.1) which includes more robust tests on the convergence

of the model to perform the optimisation. We also include an additional *external shear* component to account for unknown environmental effects in the mass distribution surrounding the region of multiple images. The new parameters for this model are presented in Table A1.

The lens model for the cluster MACS0940 is totally new with MUSE. We used 2 lensed galaxies to do the optimisation, positions and redshifts of the multiple images are presented in Table A2. The best-fitting parameters of the model are presented in Table A3.

To reconstruct the light distribution of the 2 lensed galaxies in the source plane we use the function SHAPEMODEL in Lenstool. To do that we associated in the source plane an elliptical Sérsic profile with each Lyman-alpha primary or secondary peak and fitted the position, ellipticity, position angle, effective radius and Sérsic index. This parametrisation takes in account the lensing effect and the MUSE PSF. It is only used here to delimit regions maps in the source plane and is not used anywhere else.

Errors on lens and source parameters (Tables A1, A3 and 1) are computed with LENSTOOL with a MCMC sampling the posterior probability distributions. The main source of uncertainty in the source reconstruction shown in the maps Fig. 2 is an overall scaling by $\pm 5-20\%$ following the error on r_h (Table 1). However errors on the lens model do not affect the values from spectral fitting and the region to region variations seen in the maps. Neither do they affect the results on the peak shift and FWHM (Fig. 3 and 4).

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

SMACS2031 Reference $\alpha = 307.971900$ $\delta = -40.625225$ rms=0.33"							
Component	$\Delta\alpha$ ["]	$\Delta\delta$ ["]	ϵ / γ	θ [deg]	σ_0 [km s $^{-1}$]	r_{cut} [kpc]	r_{core} [kpc]
DM1	$0.34^{+0.09}_{-0.10}$	$-0.82^{+0.10}_{-0.11}$	$0.397^{+0.021}_{-0.019}$	$2.4^{+1.8}_{-1.5}$	638^{+11}_{-11}	[1000]	$34.2^{+1.7}_{-2.3}$
DM2	$63.6^{+0.4}_{-0.6}$	$24.8^{+0.9}_{-0.9}$	$0.60^{+0.05}_{-0.05}$	$5.5^{+1.6}_{-2.0}$	1144^{+17}_{-17}	[1000]	149^{+4}_{-5}
BCG	[+0.07]	[-0.054]	[0.092]	[-0.4]	227^{+4}_{-4}	151^{+2}_{-6}	[0.28]
External Shear	-	-	$0.09^{+0.01}_{-0.01}$	$6.5^{+4.2}_{-3.4}$	-	-	-
L* galaxy	-	-	-	-	154^{+7}_{-8}	11^{+2}_{-1}	[0.15]

Table A1. Best-fitting model parameters for the SMACS2031 cluster lens model with two dark matter components (DM1 and DM2), 1 optimized cluster galaxies (BCG), 1 external shear (Ext. Shear) and the scaling relation of cluster members (shown for an L* galaxy.). From left to right: centre location in arcsecond from the reference location provided in each cluster, ellipticity, position angle, central velocity dispersion, cut and core radii of each dPIE profiles. Values between square brackets have been kept fixed during the optimisation.

ID	α	δ	z_{spec}	μ	Origin
1.1a	145.22452	7.744060	4.03	3.2 ± 0.7	HST F606W
1.2a	145.22574	7.738704	4.03	8.4 ± 5.9	HST F606W
1.3a	145.22366	7.737692	4.03	11.7 ± 3.8	HST F606W
1.3b	145.22370	7.737670	4.03	11.1 ± 3.4	MUSE Ly α
1.3c	145.22328	7.737719	4.03	11.3 ± 3.6	MUSE Ly α
1.4a	145.22149	7.738897	4.03	9.3 ± 2.7	HST F606W
1.4b	145.22138	7.739108	4.03	10.8 ± 4.2	MUSE Ly α
1.4c	145.22179	7.738490	4.03	5.2 ± 2.5	MUSE Ly α
2.1	145.22615	7.742765	5.7	10.8 ± 2.2	MUSE Ly α
2.2	145.22446	7.736915	5.7	3.7 ± 0.3	MUSE Ly α
2.3	145.22142	7.741314	5.7	2.8 ± 0.3	MUSE Ly α

Table A2. Multiple image systems used in the lens model of MACS0940. From left to right we give their ID, positions, spectroscopic redshifts, magnification and from which image we measured positions. The arc in MACS0940 at $z = 4.03$ is composed of 4 multiple images labelled from 1.1 to 1.4. The two most magnified images 1.3 and 1.4 are divided in 3 components: the continuum measured on HST (a), and 2 Lyman- α peaks labelled (b) and (c) (illustrated in Fig. 1). The magnifications of each multiple images were computed with Lenstool and correspond to the magnification at the centre of the image.

MACS0940 Reference $\alpha = 145.223740$ $\delta = 7.740363$ rms=0.23"							
Component	$\Delta\alpha$ ["]	$\Delta\delta$ ["]	ϵ / γ	θ [deg]	σ_0 [km s $^{-1}$]	r_{cut} [kpc]	r_{core} [kpc]
DM	$0.088^{+0.617}_{-0.451}$	$1.423^{+0.420}_{-0.723}$	$0.579^{+0.092}_{-0.220}$	21^{+4}_{-9}	$507.6^{+60.3}_{-24.7}$	[1000]	[25]
BCG	[-0.101]	[0.055]	$0.153^{+0.126}_{-0.167}$	-26^{+27}_{-2}	$500.0^{+15.6}_{-99.8}$	[52.1]	[0.077]
Gal1	[-11.781]	[3.075]	$0.117^{+0.279}_{-0.100}$	41^{+4}_{-79}	$108.3^{+177.0}_{-9.2}$	18.0	0.025
Gal2	[6.026]	[-5.792]	[0]	[0]	$122.8^{+8.6}_{-22.5}$	[50]	-
External Shear	-	-	$0.0228^{+0.0354}_{-0.0056}$	65^{+95}_{-19}	-	-	-
L* galaxy	-	-	-	-	[158]	[45]	[0.15]

Table A3. Same as Table A1 but for MACS0940.

Appendice D

An atlas of MUSE observations towards twelve massive lensing clusters[★]

Johan Richard¹, Adélaïde Claeysens¹, David Lagattuta^{1,2,3}, Lucia Guaita^{4,5}, Franz Erik Bauer^{4,6,7}, Roser Pello^{8,9}, David Carton¹, Roland Bacon¹, Geneviève Soucail⁸, Gonzalo Prieto Lyon^{4,6}, Jean-Paul Kneib^{10,9}, Guillaume Mahler^{1,11}, Benjamin Clément^{1,10}, Wilfried Mercier⁸, Andrei Variu¹⁰, Amélie Tamone¹⁰, Harald Ebeling¹², Kasper B. Schmidt¹³, Themiya Nanayakkara^{14,15}, Michael Maseda¹⁴, Peter M. Weilbacher¹³, Nicolas Bouché¹, Rychard J. Bouwens¹⁴, Lutz Wisotzki¹³, Geoffroy de la Vieuville⁸, Johany Martinez¹, Vera Patrício¹

¹ Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, 69230, Saint-Genis-Laval, France

e-mail: johan.richard@univ-lyon1.fr

² Centre for Extragalactic Astronomy, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK

³ Institute for Computational Cosmology, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK

⁴ Instituto de Astrofísica and Centro de Astroingeniería, Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Casilla 306, Santiago 22, Chile

⁵ Núcleo de Astronomía, Facultad de Ingeniería, Universidad Diego Portales, Av. Ejército 441, Santiago, Chile

⁶ Millennium Institute of Astrophysics (MAS), Nuncio Monseñor Sótero Sanz 100, Providencia, Santiago, Chile

⁷ Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Suite 205, Boulder, Colorado 80301

⁸ Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), Université de Toulouse, CNRS, UPS, CNES, 14 Av. Edouard Belin, F-31400 Toulouse, France

⁹ Aix Marseille Université, CNRS, CNES, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille), UMR 7326, 13388, Marseille, France

¹⁰ Institute of Physics, Laboratory of Astrophysics, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Observatoire de Sauverny, 1290 Versoix, Switzerland.

¹¹ Department of Astronomy, University of Michigan, 1085 South University Ave, Ann Arbor, MI 48109, USA

¹² Institute for Astronomy, University of Hawaii, 2680 Woodlawn Dr, Honolulu, HI 96822, USA

¹³ Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, 14482, Potsdam, Germany

¹⁴ Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

¹⁵ Centre for Astrophysics and Supercomputing, Swinburne University of Technology, Hawthorn, VIC 3122, Australia

Received YYYY MMMM DD accepted YYYY MMMM DD

ABSTRACT

Context. Spectroscopic surveys of massive galaxy clusters reveal the properties of faint background galaxies thanks to the magnification provided by strong gravitational lensing.

Aims. We present a systematic analysis of integral-field-spectroscopy observations of 12 massive clusters, conducted with the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE). All data were taken under very good seeing conditions ($\sim 0''.6$) in effective exposure times between two and 15 hrs per pointing, for a total of 125 hrs. Our observations cover a total solid angle of ~ 23 arcmin² in the direction of clusters, many of which were previously studied by the MAssive Clusters Survey (MACS), Frontier Fields (FFs), Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS) and Cluster Lensing And Supernova survey with Hubble (CLASH) programmes. The achieved emission line detection limit at 5σ for a point source varies between $(0.77-1.5)\times 10^{-18}$ erg s⁻¹ cm⁻² at 7000Å.

Methods. We present our developed strategy to reduce these observational data, detect continuum sources and line emitters in the datacubes, and determine their redshifts. We constructed robust mass models for each cluster to further confirm our redshift measurements using strong-lensing constraints, and identified a total of 312 strongly lensed sources producing 939 multiple images.

Results. The final redshift catalogues contain more than 3300 robust redshifts, of which 40% are for cluster members and $\sim 30\%$ are for lensed Lyman- α emitters. Fourteen percent of all sources are line emitters that are not seen in the available *HST* images, even at the depth of the FFs (~ 29 AB). We find that the magnification distribution of the lensed sources in the high-magnification regime ($\mu = 2-25$) follows the theoretical expectation of $N(z) \propto \mu^{-2}$. The quality of this dataset, number of lensed sources, and number of strong-lensing constraints enables detailed studies of the physical properties of both the lensing cluster and the background galaxies. The full data products from this work, including the datacubes, catalogues, extracted spectra, ancillary images, and mass models, are made available to the community.

Key words. galaxies: distances and redshifts; galaxies: high-redshift; techniques: imaging spectroscopy; gravitational lensing: strong; galaxies: formation; galaxies: clusters: general

1. Introduction

Strong gravitational lensing by massive galaxy clusters leads to the magnification of sources lying behind them, and this amplifi-

cation can reach very large factors in the cluster cores ($\mu \sim 5\text{--}10$, Kneib & Natarajan 2011), and even higher factors for images in the vicinity of the so-called critical lines (Seitz et al. 1998). For this reason, massive clusters are sometimes referred to as nature’s telescopes since the combined power of large diameter telescopes and gravitational magnifications provide us with the best views of background galaxies in the distant Universe. Since the first spectroscopic confirmation of a giant gravitational arc was reported (Soucail et al. 1988), high resolution images from the *Hubble Space Telescope* (HST) have significantly contributed to the success of lensing clusters, with the discovery of a high density of multiple images in deep observations (e.g. Kneib et al. 1996; Broadhurst et al. 2005; Jauzac et al. 2015). Indeed, multiply-imaged systems give us the most precise constraints on the mass distribution in the cluster cores, and consequently the magnification factors.

Multi-object spectrographs on 8-10m class telescopes have helped start large spectroscopic campaigns to confirm the lensed nature of very distant galaxies and the identification of multiple images (e.g. Campusano et al. 2001; Bayliss et al. 2011). However these large spectroscopic campaigns were largely limited by the crowding of galaxy clusters in their central regions, which leads to strong contamination between cluster galaxies and background sources as well as an inefficient use of multi-object spectrographs. In addition, the redshift distribution of lensed sources peaks at $z > 1.5$ in the redshift desert, where only the brightest UV-selected galaxies can be confirmed in the optical (Limousin et al. 2007). Because of these limitations, typically only a small number of multiply-imaged systems (typically < 10) have been spectroscopically confirmed in a given cluster with such instruments (e.g. Richard et al. 2010). Several observing campaigns have focused on near-infrared spectroscopy to avoid the redshift desert and complement optical observations (e.g. HST grism Treu et al. 2015, or Keck/MOSFIRE Hoag et al. 2015).

The advent of the Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE, Bacon et al. 2010) on the Very Large Telescope (VLT) has revolutionised the study of strong lensing galaxy clusters. MUSE is a panoramic integral field spectrograph, fully covering a 1 arcmin^2 field of view with spectroscopy in the optical range (475-930nm). Together with its very high throughput (40% end-to-end including the telescope and atmosphere), medium resolution ($R \sim 3000$), and fine spatial sampling ($0''.2$), MUSE is very well-suited for crowded field spectroscopy (Roth et al. 2018), and more specifically in galaxy cluster cores. Its pairing with the ground-layer Adaptive Optics (AO) system in 2017 (Leibundgut et al. 2017) has improved its observing efficiency even further.

The versatile capabilities of MUSE on galaxy cluster fields were demonstrated almost immediately: in commissioning (Richard et al. 2015), science verification (Karman et al. 2015) and regular observations (e.g. Jauzac et al. 2016; Grillo et al. 2016; Caminha et al. 2017a; Lagattuta et al. 2017; Mahler et al. 2018; Lagattuta et al. 2019). Most notably, it has been very successful to follow up on the Frontier Field clusters (hereafter FFs; Lotz et al. 2017), a programme initiated by STScI to get deep observations of six massive clusters with the *Hubble* (HST) and *Spitzer* space telescopes. But MUSE was also very successful to follow up on clusters with shallower HST images (e.g. Jauzac et al. 2019; Mahler et al. 2019; Rescigno et al. 2020).

This success has pushed several teams to analyse MUSE observations of known massive clusters such as the Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble (CLASH, Postman et al. 2012) programme (Rexroth et al. 2017; Caminha et al. 2019a; Jauzac et al. 2020). Indeed, the richness of the MUSE spectroscopic datasets have a strong legacy aspect, for example to iden-

tify small-scale gravitational lenses in the clusters (Meneghetti et al. 2020), or cross-match with multiwavelength observations of the same fields (e.g. with ALMA; Laporte et al. 2017; Fujimoto et al. 2020 submitted).

In this paper, we present a full analysis of 12 lensing clusters, totalling more than 125 hours of exposure time with the MUSE instrument. These observations are in majority taken as part of the MUSE Guaranteed Time Observations (GTO) programme, but are complemented by additional MUSE datasets publicly available on the same clusters or following a similar target selection. We have benefited from many years of developments in MUSE analysis tools as part of the MUSE GTO programmes (Bacon et al. 2017; Inami et al. 2017; Piqueras et al. 2019) to improve the data reduction, source detection and analysis. The results of this analysis are made available in the form of a public data release.

This paper is organised as follows. Section 2 presents the target selection, observations and data reduction for the MUSE and ancillary datasets used in our analysis. Section 3 describes the construction of the spectroscopic catalogues contained in the data release and Sect. 4 describes the mass models we use to estimate the magnification and source properties. We provide an overview of the full spectroscopic catalogue and a few science highlights in Sect. 5, and give our conclusions in Sect. 6.

Throughout the paper, we assume a standard Λ -Cold Dark Matter (CDM) cosmological model with $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ whenever necessary. At the typical redshift of the lensing clusters ($z = 0.4$), $1''$ covers a physical distance of 5.373 kpc. All magnitudes are given in the AB system.

2. Observations and data reduction

2.1. Cluster sample

The observations used in our analysis focus on the cores of massive galaxy clusters from both the MUSE Lensing Cluster GTO programme and available archival programmes that target similar clusters. Cluster fields in the MUSE GTO programme were chosen based on their strong-lensing efficiency at magnifying background sources, in particular Lyman- α Emitters (LAEs) at $z > 3$ expected to be detected within the MUSE spectral range.

We compile our sample from a master list of massive X-ray luminous clusters, mainly from the *ROSAT* Brightest Cluster Sample (BCS, Ebeling et al. 1998, 2000) and the MAAssive Cluster Survey (MACS, Ebeling et al. 2001), along with its southern counterpart, SMACS. Valuable follow-up imaging with the *HST* was performed in particular for MACS and SMACS clusters for *HST* SNAPshot programmes GO-10491, -10875, -11103, -12166, and -12884 (PI Ebeling), allowing the identification of strong-lensing features in the form of arcs and arclets in almost every single target (e.g. Ebeling et al. 2007; Repp et al. 2016).

To build the sample, we chose targets based on the following selection criteria: firstly a cluster redshift $0.2 < z_{cl} < 0.6$, to ensure that the main spectral signatures (K,H absorption lines and 4000 break) of cluster members are located in a low-background region of the MUSE spectrum; secondly, a wide range in Right Ascension (R.A.), to allow easier scheduling with respect to the rest of MUSE GTO observations, and a transit at low airmass (< 1.25) as seen from Cerro Paranal Observatory, corresponding to declinations $-60 < \text{Dec} < +10$ degrees. Thirdly, we require at least one existing high-resolution broad-band *HST* image (in either the F606W or F814W filter to ensure overlap with the MUSE spectral range), that shows bright arcs and multiple images; these images are critical to pinpoint the location of sources sufficiently bright in the continuum. Finally, we require a preliminary mass

model based on *HST* images and spectroscopic confirmation of at least one multiply imaged system to roughly estimate the total mass in the cluster core. From this crude map the MUSE observations could be designed to efficiently cover the critical lines and multiple-image region.

For clusters observed in the framework of the MUSE GTO, the choice of the precise centre for the pointing, or the mosaic configuration, were determined in such a way that the observed area included as far as possible the tangential critical lines, in order to maximise the number of strongly magnified and multiple images (see also Sect. 3.6).

We present here the results for a set of 12 clusters selected through this process, all of which were analysed in a uniform manner. The combination of the aforementioned criteria makes our selection similar to the one used in other cluster surveys such as CLASH and the FFs. It is therefore not surprising that half of the clusters we selected overlap with these two programmes.

The main properties of the 12 selected clusters are summarised in Table 1. Additional clusters observed as part of the GTO programme will be analysed following the same procedure as described in this paper, and included in a future data release.

2.2. MUSE GTO survey

The MUSE Lensing Cluster project (PI: Richard) is a multi-semester programme, which has been running since ESO semester P94 starting in Fall 2014. It targets the central regions of the massive lensing clusters introduced in the previous section, with an effective exposure time of 2 – 10 hrs per pointing. Data are acquired in Wide Field Mode (WFM), using both standard (WFM-NOAO-N) and adaptive-optics (WFM-AO-N) observations – the latter configuration having been available since Fall 2017, following the commissioning of the ground layer Adaptive Optics (AO) correction. Although the AO mode improves the seeing, we note that WFM-AO-N datasets have a gap in the 5800-5980 Å wavelength range due to the AO notch filter. Additionally, while nearly all of the data are acquired in Nominal mode, covering the 4750 - 9350 Å wavelength range, one exception is the Bullet cluster, for which observations were taken in Extended mode (WFM-NOAO-E) covering bluer wavelengths (See Sect. 2.5).

The location and orientation of each MUSE pointing has been chosen to maximise the coverage of the multiply-imaged regions (Fig. 1), and also to guarantee the availability of suitable Tip-Tilt stars for observations taken in WFM-AO-N mode. In the case of FF and CLASH clusters, we adopted a coverage of larger mosaics of multiple contiguous MUSE pointings to increase the legacy value of these datasets, in coordination with non-GTO programmes (see below).

The observations were split into blocks of ~1-1.15 hr execution time. Each observing block consists in either 2×1800 sec., 3×900 sec or 3×1000 sec. exposures. We included a small spatial dithering box ($< 0''.3$) as well as 90 degrees rotations of the instrument between each exposure. Indeed this strategy has been shown to help reduce the systematics due to the IFU image slicer (Bacon et al. 2015). A summary of all exposures taken is provided in Table 2.

Standard calibrations have been used for this programme, including day-time instrument calibrations as well as standard star observations. All exposures taken after the 2nd MUSE commissioning in June 2014 (i.e. all cluster fields presented here except for SMACS2031) include single internal flat-field exposures taken with the instrument as night calibrations. These short (0.35 sec.) exposures are used for an illumination correction and taken

every hour, or whenever there is a sudden temperature change in the instrument. These calibrations are important to correct for time and temperature dependence on the flat-field calibration between each slitlet throughout the night. In addition, twilight exposures are taken every few days and are used to produce an on-sky illumination correction between the 24 channels.

2.3. MUSE archival data

The importance of getting deep MUSE exposures on the FFs has led us to coordinate a joint effort between the GTO programme and additional programmes towards MACS0416 and Abell 370 (ESO programmes 094.A-0525 and 096.A-0710 respectively, PI: Bauer). Overall, the same strategy as for the GTO campaign has been followed for these observations, and were combined with GTO data when overlapping. Similarly, additional exposure time in the northern part of the FF cluster MACS0416 has been obtained as part of ESO programme 0100.A-0764 (PI: Vanzella, Vanzella et al. 2020b), and combined with the GTO observations.

Finally, we include in our analysis two CLASH clusters observed as part of ESO programmes 095.A-0525, 096.A-0105, 097.A-0909 (PI: Kneib) on MACS0329 and RXJ1347, again with very similar science goals and observing strategy to the GTO programme. A first analysis on these datasets with only partial exposure time was presented in Caminha et al. (2019a) and we present here a more detailed analysis of the full datasets after homogeneous reduction as for the other fields.

2.4. Ancillary HST data

We make use of the available high-resolution WFPC2, ACS/WFC, and WFC3-IR images in the optical / near-infrared covering the MUSE observations. Six clusters in our sample are included in the CLASH (Postman et al. 2012) and FF (Lotz et al. 2017) surveys, for which High Level Science Products (HLSP) incorporating all observations taken in 12 and 6 filters respectively have been aligned and combined. We use the HLSP images provided by the Space Telescope at the respective repositories for CLASH¹ and FFs².

For the remaining six clusters, Snapshot and GO programmes on *HST* were obtained as part of the MACS survey (PI: Ebeling) as well as follow-up *HST* programmes (PIs: Bradac, Egami). The details of the *HST* programmes and available bands are given in Table 3, and were used in previous strong-lensing work. We make use of the reduced *HST* images available in the Hubble Legacy Archive (HLA).

Following the MUSE observations on MACS0940, we have obtained as part of *HST* programme 15696 (PI: Carton) new images with ACS and WFC3-IR at a higher resolution and going much deeper than the previous WFPC2 snapshot in F606W. Three orbits were obtained in F814W (totalling 7526 sec), one orbit in F125W (totalling 2605 sec) and 1.5 orbits in F160W (totalling 3900 sec). We have aligned and drizzled the individual calibrated exposures for each band using the *astroDrizzle* and *TweakReg* utilities (Koekemoer et al. 2011).

All HLSP datasets were already calibrated for absolute astrometry. The *HST* images for the remaining 6 clusters were aligned against one another and with respect to star positions in J2000 selected from the Gaia Data Release 2 (Gaia Collaboration et al. 2018) catalogue. The accuracy of the absolute astrometry is $< 0''.06$.

¹ <https://archive.stsci.edu/missions/hlsp/clash/>

² <https://archive.stsci.edu/missions/hlsp/frontier/>

Cluster	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	z_{cl}	Notes	Model Reference
Abell 2744	00:14:20.702	-30:24:00.63	0.308	MACS, FF	Jauzac et al. (2015)
Abell 370	02:39:53.122	-01:34:56.14	0.375	FF	Richard et al. (2010)
MACS J0257.6-2209	02:57:41.070	-22:09:17.70	0.322	MACS	Repp & Ebeling (2018)
MACS J0329.6-0211	03:29:41.568	-02:11:46.41	0.450	MACS, CLASH	Zitrin et al. (2012)
MACS J0416.1-2403	04:16:09.144	-24:04:02.95	0.397	MACS, CLASH, FF	Jauzac et al. (2014)
1E 0657-56 (Bullet)	06:58:38.126	-55:57:25.87	0.296		Paraficz et al. (2016)
MACS J0940.9+0744	09:40:53.698	+07:44:25.31	0.335	MACS	Leethochawalit et al. (2016)
MACS J1206.2-0847	12:06:12.149	-08:48:03.37	0.438	MACS, CLASH	Ebeling et al. (2009)
RX J1347.5-1145	13:47:30.617	-11:45:09.51	0.451	MACS, CLASH	Halkola et al. (2008)
SMACS J2031.8-4036	20:31:53.256	-40:37:30.79	0.331	MACS	Christensen et al. (2012)
SMACS J2131.1-4019	21:31:04.831	-40:19:20.92	0.442	MACS	Repp & Ebeling (2018)
MACS J2214.9-1359	22:14:57.292	-14:00:12.91	0.502	MACS	Ebeling et al. (2007)

Table 1. Summary of selected lensing clusters. The reference WCS location corresponds to the brightest cluster member of the (sub-)cluster targeted by the MUSE observations. We mention in the notes whether the target belongs to the MACS, Frontier Fields (Lotz et al. 2017) or CLASH (Postman et al. 2012) surveys, as well as other relevant publications about preliminary mass models or known lensed arcs in these clusters prior to the MUSE observations. The rightmost columns give the reference to the lens model used to design the MUSE observations.

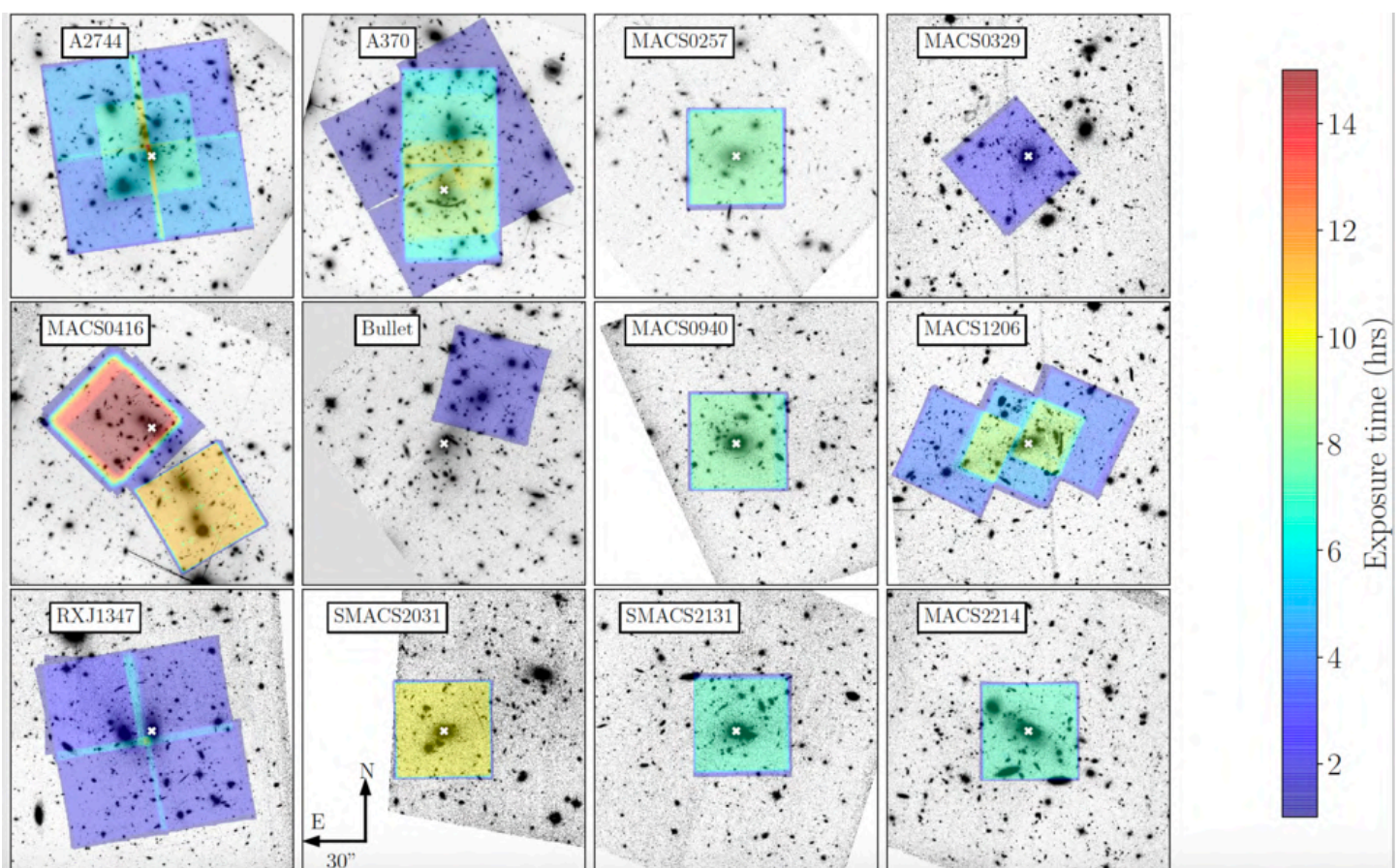


Fig. 1. MUSE exposure maps overlaid on top of the *HST*/F814W images. The 12 clusters from Table 1 are displayed in reading order, with the reference position from the same table marked as a white cross.

2.5. MUSE Data reduction

For consistency, data from each cluster are reduced using a common pipeline, which processes the raw exposures retrieved from the ESO archive into a fully-calibrated combined datacube. This sequence largely follows the main standard steps described in Weilbacher et al. (2020) as well as the MUSE Data Reduction

Pipeline User Manual³. However, we make some modifications due to the crowded nature of lensing cluster fields, which contain extended bright objects. We summarise each step below. While the specific version of the Data Reduction Pipeline used on each cluster ranged between v2.4 to v2.7, there are only minor changes between these versions, and these do not affect the quality of the resulting datacubes.

³ <https://www.eso.org/sci/software/pipelines/muse/>

Cluster	Prog. ID	Obs. Date [UT]	Exp. Time (Mode) [s]	PSF "	T _{eff} [hr]	Notes
A2744	094.A-0115, 095.A-0181, 096.A-0496	2014-09-21 – 2015-11-09	40×1800 (NOAO)	0.61	3.5-7	2×2 mosaic
A370	094.A-0115, 096.A-0710	2014-11-20 – 2016-09-28	4×1800 (NOAO) 37×962 (NOAO) 24×930 (NOAO) 3×953 (NOAO)	0.66	1.5-8.5	2×2 mosaic
MACS0257	099.A-0292, 0100.A-0249, 0103.A-0157	2017-09-20 – 2019-09-28	6×1000 (NOAO) 24×1000 (AO)	0.52	8	
MACS0329	096.A-0105	2016-01-09 – 2016-01-29	6×1447 (NOAO)	0.69	2.5	
MACS0416 (N)	094.A-0115, 0100.A-0763	2014-12-17 – 2019-03-04	4×1800 (NOAO) 6×1670 (NOAO) 27×1670 (AO)	0.53	17	
MACS0416 (S)	094.A-0525	2014-10-02 – 2015-02-24	50×700 (NOAO) 8×667 (NOAO)	0.65	11-15	
Bullet	094.A-0115	2014-12-18	4×1800 (NOAO) ⁽¹⁾	0.56	2	
MACS0940	098.A-0502, 098.A-0502, 0101.A-0506	2017-01-30 – 2018-05-13	3×1000 (NOAO) 30×900 (AO) ⁽²⁾	0.57	8	
MACS1206	095.A-0181, 097.A-0269	2015-04-15 – 2016-04-09	26×1800 (NOAO) ⁽³⁾	0.52	4-9	3×1 mosaic
RXJ1347	095.A-0525, 097.A-0909	2015-07-16 – 2018-03-21	8×1475 (NOAO) 18×1345 (AO)	0.55	2-3	2×2 mosaic
SMACS2031	60.A-9100 ⁽⁴⁾	2014-04-30 – 2014-05-07	33×1200 (NOAO)	0.79	10	
SMACS2131	0101.A-0506, 0102.A-0135, 0103.A-0157	2018-08-13 – 2019-09-30	30×900 (AO)	0.59	7	
MACS2214	099.A-0292, 0101.A-0506, 0103.A-0157, 0104.A-0489	2017-09-21 – 2019-10-22	3×1000 (NOAO) 27×900 (AO)	0.55	7	

⁽¹⁾Taken in extended mode (WFM-NOAO-E). ⁽²⁾1 exposure stopped after 740 sec.

⁽³⁾1 exposure stopped after 1405 sec. ⁽⁴⁾MUSE commissioning run.

Table 2. Summary of MUSE observations analysed on the 12 clusters. Note that the two datasets on MACS0416 cluster (N)orth and (S)outh have been treated separately. From left to right: MUSE dataset, ESO Programs, range of observing dates, list of exposure times and instrument modes, final image quality of the combined datacube (FWHM at 700 nm), range of effective exposure time per spaxel, notes on multiple pointings (see also Fig. 1).

Cluster	HST Program(s)	Filters	Reference
MACS J0257.6–2209	12166, 14148	F606W, F814W, F110W, F160W	Repp & Ebeling (2018)
1E 0657–56 (Bullet)	10863, 11099, 11591	F435W, F606W, F775W, F814W, F850LP, F110W, F160W	Paraficz et al. (2016)
MACS J0940.9+0744	15696	F606W, F814W, F125W, F160W	This Work
SMACS J2031.8–4036	12166, 12884	F606W, F814W	Repp & Ebeling (2018)
SMACS J2131.1–4019	12166	F814W, F110W, F140W	Repp & Ebeling (2018)
MACS J2214.9–1359	9722, 13666	F555W, F814W, F105W, F125W, F160W	Zitrin et al. (2011)

Table 3. Details of the HST programs and filters used for the 6 clusters which are not part of the FF or CLASH samples.

The first step in the pipeline provides basic calibrations. Raw calibration exposures are combined and analysed to produce a master bias, master flat and trace table (which locates the edges of the slitlets on the detectors), as well as the wavelength solution and Line Spread Function (LSF) estimate for each observing night. These calibrations are then applied on all the raw science exposures to produce a *pixel table* propagating the information on each detector pixel without any interpolation. A bad pixel map is used to reject known detector defects, and we make use of the geometry table created once for each observing run to precisely locate the slitlets from the 24 detectors over the MUSE FoV. Twilight exposures and night-time internal flat calibrations (when available) are used for additional illumination correction.

The second step of the data reduction makes use of the `muse_scipost` module of the data reduction pipeline to process science pixel tables. The calibrations performed in this step include flux calibration using standard star exposures taken at

the beginning of the night, telluric correction, auto-calibration (detailed below), sky subtraction, differential atmospheric refraction correction, relative astrometry and radial velocity correction to barycentric velocity. In the case of WFM-AO-N observations with adaptive optics, laser-induced Raman lines are also fit and subtracted.

Each calibrated pixel table is then resampled onto a datacube with associated variance, regularly sampled at a spatial pixel (hereafter spaxel) scale of 0".2 and a wavelength step of 1.25 Å, between 4750 (4600 for WFM-NOAO-E) and 9350 Å. The drizzling method from `muse_scipost` is used in the resampling process, which also performs a rejection of cosmic-rays. A white light image is constructed for each datacube by inverse-variance weighted averaging all pixel values along the spectral axis. Individual white light images are used to measure spatial offsets between individual exposures. This is done either through the use of the `muse_exp_align` task of the data reduction pipeline, or

by locating point sources against an *HST* image in the F606W or F814W filter, in the case of large MUSE mosaics. The measured offsets are then used to produce fully aligned (in World Coordinate System, or WCS) datacubes for each exposure.

Once resampled to the same WCS pixel grid, all datacubes are finally combined together outside of the pipeline using the MPDAF⁴ (Piqueras et al. 2019) software task `CubeList.combine`, or its equivalent `CubeMosaic.pycombine` for large mosaics. This allows one to perform an inverse-variance weighted average over a large number of datacubes. A $3\text{-}5\sigma$ rejection (depending on the number of exposures) of the input pixels was applied in the average, to remove remaining defects and cosmic rays, totalling $\sim 5\text{-}10\%$ of all pixels in each exposure. We visually inspected each individual white light image and manually rejected very few obvious cases of light contamination, issues in telescope tracking, etc. from the combination. We also masked 4 cases of satellite and asteroid trails by selecting and masking the relevant spaxels across the cubes. We estimated variations in atmospheric transmission by comparing the total flux of bright isolated sources between individual exposures and provided the correction factors as input to `CubeList.combine` or `CubeMosaic.pycombine`.

Low level systematics due to flat-field residuals (at the $\sim 1\%$ level) remain between each slitlet after applying the internal flat-field calibrations and nighttime illuminations. They appear prominently as a weaving pattern over the FoV in the white light image (Fig. 2, left panel). In v2.4 (and subsequent versions) of the data reduction pipeline, an optional self-calibration can be performed as part of `muse_scipost`, which makes use of the overall sky signal within each slitlet to correct for these flat-field systematics. This procedure has been shown to work accurately in MUSE deep fields where very bright continuum sources are scarce (Bacon et al. 2017). However the very bright extended cluster light haloes in the MUSE lensing fields, in particular in the vicinity of the Brightest Cluster Galaxies (BCGs) strongly bias this measurement when the procedure is applied automatically (Fig. 2), due to the extent of the Intra-Cluster light (ICL). We have the possibility to give as input to the pipeline a sky mask for the self-calibration procedure, to help the algorithm identify spaxels with a clean background. We constructed this mask in two steps, by thresholding a deep *HST* continuum image (smoothed by a $\sim 0''.6$ FWHM gaussian filter) or a MUSE white-light image created from a first combined datacube, and then applying it to produce the self-calibrated exposures. The threshold was determined by inspecting the mask to avoid using a too small fraction of the spaxels in a given slitlet for the background level estimation. In a few very crowded regions we make use of the multiple rotations in the observations to compute the self-calibration corrections only in the most favourable cases, and provide them as a user table (see more details in Weilbacher et al. 2020). When deemed necessary, another iteration on the sky mask was performed on the new combined cube to improve the self-calibration further. An illustration of the resulting combined white light image and sky mask is presented in the middle panel of Fig. 2. In the case of the SMACS J2031 cluster field, which is the only cluster lacking for night-time illumination corrections during the commissioning run, the improvements due to self-calibration are even more significant (see Claeysens et al. 2019).

The white-light image of the self-calibrated combined datacube shows some imperfections in the sky background, in the form of negative 'holes' in the interstacks between the MUSE

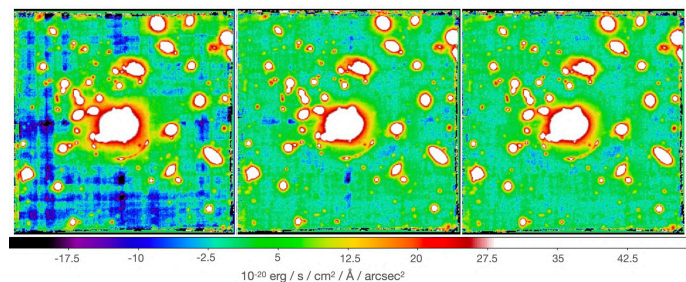


Fig. 2. Effect of auto-calibration on the white light image (example shown for MACS0940). From left to right: without auto-calibration, using auto-calibration with tuned object masks, with additional interstack masks. See Sect. 2.5 for more details.

slices, in particular within the top channels of the instrument. These can typically be corrected in empty fields by producing a *super-flat* calibration (Bacon et al. in prep.) combining all exposures in the instrument frame of reference while masking objects. However this method is not suited for crowded cluster fields. Instead, we aligned all the individual white light exposures in the instrument referential frame by inverting all WCS offsets and rotations between exposures, then detected deviant spaxels with strongly negative flux over the average combined image. This produces a small mask containing $\sim 0.6\%$ of the FoV, which we use to mask pixels in the datacubes at all wavelengths prior to combination. This results in the removal of the majority of the imperfections as seen in the white-light image (Fig. 2, right panel).

The combined datacube is finally processed using the Zurich Atmospheric Purge (ZAP, Soto et al. 2016) v2, which performs a subtraction of remaining sky residuals based on a Principal Component Analysis (PCA) of the spectra in the background regions of the datacube. This has been shown to remove most of the systematics in particular towards the longer wavelengths (see e.g. Bacon et al. 2017 in the UDF). We provide as input to ZAP an object mask by inverting the sky mask described above. Although the number of eigenvectors removed is automatically selected by ZAP, we have performed multiple tests adjusting this number to check that the chosen value did not affect the extracted spectra of faint continuum and line emitting sources.

2.6. MUSE Data Quality

The reduced datacube is given as a FITS file with two extensions, containing the f_λ and associated variance over a regular 3D grid. The spectral resolution of the observations varies from $R=2000$ to $R=4000$, with a spectral range between 4750 and 9350 Å. To ensure that cubes are properly Nyquist sampled, we set the wavelength grid to $1.25 \text{ \AA pixel}^{-1}$. The final spatial sampling is $0.2 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ in order to properly sample the Point Spread Function (PSF).

We have cross-checked the relative astrometry between the MUSE cubes and the *HST* images presented in Sect. 2.4, by cross-matching bright sources in the two datasets. We measure a global rms of $\sim 0''.12$, that is to say about half a MUSE spaxel.

In order to estimate the spatial Point Spread Function, which varies as a function of wavelength, we have followed the MUSE Hubble Ultra Deep Field approach, described by Bacon et al. (2017). From the MUSE datacube we produce pseudo-*HST* images in the bandpasses matching the *HST* filters (Table 3) and overlapping with the MUSE spectral range. These images are

⁴ <https://mpdaf.readthedocs.io/en/latest/>

compared with pseudo-MUSE images created from *HST* and convolved with a Moffat (1969) PSF at fixed $\beta = 2.5$. The FWHM of the Moffat function is optimised by minimising the residuals in Fourier space. This method allows to use all objects in the field to measure the PSF.

The wavelength dependence on the PSF is then adjusted by assuming a linear relation:

$$FWHM(\lambda) = C(\lambda - \lambda_0) + FWHM(\lambda_0). \quad (1)$$

The slope C of this relation depends on the use of Adaptive Optics, we find values ranging between -1.9×10^{-5} and -3.6×10^{-5} arcsec \AA^{-1} , which are similar to the ones from the MUSE Ultra Deep Fields (Bacon et al. 2017) and MUSE-Wide (Urrutia et al. 2019). We report for each dataset the FWHM of the PSF at 7000 \AA in Table 2. In general the datacubes have been taken in very good seeing conditions, translating into a typical $FWHM_{7000}$ value between 0'':55 and 0'':65. The only exception is SMACS2031 ($FWHM_{7000}=0'':79$) which was observed during MUSE commissioning. The same MUSE vs *HST* comparison allows us to cross-check the photometric accuracy of the MUSE cubes, and we find an agreement within 5-10% between the two datasets.

The variance extension of the cube is estimated during the data reduction and gives an estimate of the noise level which is generally underestimated due to correlation in the noise introduced during the final 3D resampling process (see e.g. Herenz et al. 2017; Urrutia et al. 2019; Weilbacher et al. 2020). To properly assess the noise properties of each cube as a function of wavelength, we make use of objects-free regions (as defined with the sky masks mentioned in Sect.2.5) and measure the variance of the flux level integrated over 1'' square apertures. When compared with the direct estimate from the variance extension, the two measurements show a simple constant correction factor between 1.3 and 1.5 on the standard deviation as a function of wavelength (e.g. Fig. 3). We apply this constant correction factor to the noise estimation of the datacube.

The relative noise levels presented in Fig. 3 are very similar in all datacubes (with the exception of the AO filter region which depends on the relative fraction of AO vs NOAO exposure time), and roughly scale with the square root of the effective exposure time. The 5σ surface brightness limits (averaged in a 1 arcsec² region) between skylines at 7000 \AA is 4.8×10^{-19} and 2.5×10^{-19} erg s⁻¹ cm⁻² \AA^{-1} arcsec⁻² for cubes with 2 hrs and 8 hrs exposure time respectively. This translates into a 5σ line flux limit of 1.5×10^{-18} and 7.7×10^{-19} erg s⁻¹ cm⁻² at 7000 \AA when averaged over a 5x5 spaxels aperture and 3 wavelength planes (6.25 \AA).

3. Construction of MUSE spectroscopic catalogues

3.1. Overview

The sheer number of volume pixels (voxels) in a 1 arcmin² MUSE datacube ($\sim 4 \times 10^8$) makes it challenging to locate and identify all the extragalactic sources; this is especially true when observing crowded fields like galaxy clusters. Prior knowledge of source locations from *HST* images provides crucial external information to help distinguish and deblend overlapping sources. Our goal is to extract a spectrum and estimate the redshift for all sources down to a limiting signal-to-noise ratio (described in subsequent subsections), either in the stellar continuum or via emission lines. Additional prior information on the redshift of background sources can be obtained for strongly-lensed multiple

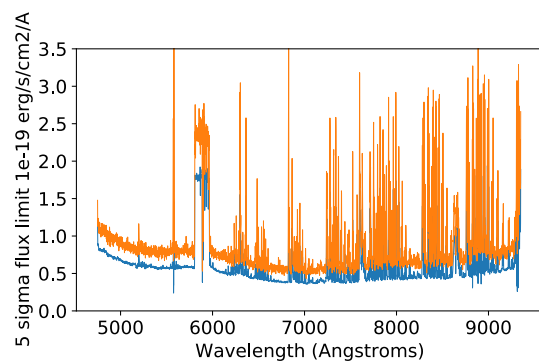


Fig. 3. 5σ continuum flux limit estimated in empty sky region of the MACS0940 datacube (8 hr exposure time), including (orange curve) or not (blue curve) the correction for correlated noise. The increased noise level within the AO filter (around 5890 Angstroms) is due to the shorter effective exposure time in WFM-NOAO-N instrument mode (50 min).

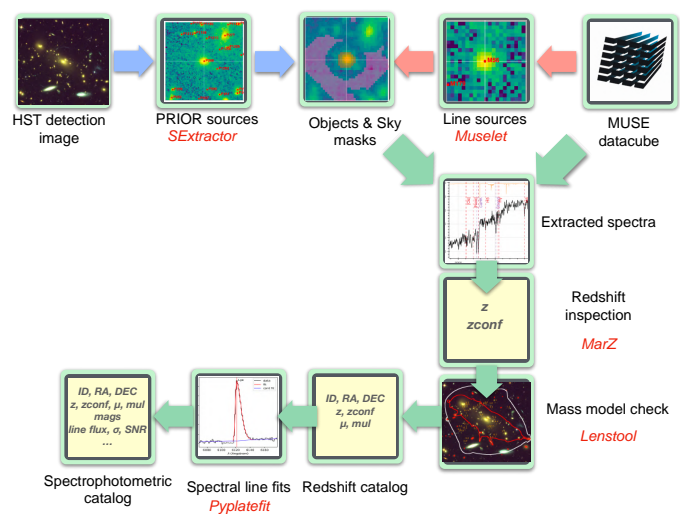


Fig. 4. Flowchart presenting the process of building the MUSE spectroscopic catalogues, based on the input *HST* images and MUSE datacube. Sect. 3 presents each step of the procedure in detail.

images, where well-constrained models allow. We have therefore developed a common process to analyse the MUSE datacubes incorporating all these elements.

The general concept of this procedure has been described previously in Mahler et al. (2018) and Lagattuta et al. (2019), but we have further refined and partially automated the methods for the subsequent cluster observations presented here, in order to create more uniform and robust catalogues. We summarise each step of the process in the flowchart shown in Fig. 4, and provide details on each step in the following subsections.

3.2. *HST* prior sources

We make use of all the available high-resolution *HST* imaging in each field (see Sect. 2.4) to produce input photometric catalogues of continuum sources that overlap with the MUSE FoV to identify regions for subsequent spectral extraction. Since our goal is to measure the spectra of typically faint compact background sources, usually embedded within the bright extended haloes of

cluster members, we first produce a *median-subtracted* version of each image by subtracting a $1''5 \times 1''5$ running median filter box. The WCS-aligned, median-subtracted *HST* images are cropped to the common MUSE area and further combined into an inverse-variance-weighted *detection image*, using SWARP (Bertin et al. 2002).

This procedure was used in previous works searching for faint high-redshift dropouts (Atek et al. 2015, 2018) in deep *Hubble* FF images, and significantly improves the detection of background sources while still keeping the central cores of all bright cluster members. The negative impact of the median subtraction is a reduction of the isophotal area for bright extended sources in the segmentation map, which reduces the total flux in their extracted MUSE spectra. However, as these sources all have high signal-to-noise ratio in the MUSE datacube, this has no impact on the spectroscopic redshift measurements, and we adjusted the size of the median-box filter in order to mitigate this effect.

The detection image is given as input to the SExtractor software (Bertin & Arnouts 1996) used in *dual* mode to measure the photometry over each *HST* band (aligning each band image with MONTAGE)⁵. We make use of the *HST* weight maps to account for variation of depth over the FoV, and selected typical SExtractor parameter values `detect_minarea=10-15` pixels and `detect_thresh=1.2-1.5`. These values were optimised for each cluster to account for variations in depth and pixel scale of the *HST* images.

The photometry performed by SExtractor in each band is merged together into a photometric catalogue of *HST* sources, dubbed *prior sources* through the rest of the paper. SExtractor also produces a segmentation map where each spaxel in the MUSE FoV is flagged with a source ID number.

During the detection process, SExtractor tends to split large clumpy sources such as foreground disk galaxies or very elongated arcs into multiple entries in the catalogue. Such cases are visually identified as part of the source inspection and redshift estimation process (see Sect. 3.5), and the corresponding photometry and segmentation map are merged together to produce a single *prior source* located at the *HST* light barycenter.

3.3. Line-emitting sources

Independent from the *HST* continuum sources, we produced a catalogue of line-emitter candidates identified directly from the MUSE datacubes. This was performed by running the muselet software, which is part of the MPDAF python package (Piqueras et al. 2019). muselet first creates a ‘pseudo-narrow-band’ MUSE datacube by replacing each wavelength plane of the cube with a continuum-subtracted narrow-band image. To generate the narrow-band emission for a given wavelength, we take a weighted average of five planes of the cube (the original wavelength plane and its four nearest neighbours), using a fixed FWHM Gaussian weight function corresponding to 150 km s^{-1} for a line centred at 7000 \AA . This weighting scheme improves the signal-to-noise ratio of the narrow-band at the centre of a typical emission line of similar FWHM. The subtracted continuum is estimated by an inverse-variance weighted average of two 25 \AA wide wavelength windows located directly bluewards and redwards of the narrow-band. We have found that these parameters are generally appropriate for an automatic subtraction of the local continuum.

The full set of narrow-band images is run through SExtractor to detect candidate spectral lines at each wavelength. Because we expect some galaxies to show diffuse extended emission, es-

pecially Lyman- α emitters, we tune our SExtractor detection parameters (`detect_minarea=12` pixels; `detect_thresh=1.2`), and spatial smoothing filter (a 5×5 pixel tophat with $\text{FWHM}=0''8$) to better identify these objects. By construction, all bright lines will be detected in adjacent wavelength planes, and therefore they are automatically merged into a master list of individual line candidates. We specifically masked three 4 \AA -wide wavelength regions in the cube corresponding to bright sky lines at 5577 and 6300 \AA as well as the strongest Raman line at 6825 \AA , to prevent artefacts in the detections. Sets of lines spatially coincident (within 1 seeing disk) are then grouped together into `muselet sources` and a segmentation map is produced. A first redshift estimate is also provided by muselet based on an automatic match with a list of bright emission lines.

The MPDAF v2.0 of the muselet software was used for a first set of clusters (Abell 2744, Abell 370, MACS1206, MACS0416S). MPDAF v3.1 introduces improvements in the merging and weighting schemes of the muselet sources, and was used for the rest of the clusters.

3.4. Spectral extraction

In order to characterise the detected *prior* and `muselet` sources, we adopt the following procedure to extract 1D spectra, which optimises the signal-to-noise of the detections while being adapted to crowded fields. A weight image is created for each source by taking the flux distribution over the segmentation maps produced as part of the detection process. In the case of *prior* sources this flux distribution is taken from the combination of all *HST* filters, and the 2D weight map is convolved by the MUSE PSF model described in Sect. 2.6. To account for the wavelength variation of the PSF (Eq. 1), weight images are created for each source at 10 wavelength planes (i.e. at $\sim 500 \text{ \AA}$ intervals) over the MUSE spectral range and interpolated into a 3D weight cube. In the case of `muselet` sources, the segmentation map used is the one of the brightest emission line of the object. Since we do not account for wavelength variations in the intrinsic flux profiles of galaxies (e.g. colour gradients), the weighted extractions, while optimal for the distant compact sources, are not spectrophotometrically accurate for the extended cluster members. For this reason we also extract unweighted spectra.

The weighted spectrum is computed following the optimal extraction algorithm from Horne (1986):

$$F(\lambda) = \frac{\sum_{x,y} C_{x,y,\lambda} W_{x,y,\lambda} / V_{x,y,\lambda}}{\sum_{x,y} W_{x,y,\lambda}^2 / V_{x,y,\lambda}}, \quad (2)$$

where $C_{x,y,\lambda}$ and $V_{x,y,\lambda}$ respectively correspond to the pixel flux and associated variance at a specific location in the cube, and $W_{x,y,\lambda}$ is the optional weight cube.

In addition, we estimate a local background spectrum around each source, produced by averaging the spectra from MUSE spaxels outside of all detected sources in the field. This local background estimate removes large-scale contamination from bright sources, such as stars and cluster members, as well as potential systematics in the background level remaining from the data reduction. We define spaxels containing sky and intra-cluster light by convolving the combined *HST* 2D weight map with the central wavelength MUSE PSF. From this, the darkest 50% of spaxels are considered as background-spaxels. However, for each object extracted we compute the local background, by aggregating the nearest ~ 500 background-spaxels surrounding it (with a

⁵ <http://montage.ipac.caltech.edu/>

minimum Manhattan distance of $0''.4$ from the object). To retain locality, we do not aggregate beyond $4''.0$, even if we have not reached the desired ~ 500 spaxel target. This ensures a good trade-off between aggregating sufficient sky spaxels to achieve a high signal-to-noise estimate of the background, without aggregating so many spaxels that they are no longer locally relevant.

Therefore, for every object we compute four sets of spectra: weighted (with and without) local background subtraction and unweighted (with and without) local background subtraction. In general weighted spectra with local background subtraction are those most optimal for source identification and redshift measurement. But for the bright very extended cluster members, the unweighted spectra without local background subtraction would provide superior spectrophotometric accuracy.

3.5. Source inspection

To determine the redshift of extracted sources, we adopt a semi-automatic approach similar to the one used to produce the redshift catalogue in the MUSE observations over the *Hubble* Ultra Deep Field (Inami et al. 2017). We make use of the Marz software (Hinton 2016) which looks for the best redshift solutions by performing a cross-correlation with a set of pre-defined spectral templates. The templates used in our analysis are described in detail in Appendix B of Inami et al. (2017). They include a variety of stellar spectra from Baldry et al. (2014) and deep MUSE spectra from blank fields (Bacon et al. 2015, 2017).

All *muselet* sources and every *prior* source down to a limiting (continuum-level) signal-to-noise ratio (S/N) have been inspected individually by at least 3 coauthors. Based on our first assessments, we adjust the *prior* magnitude limit for each cluster as a function of MUSE exposure time, given by $F814W_{AB}=25+1.25 \log(T/2.0)$, with T the maximum exposure time over the field in hours. This allows us to avoid reviewing sources with too low signal, and corresponds to a typical median S/N of ~ 1.5 per pixel over the MUSE spectral range. Any *prior* source in our final catalogue below this limit is therefore measured from a corresponding *muselet* detection.

To inspect each source in detail, we use a graphical interface tool designed within the MUSE collaboration (Bacon et al. in prep.) that lets a user simultaneously view all *HST* and MUSE white light images of the object, the extracted spectrum (and its variations) compared to features of the five best Marz redshift solutions, and zoom-ins on specific spectral lines and narrow-band images. The tool allows us to navigate quickly between all neighbouring sources, to check for contaminations or object blending. This tool has been adapted to the needs of the lensing cluster fields.

More specifically, the following information is inspected for each source:

- Spectroscopic redshift and confidence. All Marz solutions are assessed, and the user can also choose a different value manually. When a redshift solution is found, a confidence level ($zconf$) is selected according to its level of reliability:
 - Confidence 1: redshift based on a single low-S/N or ambiguous emission line, or several very low S/N absorption features. These sources are given in the public catalogue for comparison with other measurements, but are not used in the subsequent analysis.
 - Confidence 2: redshift based on a single emission line without additional information, several low S/N absorption features, or whose redshift confidence is increased

by the identification of multiply-imaged systems (see Sect. 3.6).

- Confidence 3: redshift based on multiple spectral features, or with additional information on a high S/N emission line (e.g. very clear asymmetry of the line, *HST* non-detection bluewards of the line).
- Association between *prior* and *muselet* sources. The two detection methods will most of the time identify the same sources, and we keep the *prior* sources by default when a clear match is found with *muselet* emission lines. It is important to note that significant spatial offsets can be found between the two sources, for example in the case of star-forming/photoionised gas trailing behind infalling galaxies in the cluster, or Lyman- α emission which is physically offset from the underlying UV continuum emission.
- Merging of sources. Clumpy star-forming galaxies or very elongated lensed arcs tend to be separated into multiple *prior* sources. We identify them and perform a new extraction of the merged source as in Sect. 3.4 by aggregating their segmentation maps and combining their photometry.
- Defects and artefacts. We identify stellar spikes or cosmic ray residuals in the *prior* catalogue, as well as artefacts found by *muselet* in the cube due to strongly varying spectral continuum (typically low-mass stars or cluster members).

The resulting inspection information is stored in a database, and since each spectrum was reviewed independently by at least three users, the results are cross-matched during a consolidation phase, where a consensus is reached in case of disagreement between the users, and the entry is written in the catalogue.

3.6. Assessment of multiple images

All sources with a reliable redshift in the catalogue are tested with the corresponding LENSPOOL mass model of the cluster (see Sect. 4) to predict multiple images. As the precision of the lens model is typically $0''.5 - -0''.9$ over the area of multiple images, and the density of objects in a given redshift plane is low, we easily find good matches for systems of images at the same redshift which are predicted to arise from the same source. We manually inspect the corresponding spectra of each matching candidate, as we expect precisely the same redshift and spectral features from multiple images. This assessment serves two purposes: (a) identifying multiple images in order to pinpoint truly independent sources, and (b) cross-checking the redshift measurements for background lensed sources.

Indeed, the main spectral features identified for background galaxies through the redshift inspection are typically bright emission lines ([O II], C III], C IV, Lyman- α) or absorption features (rest-frame UV ISM absorptions or Lyman- α break). Ambiguous redshifts are typically limited to an uncertainty between [O II] and Lyman- α as a single emission line, which produce very different lensing configurations between $z \sim 0.5-1.5$ and $z \sim 3-7$. The multiple-image assessment allows us to correct a very small number of erroneous redshifts (typically less than 3 images per cluster), and more importantly to boost the redshift confidence level to $zconf = 2$ for faint line emitters with $zconf = 1$ showing a clear matching counterimage predicted by the model.

As new multiple images help us refine and improve the lensing model, this is an iterative process: we start by using only spectroscopically confirmed images from the most secure systems (having confidence levels 2 or 3) as constraints in the model, and make further predictions from the refined model. We systematically search for spectral features in all predicted counter-images,

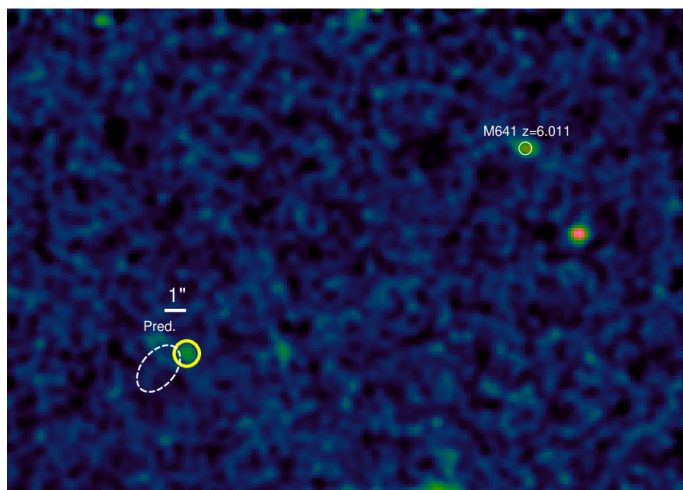


Fig. 5. Example of faint Lyman- α emission (large yellow circle) detected near the position of the predicted counterimage from `muselet` source 641 in cluster MACS0329, at $z = 6.011$ (small white circle). The image shows a smoothed narrow-band image at the peak wavelength of the emission. The dotted ellipse denotes the estimated $1-\sigma$ error region of the predicted location.

even when they are not included in the original catalogue, solving all possible inconsistencies. This process allows us to identify a small number (up to 5-10 per cluster) of images as faint emission lines in the narrow-band datacube, which were not identified originally by `muselet`. We include these images as additional entries in the catalogue by manually forcing their extraction, adopting a point source extraction aperture in the procedure described in Sect. 3.4. A typical example of faint counter image discovered during the assessment is presented in Fig. 5.

Remaining strongly-lensed sources not matched to a given system are $zconf = 1$ objects for which we are able to explain the lack of counterimage by either (a) its much lower magnification, (b) its strong contamination by a cluster member or foreground source, or (c) it being outside the MUSE FoV. Conversely, when the counterimage is predicted to be bright and isolated, but is not seen in the observations, we choose to entirely remove the $zconf = 1$ source from the redshift catalogue due to the large uncertainty in the measured redshift.

Multiple images are identified in a dedicated column (MUL) of the final spectroscopic catalogue: we adopt the usual notation X.Y where X identifies a system of multiple images and Y is a running number identifying all images for a given system.

3.7. Cross-checks with public spectroscopic catalogues

We performed a comparison of our spectroscopic catalogues with available spectroscopy from VLT and HST in the literature, including some of the same MUSE observations included in our sample.

3.7.1. Abell 2744 and Abell 370

First versions of the MUSE spectroscopic catalogues, using the same datasets but based on an earlier version of our data reduction and analysis process, were presented in Mahler et al. (2018) for Abell 2744 and in Lagattuta et al. (2019) for Abell 370. Both catalogues were cross-checked with available observations from the GLASS (Schmidt et al. 2014; Treu et al. 2015). The dat-

acubes included in these publications were reduced and analysed using an earlier version of the reduction pipeline and MPDAF, which did not include autocalibration or the interstack masks, and which used older versions of ZAP and MUSELET. In light of the newly processed datacube and source inspection catalogues, we reviewed all of the low-confidence sources ($zconf = 1$ or 2) from the public catalogues and rejected 18 sources. We corrected the redshifts for 9 sources, typically faint [O II] and Lyman- α emitters or sources in the redshift desert.

3.7.2. SMACS2031

An early catalogue from the MUSE commissioning data taken on this cluster was presented in Richard et al. (2015) together with a cluster mass model. In view of the significant improvements in the data reduction since these observations were taken (see also Claeysens et al. 2019) we fully re-reduced and analysed the MUSE observations following our common process. We identify three additional multiply-imaged systems as faint Lyman- α emitters (forming a total of nine images), and also find two counterimages for existing systems. One published redshift has been corrected.

3.7.3. MACS0416

A first analysis of the MUSE datasets in MACS0416 was presented by Caminha et al. (2017a) together with the CLASH/VLT redshifts from Balestra et al. (2016). The data they analysed includes the full MUSE coverage in the southern part (MACS0416S, programme ID 094.A-0525) but only the GTO coverage in the northern part (MACS0416N, programme ID 094.A-0115). In the southern part, we find small redshift differences for five sources in common and at low confidence ($zconf = 1$). One confirmed Lyman- α emitter (CLASHVLTJ041608.03-240528.1 at $z = 4.848$) was not detected with `muselet` in our catalogue but we confirmed it from the narrow-band cube at low confidence. In the same region, we identify nine new multiply-imaged systems producing 22 images in the MUSE data, which were not used in previous published models.

In the northern part, the MUSE data used in our analysis is much deeper and we find no discrepancy for the sources in common with (Caminha et al. 2017a). Vanzella et al. (2020b) present one source at $z = 6.63$ from the deep observations, which was also identified in our `muselet` catalogue. The deeper data provide us with additional redshifts (not used in previous published models) for 15 systems and 33 multiple images in that region, including 11 systems newly discovered with MUSE as faint Lyman- α emitters.

Following the submission of this manuscript, Vanzella et al. (2020a) presented an analysis of the same MACS0416 MUSE fields. They identify a counter-image for 6 multiply imaged systems in the north, which were not originally included in our analysis, and we confirm them in our extracted spectra at low to medium confidence level ($zconf = 1 - 2$). In addition, they present one additional triply imaged system in the overlap region between the two MUSE fields, which we add in our catalogues for completeness as system 100. In comparison with their catalogue of multiple images, we confirm 16 additional multiply imaged systems with MUSE redshifts in our analysis, including 7 in the deep northern part.

Finally, as in Sect. 3.7.1, we cross-check the agreement between our redshift measurements and the GLASS catalogue from

(Hoag et al. 2016) for the sources in common, and find no redshift discrepancies.

3.7.4. MACS1206

Caminha et al. (2017b) presented an analysis of the same MUSE data taken in the field of the cluster MACS1206 as in our sample. Their full spectroscopic catalogue is not publicly available but we have cross-checked the redshifts and multiply-imaged systems with our own analysis. We recover all of the systems at the same spectroscopic redshifts as used in their strong-lensing model. In addition, we identify eight new systems (named 29 to 36) of two to four images each (total 21 images) in our analysis of the datacubes. These 21 images are in their large majority Lyman- α emitters, generally diffuse and extended, that were found by muse1et. The redshifts were further confirmed by predictions from the well-constrained lens model ($\text{rms}_{\text{model}} = 0''.52$).

3.7.5. RXJ1347

Caminha et al. (2019a) presented an analysis of early observations taken in the RXJ1347, restricted to the upper-left quadrant of the mosaic taken in WFM-NOAO-N. We compare our spectroscopic redshifts with the public catalogue available on VizieR, as well as the constraints presented in their lens model, based on 8 multiply-imaged systems including 4 with spectroscopic confirmation (totalling 9 images). All the published sources are in common with our spectroscopic catalogue and there are no redshift discrepancies. The full dataset on this cluster gives us a significant increase in the number of spectroscopic redshifts and multiple systems: we identify 25 additional systems with a spectroscopic redshift, producing a total of 119 images. We compared our sample with the public redshift catalogue from GLASS on this cluster and did not identify any discrepancies between common redshifts. We boosted the confidence level for 2 MUSE sources with matching lines with GLASS observations.

3.7.6. MACS0329

Caminha et al. (2019a) presented an analysis of the same MUSE data taken in the field of the cluster MACS0329. We compare our spectroscopic redshifts with the public catalogue available on VizieR, and identify one source at $z = 2.919$ with diffuse Lyman- α emission which we did not detect in our muse1et catalogue. We confirm from our lensing predictions that it is indeed a multiply imaged candidate associated with the halo of our muse1et source 129 showing the same spectral line. We treat these images as a multiply-imaged candidate, but their precise location is too uncertain to be included as multiple images in our lensing model.

In addition, we identify two clear pairs of multiply imaged Lyman- α emitters which we include as strong lensing constraints (our systems 4 and 7) but which were not used in the strong lensing model from Caminha et al. (2019a). In both cases, one image from the system was in common between the two spectroscopic catalogues. We also identify 11 low confidence ($z_{\text{conf}} = 1$) Lyman- α emitters not present in their catalogue, which either do not predict or for which we cannot rule out the presence of a counterimages, as well as a high confidence ($z_{\text{conf}} = 3$) [O II] emitter at $z = 0.963$.

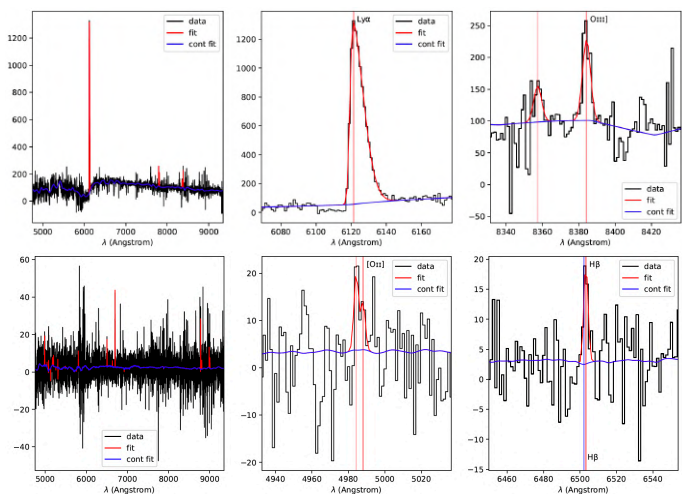


Fig. 6. Examples of PYPLATEFIT spectral fitting, for two sources in our catalogues. Top row shows the case of the bright $z = 4.03$ galaxy in MACS0940 (Claeysens et al. 2019) with $z_{\text{conf}} = 3$ and the bottom row a MUSELET-selected galaxy at $z = 0.337$ and $z_{\text{conf}} = 2$ in the same cluster field (M364). The left panel gives an overview of the spectrum, while the middle and right panels zoom in on specific spectral line fits. The best-fit spectrum and global continuum fit are plotted in red and blue, respectively.

3.8. Spectral analysis

Due to their different physical origins, the spectral features identified in each source as part of the cross-correlation (e.g. K, H Ca lines in cluster members, nebular emission lines, ISM absorption lines, Lyman- α emission) or through manual redshift measurement do not provide uniform constraints on the accuracy and precision of the redshift estimates. In addition, the cross-correlation carried out by Marz can be systematically off, and the results do not provide us with a reliable error on the redshift measurement.

Therefore, to properly distinguish between the various redshift estimates and get a better estimate on the redshift error, we make use of the PYPLATEFIT tool developed for the MUSE deep fields (Bacon et al. in prep.) on the weighted, sky-subtracted 1D spectra. PYPLATEFIT is a simplified python version of the original PLATEFIT IDL routines developed by Tremonti et al. (2004) and Brinchmann et al. (2004) for the SDSS project. It performs a global continuum fitting of the spectrum, and then fits individual emission and absorption lines using a Gaussian profile (or asymmetric Gaussian for the Lyman- α line). Multiple redshift estimates are measured for each family of spectral features (nebular emission lines, Balmer absorption lines, Lyman- α , ...), allowing for small velocity offsets (within 150 km/s, but up to 500 km/s for Lyman- α emission).

The line profile fitting is performed using the LMFIT python module. The best values and errors on the redshift and spectral line parameters (flux, signal-to-noise ratio, equivalent width) are computed using a bootstrap technique. Two examples of this spectral line fitting are presented in Fig. 6.

3.9. Full redshift catalogue

We provide a summary of all spectroscopic measurements for each cluster, in the form of two tables available online (examples for the first entries are presented in Tables A.1 and A.2). A main table gives the relevant information for each source: location,

redshift, and confidence, as well as photometric measurements, magnification, and multiple image identification. A companion table lists the measurements obtained by the PYPLATEFIT spectral fits for each source.

Figure 7 presents the spectroscopic catalogues overlaid on the colour *HST* images of each cluster, showing the spatial distribution of each redshift category with respect to the MUSE Fields as well as the region where we expect the multiple images.

Table 4 summarises the redshift measurements both for all sources and for the high-confidence ($z_{conf} > 1$) sources. There is a clear trend for clusters having shallower MUSE data (e.g. MACS0329, Bullet) to have a lower fraction of secure redshifts ($z_{conf} > 1$). We present a redshift histogram for all sources in Fig. 8, which is discussed further in Sect. 5. Fourteen percent of all redshift measurements from the MUSE datacubes (and 12% of high confidence detections, with $z_{conf} > 1$) are sources purely detected from their line emission with *muselet*, that is to say they cannot be securely associated with an *HST* source from the photometric catalogues. While the number of such *line-only* sources in the final catalogue strongly depends on the depth of the *HST* images (which varies from 26-29 AB for a point source depending on the field / filter), we have identified a few such sources even at the depth of the *HST* FF images (~ 29 AB). They correspond to high equivalent width Lyman- α emitters, comparable to sources discovered in the MUSE deep fields (Bacon et al. 2017; Hashimoto et al. 2017; Maseda et al. 2018). Low-redshift line-only sources are typically associated stripped gas and jellyfish galaxies in the clusters, or high equivalent width emission lines from compact galaxies.

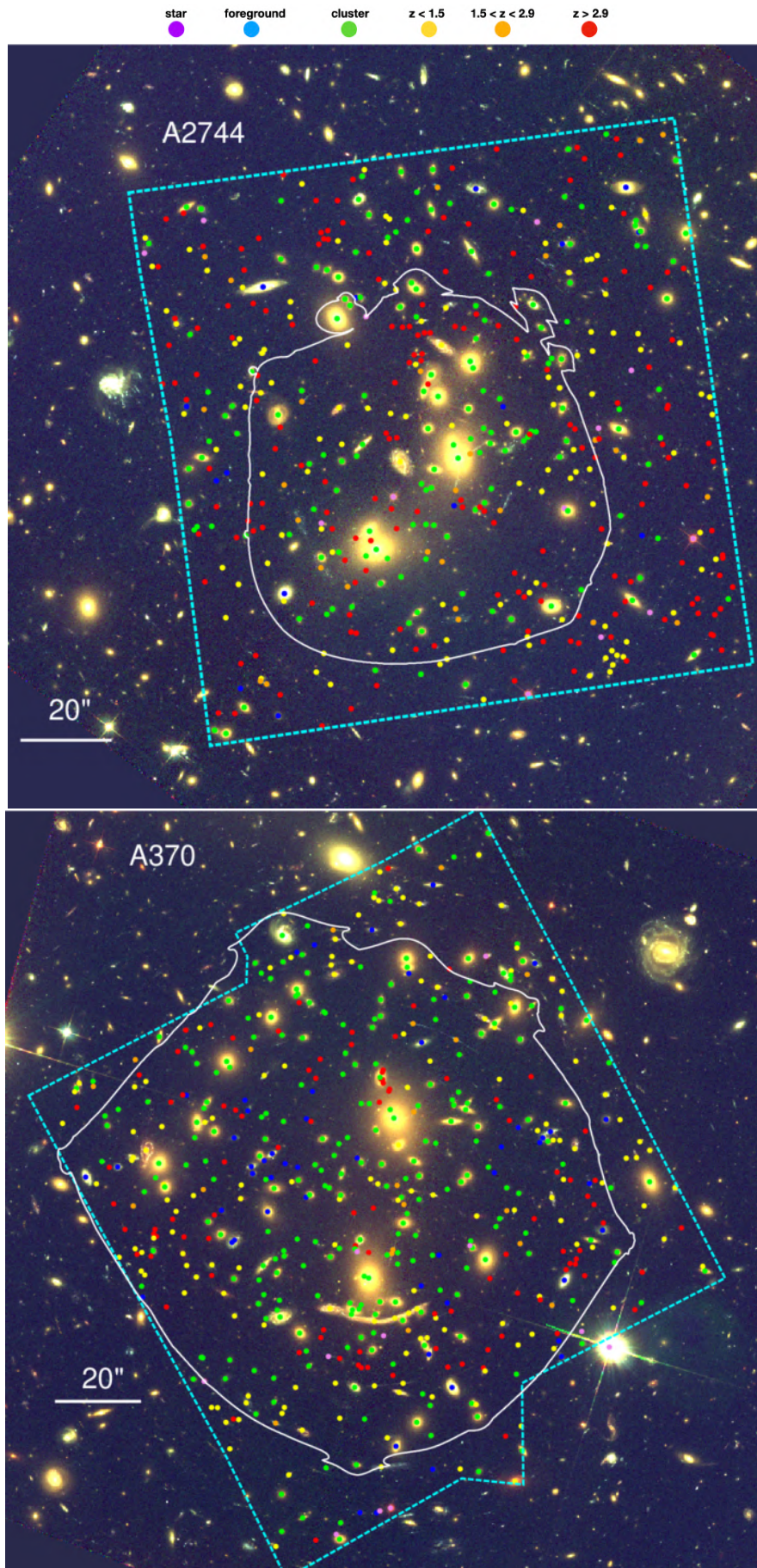


Fig. 7. Location of MUSE spectroscopic redshifts over *HST* F606W-F814W-F160W colour composites. North is up and east is left. The cyan dashed lines represent the limits of the MUSE datasets, while the solid white contour highlights the region where strongly-lensed multiple images are expected.

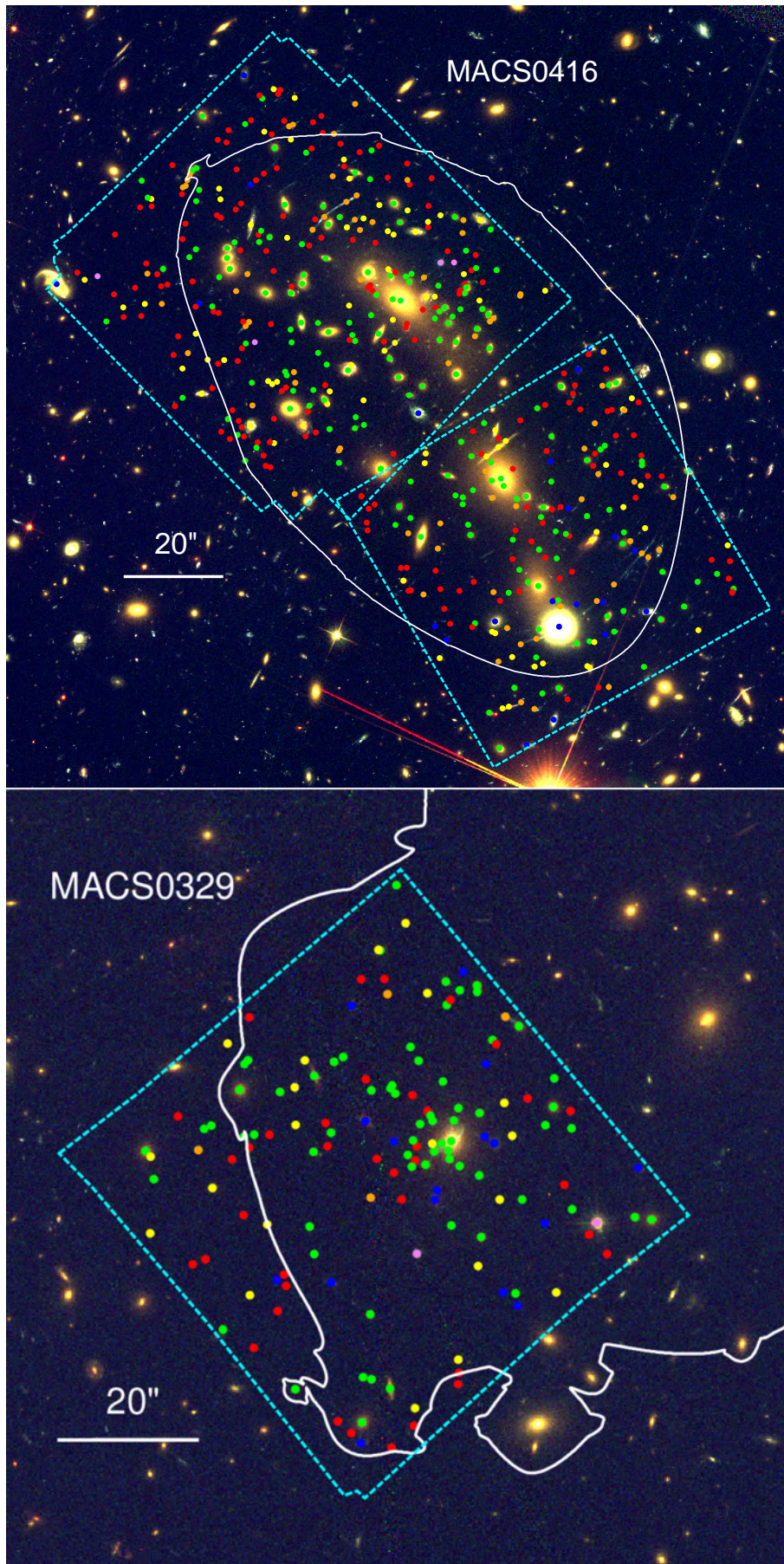


Fig. 7. (continued)

Cluster	Nz	$z_{\min}-z_{\max}$	$z < z_{\min}$	$z_{\min} < z < z_{\max}$	$z_{\max} < z < 1.5$	$1.5 < z < 2.9$	$z > 2.9$
A2744	506 (471)	0.280–0.340	28 (28)	158 (153)	115 (113)	29 (23)	176 (154)
A370	572 (546)	0.340–0.410	62 (60)	244 (227)	148 (144)	20 (17)	98 (98)
MACS0257	215 (183)	0.300–0.345	8 (8)	94 (85)	28 (25)	4 (3)	81 (62)
MACS0329	147 (107)	0.430–0.470	18 (14)	68 (55)	20 (16)	4 (4)	37 (18)
MACS0416	523 (421)	0.380–0.420	26 (20)	176 (147)	78 (65)	71 (50)	172 (139)
BULLET	130 (105)	0.250–0.330	20 (19)	63 (55)	26 (15)	4 (2)	17 (14)
MACS0940	216 (175)	0.320–0.355	8 (8)	67 (61)	53 (44)	3 (2)	85 (60)
MACS1206	442 (415)	0.405–0.460	22 (20)	186 (171)	119 (116)	24 (21)	91 (87)
RXJ1347	542 (450)	0.420–0.485	77 (69)	152 (138)	107 (97)	24 (17)	182 (129)
SMACS2031	158 (138)	0.325–0.360	13 (11)	60 (57)	19 (17)	4 (4)	62 (49)
SMACS2131	187 (157)	0.410–0.480	18 (16)	92 (76)	33 (30)	6 (3)	38 (32)
MACS2214	189 (159)	0.480–0.520	21 (17)	81 (71)	34 (32)	8 (2)	45 (37)
Total	3827 (3327)	–	321 (290)	1441 (1296)	780 (714)	201 (148)	1084 (879)

Table 4. Summary of all spectroscopic measurements. For each cluster we provide the total number of redshifts measured as well as in separate redshift bins: in the foreground, in the cluster, and in the background. The cluster redshift limits are defined from the velocity distributions and given as $z_{\min} - z_{\max}$. Numbers given in boldface are limited to the sources with high confidence redshifts ($z_{conf} > 1$).

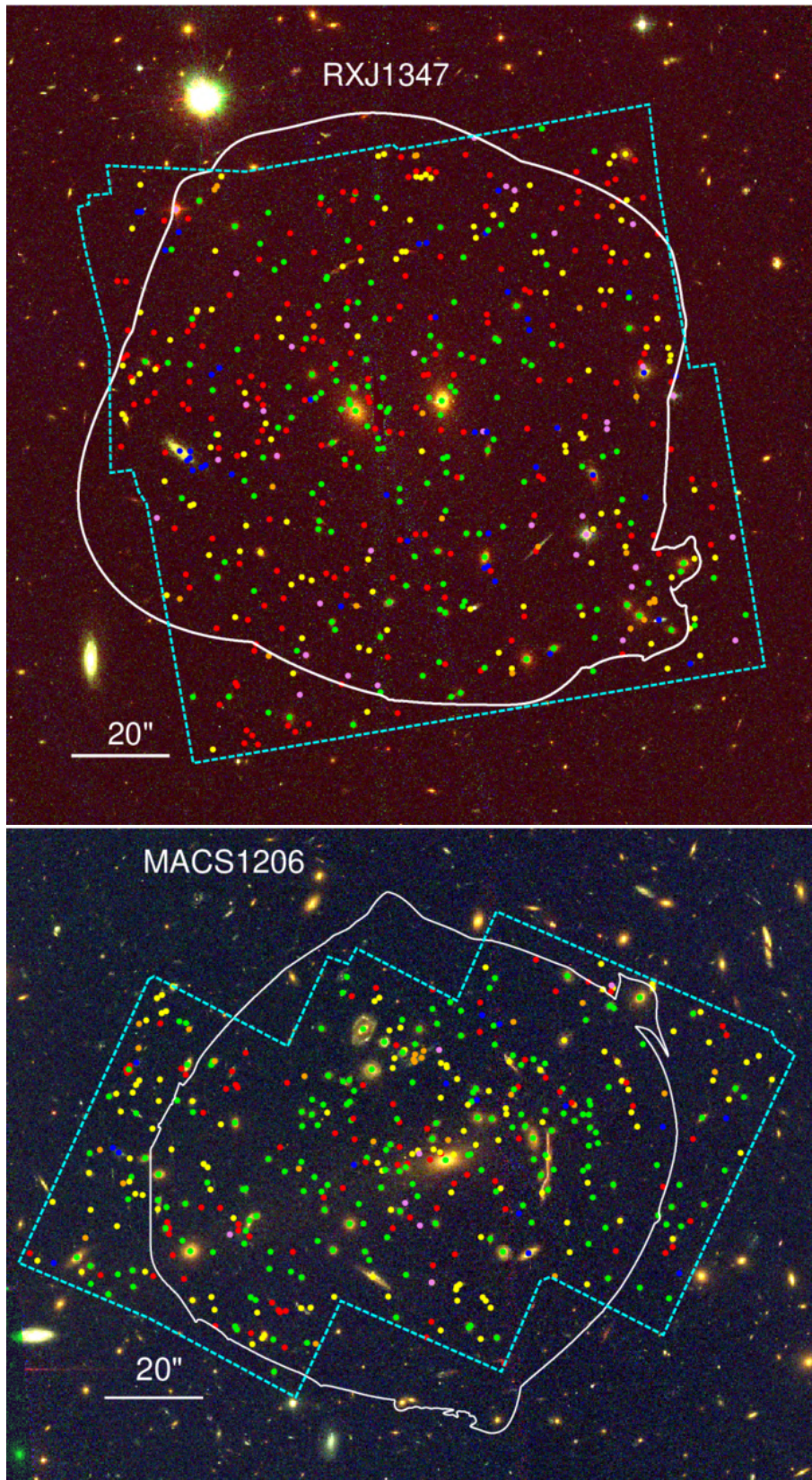


Fig. 7. (continued)

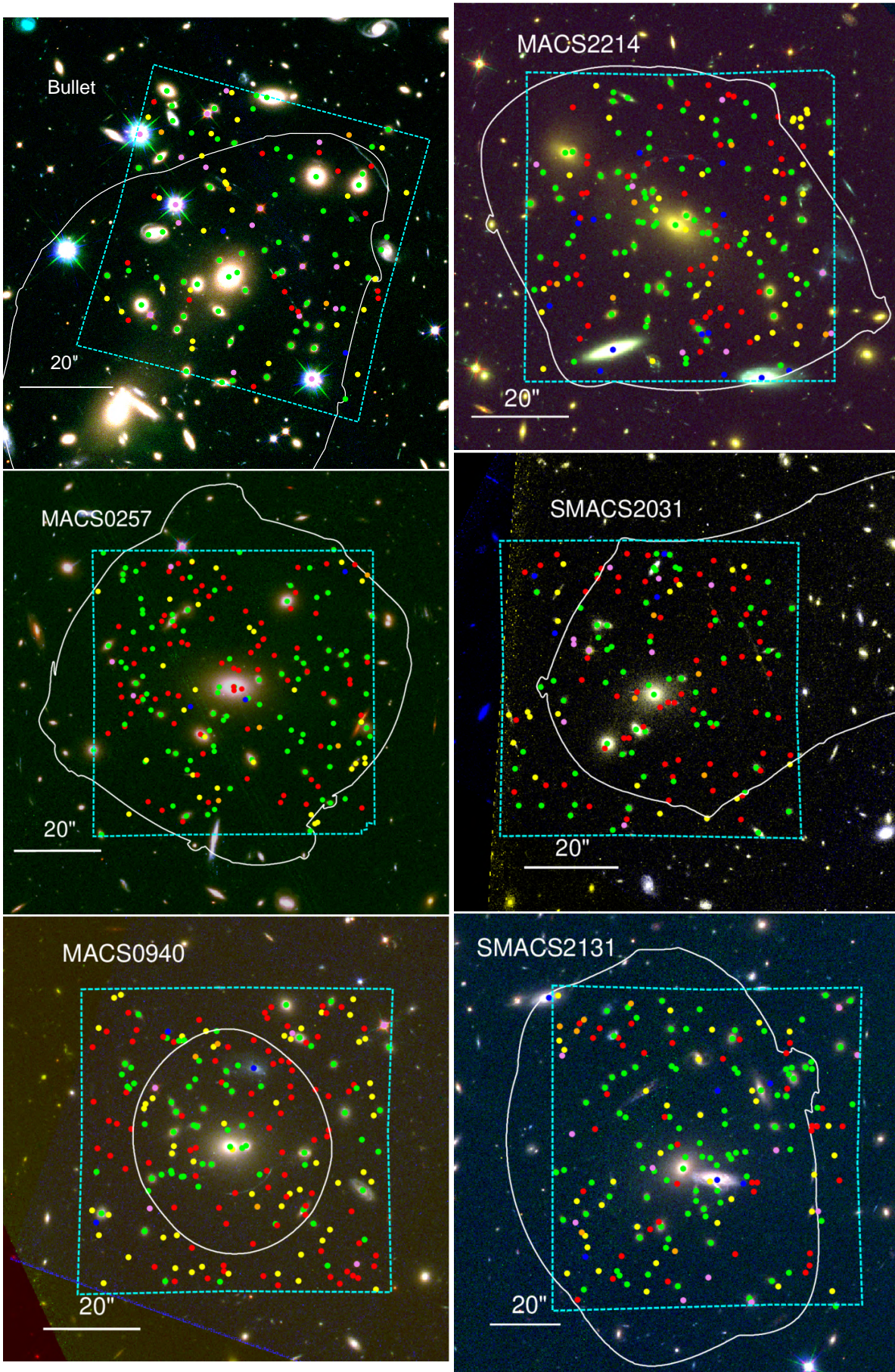


Fig. 7. (continued)

4. Mass models

In order to interpret the measured spectrophotometric properties of lensed background sources in a more physical way, we must first account for (and correct) both the magnification factors and the general shape distortions that massive cluster cores impart to the observations. To do this, we generate parametric models of each cluster's total mass distribution, using the numerous multiple images identified in the MUSE catalogues as constraints. In this section, we describe the procedure we use for this analysis, which is similar to the process employed by the CATS (Clusters As Telescopes) team to generate mass models of the FF clusters (e.g. Richard et al. 2014; Jauzac et al. 2014, 2015, 2016; Lagattuta et al. 2017; Mahler et al. 2018; Lagattuta et al. 2019) and makes use of the latest version (v7.1) of the public LENSTOOL software⁶ (Kneib et al. 1996; Jullo et al. 2007).

To reduce uncertainty, we use the spatial positions of only high-confidence multiple-image systems as constraints for a given model. Specifically, we include systems that are either confirmed spectroscopically (having at least one image with a spectroscopic redshift; called *gold* systems), or bright *HST* sources without a spectroscopic redshift, but with an obvious, unambiguous lensing configuration, similar to the ones reported as *silver* systems in previous works. Here, *gold* and *silver* are based on the notation used in previous FF studies (e.g. Lotz et al. 2017). We note that the vast majority of known systems will have new spectroscopic redshifts thanks to MUSE, so this limitation does not strongly bias the final model. In fact, this conservative approach allows us to reach a sufficient precision such that we can assess additional multiple images in the spectroscopic catalogues, as discussed in Sect. 3.6. We also make use of the preliminary mass models and known *HST* arcs from references listed in Table 1 as a starting point for our strong-lensing analysis.

4.1. Model parametrisation

LENSTOOL uses a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) to sample the posterior probability distribution of the model, expressed as a function of the likelihood defined in Jullo et al. (2007). In practice, we minimise the distances in the image plane:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{\|\theta_{obs}^{(i,j)} - \theta_{pred}^{(i,j)}\|^2}{\sigma_{pos}^2}, \quad (3)$$

with $\theta_{obs}^{(i,j)}$ and $\theta_{pred}^{(i,j)}$ representing the observed and predicted vector positions of multiple image j in system i , respectively. Furthermore, σ_{pos} is a global error on the position of all multiple images, which we fix at 0".5. This value corresponds to the typical uncertainty in reproducing the strongly-lensed images, which is affected by the presence of mass substructures within the cluster or along the line of sight (Jullo et al. 2010). The best model found (which minimises the χ^2 value) also minimises the global rms between $\theta_{obs}^{(i,j)}$ and $\theta_{pred}^{(i,j)}$ (hereafter rms_{model}).

In order to estimate all the values of $\theta_{pred}^{(i,j)}$, LENSTOOL inverts the lens equation with a parametric potential which we assume to be a combination of double Pseudo Isothermal Elliptical mass

profiles (dPIE, Elíasdóttir et al. 2007; Suyu & Halkola 2010). dPIE potentials are isothermal profiles which are characterised by a central velocity dispersion σ_0 and include a core radius r_{core} (producing a flattening of the mass distribution at the centre), and a cut radius r_{cut} (producing a drop-off of the mass distribution on large scales). Together with the central position (x_c, y_c) and elliptical shape (ellipticity e , angle θ), dPIE potentials are fully-defined by 7 parameters.

For each cluster, we include a small number of cluster-scale dPIE profiles (up to three) to account for the smooth large-scale components of the mass distribution. Additionally, we assign individual dPIE potentials to each cluster member, which represent the galaxy-scale substructure. We fix the cut radius of cluster-scale mass components to 1 Mpc (e.g. Limousin et al. 2007), as it is generally unconstrained by strong lensing, but allow the other parameters to vary freely in the fit.

Cluster members used as galaxy-scale potentials are selected through the red sequence of elliptical galaxies, which is well-identified in a colour-magnitude diagram based on the *HST* photometry. More details on this selection are provided in, for instance, Richard et al. (2014) for the FF clusters. For the newest lens models and most recent *HST* observations, we make use of the F606W-F814W vs F160W colour-magnitude diagram to select cluster members down to 0.01 L^* , where L^* is the characteristic luminosity at the cluster redshift based on the luminosity function from Lin et al. (2006). As a further refinement to this process, we cross-check the selected members with existing redshifts in our MUSE spectroscopic catalogue.

To reduce the number of free parameters in the model, we assume that the shape parameters (x_c, y_c, e, θ) of the galaxy-scale potentials follow the shape of their light distribution, and use the following scaling relations on the dPIE parameters with respect to their luminosity L :

$$r_{core} = 0.15\text{kpc}, \quad r_{cut} = r_{cut}^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1/2}, \quad \sigma_0 = \sigma_0^* \left(\frac{L}{L^*}\right)^{1/4} \quad (4)$$

which follow from the Faber & Jackson (1976) relation of elliptical galaxies and the assumption of a constant mass-to-light ratio. The fixed value for r_{core} is negligible and follows from the discussion in Limousin et al. (2007).

The mass models are constructed through an iterative process, using a single cluster-scale dPIE profile at first to fit the most confident sets of multiply imaged systems. Other systems are tested and included as additional constraints, and a second or third cluster-scale dPIE profile is added when it has a significant effect in reducing rms_{model}. While most galaxy-scale mass components follow the general scaling relations presented in Equation 4, we do fit the mass parameters of some individual galaxies separately, in special cases where we can constrain these values using additional information outside of the scaling relation. This is particularly the case for (a) BCGs, which are known not to follow the usual scaling relations of elliptical galaxies, (b) cluster members lying very close ($< 5''$) to multiple images, which locally influence their location (and sometimes produce galaxy-galaxy lens systems), and (c) additional galaxies located slightly in the foreground or background of the cluster, which produce a local lensing effect on their surroundings but will not follow the same scaling relations.

Finally, for the most complex clusters (A370, MACS1206, RXJ1347) we have tested the addition of an external shear potential. Typically used when modelling galaxy-galaxy lensed systems (e.g. Desprez et al. 2018), this potential accounts for an unknown effect of the large scale mass environment surrounding the cluster,

⁶ Publicly available at:

<https://git-cral.univ-lyon1.fr/lenstool/lenstool>,
more details at:

<https://projets.lam.fr/projects/lenstool/wiki/>

in the form of a constant shear γ_{ext} at an angle Φ_{ext} . However it does not bring any additional mass to the model (see also the discussions in Mahler et al. 2018 and Lagattuta et al. 2019).

4.2. Results of the strong lensing analysis

In Table 5, we summarise the number of strong-lensing constraints (systems and images) which were confirmed by our strong lensing analysis for each cluster, along with the rms from the best fit models. The complete list of multiple images and the best-fit parameters of the mass models are detailed in Appendix B.

Overall, these models are among the most constrained (in terms of number of independent multiply imaged systems) strong-lensing cluster cores to date. We stress that this occurs not only for clusters with deep *HST* imaging, such as those available in the FFs, but even clusters in our sample observed with snapshot *HST* images are densely constrained; for example, MACS0257 has 25 systems with spectroscopic redshifts, producing 81 total multiple images over a single 1 arcmin² MUSE field. This is entirely dominated by the population of multiply-imaged Lyman- α emitters, which are very faint in *HST* but are easily revealed by the MUSE IFU.

Such a high density of constraints allows for a precise measurement of the mass profile, with a typical statistical error of $< 1\%$ (e.g. Jauzac et al. 2014; Caminha et al. 2019b). The improvement is typically a factor of ~ 5 with respect to the models prior to MUSE observations (e.g. Richard et al. 2015). This has many applications, allowing us for example to test different parametrisations of the mass models and line of sight effects (e.g. Chirivì et al. 2018) to improve the $\text{rms}_{\text{model}}$ even further and reduce systematics. Some discussion on these effects were presented for the clusters Abell 2744 and Abell 370 in Mahler et al. (2018) and Lagattuta et al. (2019), respectively. One route to improve the models further is to combine the parametric mass models with a non-parametric (grid-like) mass distribution using a perturbative approach (Beauchesne et al. 2020 submitted).

Another application of these very-constrained models is to make use of the high density of constraints at the centre of the cluster, and probe the inner slope of the mass distribution to test predictions from Λ -CDM simulations (Caminha et al. 2019a). Several clusters in our sample show so-called ‘hyperbolic-umbilic’ lensing configurations (Orban de Xivry & Marshall 2009), which are rarely seen and provide us with very important constraints in the cluster core (Richard et al. 2009). Finally, multiply-imaged systems appearing in the same regions of the cluster but originating from very different source plane redshifts are important for strong-lensing cosmography studies (Jullo et al. 2010; Caminha et al. 2016a; Acebron et al. 2017).

A full discussion of the 2D mass distribution of individual clusters is beyond the scope of this paper. However, in Table 5 we provide the main cluster parameters derived from our lens model which characterise their lensing power: namely the equivalent Einstein radius θ_E at $z = 4$ (defined from the area within the critical curve Σ , as $\theta_E = \sqrt{\Sigma/\pi}$), and the enclosed projected mass within this radius $M < \theta_E$. We selected $z = 4$ as it is the average DLS/DS (the lensing efficiency factor, ratio of the distance between the lens and the source over the distance to the source) for Lyman- α emitters which contribute to the majority of constraints.

5. Source properties

5.1. Redshift distribution

The complete spectroscopic dataset of the 12 clusters amount to more than 3200 high-confidence redshifts, consisting of galaxies either in the foreground, in the cluster itself, or in the background. Overall, cluster members dominate the redshift distribution; this is clearly apparent in Table 4, where cluster members account for $\sim 40\%$ of the total spectroscopic sample. We display a histogram of the global redshift distribution combining all clusters in Fig. 8. The left panel shows the distribution of all and high confidence redshifts when limited to unique sources, that is to say removing the additional images of strongly lensed systems. The right panel shows the distribution of line-only sources (i.e. sources detected purely from line emission without any HST counterpart).

These histograms reveal a number of important features in the data, both intrinsic to our sample and unique to the MUSE instrument. Notably, since all of the clusters are located within a relatively narrow redshift range, there is a prominent peak around $z = 0.4$ representing the cluster overdensities. At the same time, we see that multiply imaged lensed sources start to represent a significant fraction (37%) of all galaxies at $z > 1.8$, as evidenced by the increasing discrepancy between the ‘all’ (grey) and ‘unique’ (purple) distributions in the left panel. Furthermore, the MUSE redshift desert ($1.5 < z < 2.9$), a region where no strong emission lines ([O II], Lyman- α) are present in the MUSE wavelength range, is also clearly visible, with a significant deficit of redshifts (especially for line-only sources) in those bins. Finally, the redshift histogram at $z > 2.9$ is dominated by the population of Lyman- α emitters, which are more easily detected between sky lines. This produces small gaps in the redshift distribution at wavelengths where the sky is brighter, in particular at $z \sim 4.6$ and $z > 5.8$.

Compared to the total redshift histograms, individual clusters tend to show more prominent peaks at specific redshifts. This is a known effect of galaxy clustering in the small area probed behind lensing clusters (e.g. Kneib et al. 2004). Specific group-like structures are seen at $z \sim 4$ behind Abell 2744 (Mahler et al. 2018) and $z \sim 1$ behind Abell 370 (Lagattuta et al. 2019).

5.2. Kinematics of the cluster cores

The high velocities of galaxies in cluster cores appear clearly in the redshift distribution when zooming-in around the systemic cluster redshift (Fig. 9). The shape of the distribution generally follows a single normal distribution, with the exception of Abell 2744 showing a clear bimodal distribution. For that particular cluster, Mahler et al. (2018) demonstrated that the two velocity components seen in the inner 400 kpc radius persist out to much larger distances, as they are associated (and in good agreement) with sparser spectroscopic data covering > 1 Mpc scales (Owers et al. 2011).

Although a full analysis of the cluster kinematics is clearly limited by the spatial coverage of MUSE-only spectroscopy in the cluster core, the large number of cluster redshifts measured in the very central core ($R < 300$ kpc) still provides insight into the overall velocity dispersion in the different cluster components seen in the distribution. We fit either 1 or 2 Gaussian components per cluster to the velocity distribution and estimate the global velocity dispersion σ_{dynamics} as the quadratic sum of their σ . We independently estimate a global velocity dispersion σ_{model} from our strong lensing model, by taking the quadratic sum of the σ_0 parameters in the cluster-scale dPIE components. We include a

Cluster	Nsys	Nimg	rms _{model} [""]	$\theta_E(z=4)$ [""]	$M(\theta < \theta_E(z=4))$ [$10^{14} M_\odot$]	σ_{model} [km s^{-1}]	σ_{dynamics} [km s^{-1}]
A2744	29 (29)	83 (83)	0.67	23.9	0.62±0.04	1394±37	1357±138
A370	45 (39)	137 (122)	0.78	39.5	2.53±0.03	1976±50	1789±109
MACS0257	25 (25)	81 (78)	0.78	28.1	1.10±0.02	1487±30	1633±164
MACS0329	9 (8)	24 (21)	0.53	29.9	1.56±0.08	1621±68	1231±130
MACS0416	71 (71)	198 (198)	0.58	29.9	1.05±0.04	1559±25	1277±93
Bullet	15 (5)	40 (15)	0.39	25.8	0.73±0.02	1601±90	1283±273
MACS0940	7 (7)	22 (22)	0.23	10.9	0.17±0.01	859±291	856±192
MACS1206	37 (36)	113 (110)	0.52	31.5	1.76±0.06	1603±69	1842±184
RXJ1347	36 (35)	121 (119)	0.84	38.6	2.75±0.02	1684±48	1097±121
SMACS2031	13 (13)	46 (45)	0.33	26.1	0.76±0.05	1683±24	1531±210
SMACS2131	10 (10)	28 (29)	0.79	24.4	1.08±0.05	1270±40	1378±408
MACS2214	15 (15)	46 (46)	0.41	22.5	0.99±0.02	1578±60	1359±224
Total	312 (293)	939 (888)	–	–	–	–	–

Table 5. Global cluster properties measured from our strong lensing mass model. From left to right: number of multiply-imaged systems, total number of multiple images, global rms of the model, Einstein radius at $z = 4$, total enclosed mass within the Einstein radius, global velocity dispersion measured from the lens model or the cluster dynamics. Numbers in boldface are confirmed with spectroscopy

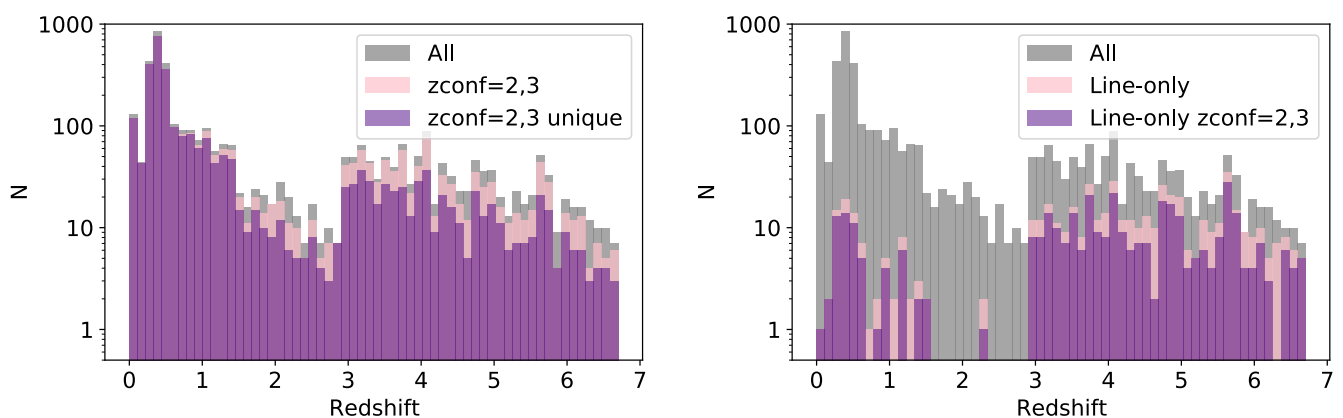


Fig. 8. Global redshift distribution of MUSE sources in the lensing cluster fields. Left panel: comparison between the overall distribution and sources with high confidence redshifts ($z_{\text{conf}} = 2, 3$), the latter before and after ('unique') accounting for image multiplicity. Right panel: comparison between the overall distribution and the line-only sources (pure line emitters without any *HST* counterpart, see Sect. 3.9).

$1.3\times$ correction factor between the line-of-sight velocity dispersion and the dPIE σ_0 parameters, as discussed in Elíasdóttir et al. (2007) for the typical values of core and cut radii in our cluster potentials.

Figure 9 (right panel) directly compares the two velocity dispersion estimators for the 12 clusters. Taken at face value, we find that the clusters span a large range in σ , but there is a generally good agreement between the two estimators for most of the clusters. This shows that despite the strong differences in the dynamical state of the clusters, the mass components included in our mass models account for a similar amount of mass as seen in the cluster velocity distribution, although we cannot directly associate between the large-scale clumps of the lens model and the velocity components. We observe a large dispersion on σ_{dynamics} , which is certainly due to the limited coverage of the velocity measurements and line-of-sight projection effects due to the overall geometry of the cluster. Moreover, clusters showing very high σ_{dynamics} (close to ~ 2000 km/s, as for Abell 370 and MACS1206) are most likely formed of multiple lower σ components which we cannot isolate individually. RXJ1347 is the most discrepant point in this diagram, with $\sigma_{\text{dynamics}} \sim 1100$ km/s despite it having the largest mass of the sample within its Einstein radius. This could be explained if multiple cluster structures

are present with a low velocity difference, enhancing its lensing power while maintaining a low σ_{dynamics} . Regardless, we find an average ratio $\langle \sigma_{\text{dynamics}}/\sigma_{\text{model}} \rangle = 0.92 \pm 0.14$. Even though the cluster dynamics only probe the inner regions (< 200 kpc), we do not see a significant under- or overestimation of the global velocity dispersion in the velocity measurements.

5.3. Magnification distribution and survey volume at high redshift

One of the direct outputs of the mass models is an estimate of the magnification factor at a given source redshift and image position. These values are crucial in order to correct absolute physical measurements of lensed sources, such as the stellar mass, luminosity, and star-formation rate, etc. We include this estimated magnification μ at the central location of each source in the spectroscopic catalogue (Table A.1). These values are generally well-constrained within the multiply imaged regions, but tend to be overestimated in the vicinity of the critical lines (typically $\mu > 25$), where the emergence of lensed pairs and the resolved sources limit very strong magnification factors.

We present the magnification distribution of the full set of lensed images in Fig.10, where we count the magnification of

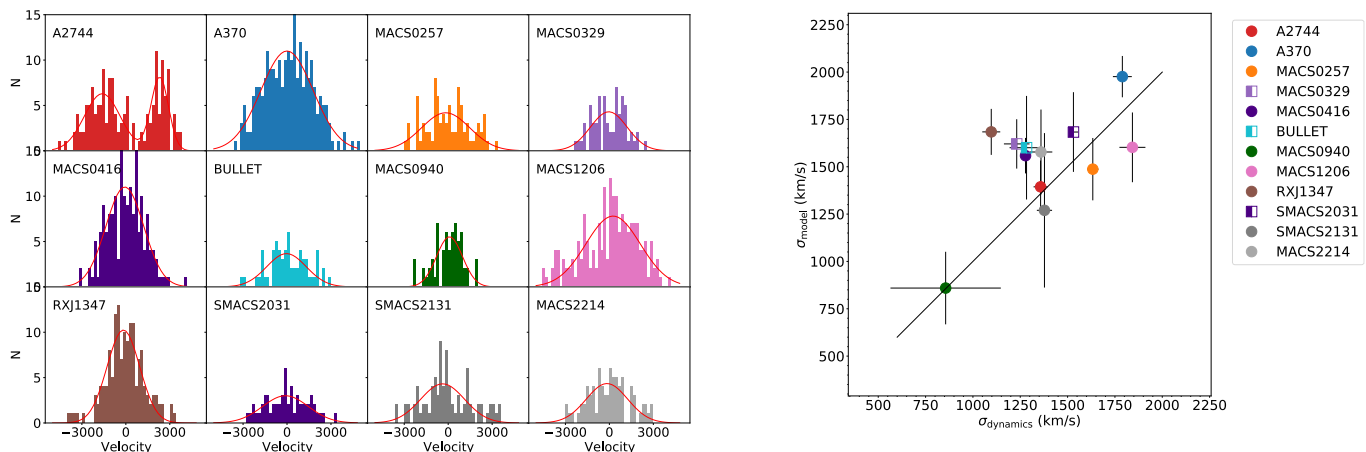


Fig. 9. (Left panel) Velocity distribution of cluster members for each of the 12 fields. The red curves shows the best fit Gaussian model of the distribution (2 Gaussian components in Abell 2744). (Right panel) Comparison between the total velocity dispersion from the dPIE profiles in the mass model and the total velocity dispersion from the velocity distribution. The square symbols mark the three clusters with only partial MUSE coverage in the cluster cores.

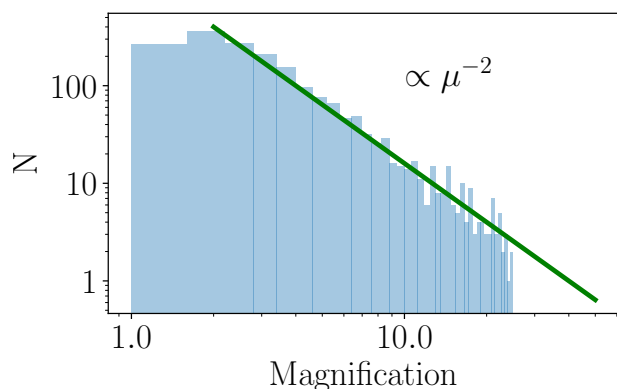


Fig. 10. Magnification distribution for all background sources. We overlay a theoretical μ^{-2} relation to guide the eye. We observe a significant drop in the number of sources at low magnifications ($\mu < 1.5$), due to the limits set by the FoV of the MUSE observations, and at very high magnifications ($\mu > 25$) due to the very small statistics and possibly the resolved nature of Lyman- α emitters.

each observed image individually (i.e., multiply-imaged systems are not combined into a single entry). The minimum magnification is set by the limits of the MUSE coverage in each cluster, but is typically $\mu \sim 1.5 - 2$. The distribution $N(\mu)$ at $\mu > 2$ follows a clear power-law, with an exponent $\mu^{-2.02 \pm 0.09}$. This value is very close to the theoretical prediction of optical depth for strong lensing magnification, $\tau \propto \mu^{-2}$ (Blandford & Narayan 1986) in the case of smooth mass distributions like the ones used in our modelling. This shows that our detection process of MUSE lensed sources is not strongly affected and missing additional sources at very high magnifications.

Another important measurement we derive from the lens model is the equivalent source-plane area covered by the MUSE observations. This differs from the image-plane area (i.e., the MUSE footprint) due to the strong lensing effect, with the ef-

fective source-plane area reduced by the same amount as the magnification factor; unsurprisingly this also diminishes the associated survey volume behind the cluster. Figure 11 presents the source-plane area for each cluster at a typical source redshift $z = 4$, with the colourscale representing the greatest magnification factor at a given source position (recall that sources lying within the multiply-imaged region will have more than one magnification solution). In the figure, the strongly lensed region itself appears in the form of the caustic lines in the source plane.

Compared to the total observed area of $\sim 23.5 \text{ arcmin}^2$ on sky covered with MUSE, the total effective area covered in the source plane at high redshift is 4 arcmin^2 , a factor $6\times$ smaller. From these source plane areas we compute the effective volume covered at source redshifts $2.9 < z < 6.7$ when detecting lensed Lyman- α emitters, as a function of lensing magnification. This is important knowledge when probing the luminosity function of Lyman- α emitters behind clusters (Bina et al. 2016; de La Vieuville et al. 2019) compared to blank fields (Drake et al. 2017; Herenz et al. 2019). We stress that there are strong cluster-to-cluster variations in the volume surveyed depending on the geometry of the caustics and the MUSE coverage, with a maximum volume ranging between 600 and 1000 comoving Mpc^3 in individual clusters at any magnification. While a full volume computation would require more precise completeness measurements accounting for spatial variations of exposure time and the evolution of the noise as a function of wavelength, these variations can easily explain the cluster-to-cluster differences in the observed number counts of LAEs, as found by de La Vieuville et al. (2019).

5.4. Resolved properties of high redshift galaxies

Despite the effective surface reduction in the source plane, one of the strong benefits from the magnification is to increase the apparent size of lensed galaxies, allowing us to reach much smaller intrinsic scales. Combined with MUSE integral field spectroscopy, this magnification gives access to resolved spectral properties in particular from the nebular line emission. Some of the brightest and most extended arcs at $0.5 < z < 1.5$ in the present sample have been studied in Patrício et al. (2018) to measure the detailed

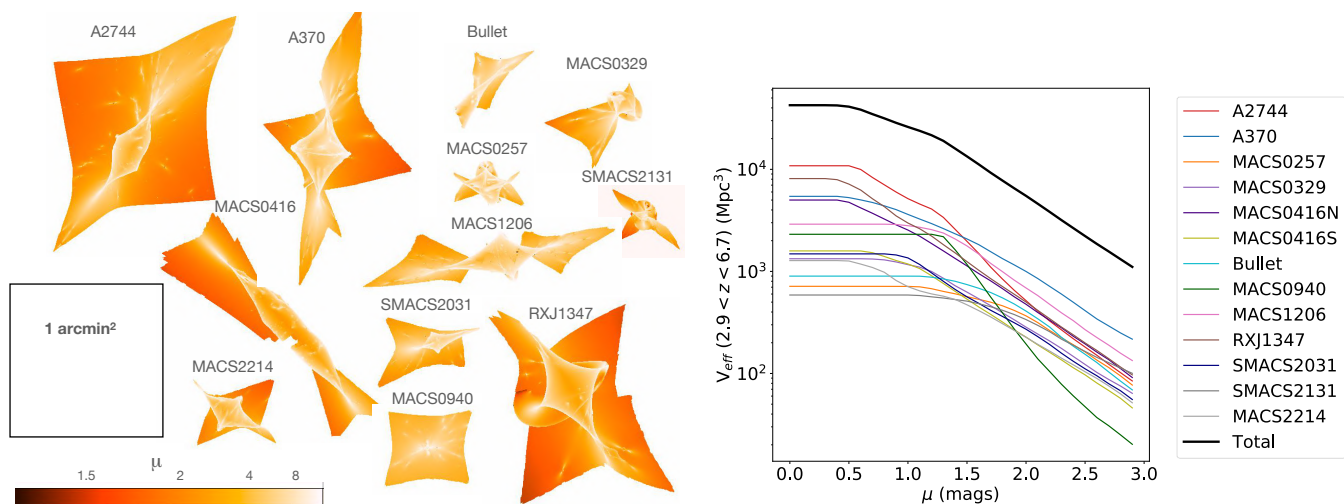


Fig. 11. (Left panel) Source plane coverage of each cluster at $z = 4$, as a function of the strong lensing magnification of the most magnified image. The black square shows a 1 arcmin² for scale. (Right panel) Effective volume surveyed at $2.9 < z < 6.7$ with MUSE for Lyman- α emitters, as a function of the magnification of the brightest image. Presented are individual volumes behind each cluster and the total over all fields.

gas kinematics at sub-kpc scales, in relation with the presence of star-forming clumps and significant resolved metallicity gradients as a function of radius (Patrício et al. 2019). These bright extended arcs are rare cases of very strong magnification in typical L^* galaxies. But the measurement of resolved kinematics can be pushed to fainter masses / luminosities and larger samples to study the Tully-Fisher relation and morpho-kinematics of lensed sources reconstructed in the source plane. This allows spatially resolved analyses which are complementary to blank field studies, the latter being more strongly limited by the spatial resolution (Contini et al. 2016; Girard et al. 2020, Abril-Melgarejo et al. 2020 submitted).

At higher redshifts ($z > 2.9$) IFU observations have now established that the Lyman- α emission of distant galaxies is typically more spatially extended than the stellar UV continuum, illuminating the surrounding circumgalactic medium (Wisotzki et al. 2016; Leclercq et al. 2017). The origin of this Lyman- α emission is complex, and only the brightest Lyman- α haloes are sufficiently extended to allow spatially resolved analyses in the absence of any lensing effect (Erb et al. 2018; Leclercq et al. 2020) and test predictions from simulations.

MUSE observations on lensing clusters offer the power to identify extended gas around high redshift galaxies (once magnified), allowing detailed studies of the spectral line properties within multiple regions, in particular through bright Lyman- α extended haloes (Patrício et al. 2016; Smit et al. 2017; Caminha et al. 2016b; Vanzella et al. 2017; Claeysens et al. 2019). Figure 12 shows a very clear example taken from our sample of extended emission detected over the $z = 4.086$ source originally identified by Cohen & Kneib (2002) in RXJ1347. This galaxy appears as a very compact source in the *HST* image (FWHM $< 0''.3$, limited by the PSF), while the Lyman- α emission reaches an extension of $13''$ in the form of an arc. The critical line at $z = 4.086$ straddles the arc at the location of the UV source, which appears as a bright H II knot coincidentally located over the caustic line in the source plane. This example illustrates the capability of MUSE observations to clearly disentangle between stellar and nebular emission at these high redshifts. We identified 2-3 such magnified (spanning $> 5''$) Lyman- α emitters per cluster, for which we will be able to retrieve detailed physical properties at scales better than typically ~ 1 kpc (Claeysens et al. in prep.).

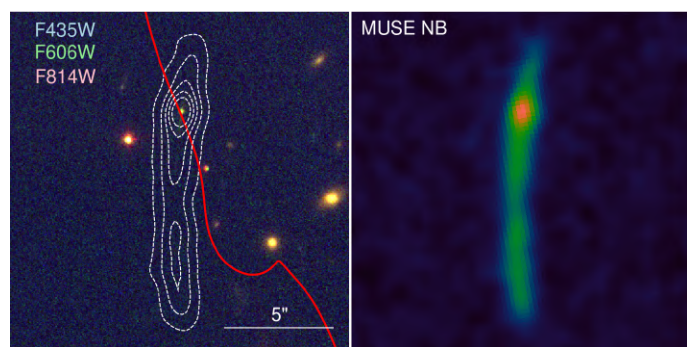


Fig. 12. Example of very extended Lyman- α emitter in RXJ1347 (system 25), at $z = 4.086$. Left panel shows the *HST* colour image and the right panel the MUSE NB image around the Lyman- α emission. White dashed contours of the NB are overlaid on *HST*. The red curve shows the critical line at this redshift, which crosses the arc-shaped Lyman- α emission at the location of a point-like source in *HST*.

6. Summary and conclusion

We have presented a spectroscopic survey of MUSE/VLT observations towards 12 massive clusters selected from the MACS, CLASH, and FF samples. The data represent ~ 23 arcmin² on sky as single pointings or mosaics, with an effective exposure time ranging between 2 and 15 hrs and a grand total of > 125 hrs.

Thanks to improvements in the data reduction and the tools developed for source detection and inspection in the datacubes, our final spectroscopic catalogue presents > 3200 spectroscopic redshifts with high confidence ($z_{\text{conf}} = 2$ or 3). Improvements include careful self-calibration and specific masking to remove instrumental systematics and other artefacts in the datacube, a better estimate of the noise properties, and the establishment of a clear process for spectral analysis.

Deep (> 8 hrs per pointing) MUSE observations reveal a very high density of faint lensed LAEs, which dominate the population of background galaxies with spectroscopic redshifts. A very significant fraction of high-redshift galaxies are multiply-imaged systems, which we use to precisely constrain mass models in the cluster cores. The number of strong lensing constraints in a single

cluster, reaching 70 systems producing 189 multiple images in the case of MACS0416, and the fraction of spectroscopically confirmed images ($> 90\%$ in the models used in our analysis) are among the highest in any known cluster including the FFs. These parametric mass models are fully included in our redshift assessment process to help confirm or reject some multiple images.

Based on our cluster mass models, we assess the source plane survey area at high redshift ($z > 3$) and find that the effective surface area is ~ 6 arcmin², a factor of 6 smaller than in the image plane due to the lensing magnification. This shows that the number density of LAEs is very high at the low luminosities probed through lensing magnification. The magnification distribution $N(\mu)$ is compatible with the theoretical predictions in the very strong magnification regime ($2 < \mu < 25$), showing that our detection process for lensed sources is not missing additional sources in the high magnification regime. We note that, in the area covered by MUSE observations, multiple images dominate the detected sources at $z > 1.8$, while the fraction of multiple images is much lower at $z < 1.5$ (Fig. 8). This difference is related to the magnification bias (Broadhurst et al. 1995), which affects the source populations differently depending on the redshift and therefore intrinsic luminosity. The redshift range $1.8 < z < 6.7$ is therefore ideal to identify a large number of multiply imaged sources and makes MUSE very efficient for this purpose at $3 < z < 6.7$. The future BlueMUSE instrument (Richard et al. 2019) will complement this redshift range by targetting LAEs at $1.9 < z < 4$, where the density of multiply-imaged LAEs is expected to be very high.

We make the results of this analysis publicly available in the form of a first data release⁷, including the reduced datacubes, spectrophotometric catalogues, extracted spectra, and mass models. Additional MUSE observations of lensing clusters taken under the GTO programme and archival observations (including lower redshift clusters such as Abell 1689, 2390 and 2667) will be inspected in a similar manner and their data released in subsequent catalogues. Overall, this very rich dataset has a strong legacy value, allowing for a large variety of statistical studies from cluster physics to very high redshift galaxies. The sample of magnified Lyman- α emitters will be particularly suitable for follow-ups at longer wavelengths with the James Webb Space Telescope (JWST) and the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) to better constrain the resolved star formation and clump properties through ISM diagnostics.

Acknowledgements. We would like to thank the anonymous referee for their helpful comments on the manuscript. JR, AC, DL, DC, BC, GM, VP, and JM acknowledge support from the ERC starting grant 336736-CALENDS. We acknowledge support from the Programa de Cooperación Científica - ECOS SUD/CONICYT Program C16U02 (JR, AC, FEB, RP, LG, DL, GV), ANID grants CATA-Basal AFB-170002 (FEB, LG, GPL), FONDECYT Regular 1190818 (FEB) and 1200495 (FEB, GPL) and Millennium Science Initiative ICN12_009 (FEB, GPL). JPK acknowledges support from the ERC advanced grant 290975-LIDA. This work has been carried out thanks to the support of the OCEVU Labex (ANR-11-LABX-0060) and the A*MIDEX project (ANR11-IDEX-0001-02) funded by the "Investissements d'Avenir" French government programme managed by the ANR. The authors gratefully acknowledge financial support from STScI grant 15696. HE gratefully acknowledges support from STScI grants GO-9722, -12166, and -12884. Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme IDs listed in the second column of Table 2. We thank all the staff at Paranal Observatory for their valuable support during the MUSE-GTO observations. Also based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. This research made use several open source Python libraries: NUMPY (van der Walt et al. 2011), SCIPY (Virtanen et al. 2020), MATPLOTLIB (Hunter 2007), and ASTROPY, a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013). This research has made use

of the VizieR catalogue access tool, CDS, Strasbourg, France. The original description of the VizieR service was published in A&AS 143, 23. This research made use of MONTAGE. It is funded by the National Science Foundation under Grant Number ACI-1440620, and was previously funded by the National Aeronautics and Space Administration's Earth Science Technology Office, Computation Technologies Project, under Cooperative Agreement Number NCC5-626 between NASA and the California Institute of Technology.

References

- Abril-Melgarejo, V., Epinat, B., Mercier, W., et al. 2020, A&A submitted
 Acebron, A., Jullo, E., Limousin, M., et al. 2017, MNRAS, 470, 1809
 Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, A&A, 558, A33
 Atek, H., Richard, J., Kneib, J.-P., et al. 2015, ApJ, 800, 18
 Atek, H., Richard, J., Kneib, J.-P., & Schaerer, D. 2018, MNRAS, 479, 5184
 Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, 773508
 Bacon, R., Brinchmann, J., Richard, J., et al. 2015, A&A, 575, A75
 Bacon, R., Conseil, S., Mary, D., et al. 2017, A&A, 608, A1
 Baldry, I. K., Alpaslan, M., Bauer, A. E., et al. 2014, MNRAS, 441, 2440
 Balestra, I., Mercurio, A., Sartoris, B., et al. 2016, ApJS, 224, 33
 Bayliss, M. B., Hennawi, J. F., Gladders, M. D., et al. 2011, ApJS, 193, 8
 Beauchesne, B., Clément, B., Richard, J., & Kneib, J.-P. 2020, MNRAS submitted
 Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
 Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2002, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 281, Astronomical Data Analysis Software and Systems XI, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228
 Bina, D., Pelló, R., Richard, J., et al. 2016, A&A, 590, A14
 Blandford, R. & Narayan, R. 1986, ApJ, 310, 568
 Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, MNRAS, 351, 1151
 Broadhurst, T., Benítez, N., Coe, D., et al. 2005, ApJ, 621, 53
 Broadhurst, T. J., Taylor, A. N., & Peacock, J. A. 1995, ApJ, 438, 49
 Caminha, G. B., Grillo, C., Rosati, P., et al. 2016a, A&A, 587, A80
 Caminha, G. B., Grillo, C., Rosati, P., et al. 2017a, A&A, 600, A90
 Caminha, G. B., Grillo, C., Rosati, P., et al. 2017b, A&A, 607, A93
 Caminha, G. B., Karman, W., Rosati, P., et al. 2016b, A&A, 595, A100
 Caminha, G. B., Rosati, P., Grillo, C., et al. 2019a, A&A, 632, A36
 Caminha, G. B., Rosati, P., Grillo, C., et al. 2019b, A&A, 632, A36
 Campusano, L. E., Pelló, R., Kneib, J. P., et al. 2001, A&A, 378, 394
 Chirivì, G., Suyu, S. H., Grillo, C., et al. 2018, A&A, 614, A8
 Christensen, L., Richard, J., Hjorth, J., et al. 2012, MNRAS, 427, 1953
 Claeysens, A., Richard, J., Blaizot, J., et al. 2019, MNRAS, 489, 5022
 Cohen, J. G. & Kneib, J.-P. 2002, The Astrophysical Journal, 573, 524
 Contini, T., Epinat, B., Bouché, N., et al. 2016, A&A, 591, A49
 de La Vieuville, G., Bina, D., Pello, R., et al. 2019, A&A, 628, A3
 Desprez, G., Richard, J., Jauzac, M., et al. 2018, MNRAS, 479, 2630
 Drake, A. B., Garel, T., Wisotzki, L., et al. 2017, A&A, 608, A6
 Ebeling, H., Barrett, E., Donovan, D., et al. 2007, ApJ, 661, L33
 Ebeling, H., Edge, A. C., Allen, S. W., et al. 2000, MNRAS, 318, 333
 Ebeling, H., Edge, A. C., Bohringer, H., et al. 1998, MNRAS, 301, 881
 Ebeling, H., Edge, A. C., & Henry, J. P. 2001, ApJ, 553, 668
 Ebeling, H., Ma, C. J., Kneib, J. P., et al. 2009, MNRAS, 395, 1213
 Elíasdóttir, Á., Limousin, M., Richard, J., et al. 2007, ApJ submitted, arXiv:0710.5636
 Erb, D. K., Steidel, C. C., & Chen, Y. 2018, ApJ, 862, L10
 Faber, S. M. & Jackson, R. E. 1976, ApJ, 204, 668
 Fujimoto, S., Oguri, M., Brammer, G., et al. 2020, ApJ submitted
 Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, A&A, 616, A1
 Girard, M., Mason, C. A., Fontana, A., et al. 2020, MNRAS, 497, 173
 Grillo, C., Karman, W., Suyu, S. H., et al. 2016, ApJ, 822, 78
 Halkola, A., Hildebrandt, H., Schrabback, T., et al. 2008, A&A, 481, 65
 Hashimoto, T., Garel, T., Guiderdoni, B., et al. 2017, A&A, 608, A10
 Herenz, E. C., Urrutia, T., Wisotzki, L., et al. 2017, A&A, 606, A12
 Herenz, E. C., Wisotzki, L., Saust, R., et al. 2019, A&A, 621, A107
 Hinton, S. 2016, MARZ: Redshifting Program
 Hoag, A., Bradač, M., Huang, K. H., et al. 2015, ApJ, 813, 37
 Hoag, A., Huang, K. H., Treu, T., et al. 2016, ApJ, 831, 182
 Horne, K. 1986, PASP, 98, 609
 Hunter, J. D. 2007, Computing in Science and Engineering, 9, 90
 Inami, H., Bacon, R., Brinchmann, J., et al. 2017, A&A, 608, A2
 Jauzac, M., Clément, B., Limousin, M., et al. 2014, MNRAS, 443, 1549
 Jauzac, M., Klein, B., Kneib, J.-P., et al. 2020, MNRAS submitted, arXiv:2006.10700
 Jauzac, M., Mahler, G., Edge, A. C., et al. 2019, MNRAS, 483, 3082
 Jauzac, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2015, MNRAS, 452, 1437

⁷ https://cral-perso.univ-lyon1.fr/labo/perso/johan.richard/MUSE_data_release/

- Jauzac, M., Richard, J., Limousin, M., et al. 2016, MNRAS, 457, 2029
- Jullo, E., Kneib, J. P., Limousin, M., et al. 2007, New Journal of Physics, 9, 447
- Jullo, E., Natarajan, P., Kneib, J. P., et al. 2010, Science, 329, 924
- Karman, W., Caputi, K. I., Grillo, C., et al. 2015, A&A, 574, A11
- Kneib, J. P., Ellis, R. S., Smail, I., Couch, W. J., & Sharples, R. M. 1996, ApJ, 471, 643
- Kneib, J.-P. & Natarajan, P. 2011, A&A Rev., 19, 47
- Kneib, J.-P., van der Werf, P. P., Kraiberg Knudsen, K., et al. 2004, MNRAS, 349, 1211
- Koekemoer, A. M., Faber, S. M., Ferguson, H. C., et al. 2011, ApJS, 197, 36
- Lagattuta, D. J., Richard, J., Bauer, F. E., et al. 2019, MNRAS, 485, 3738
- Lagattuta, D. J., Richard, J., Clément, B., et al. 2017, MNRAS, 469, 3946
- Laporte, N., Bauer, F. E., Troncoso-Iribarren, P., et al. 2017, A&A, 604, A132
- Leclercq, F., Bacon, R., Verhamme, A., et al. 2020, A&A, 635, A82
- Leclercq, F., Bacon, R., Wisotzki, L., et al. 2017, A&A, 608, A8
- Leethochawalit, N., Jones, T. A., Ellis, R. S., Stark, D. P., & Zitrin, A. 2016, ApJ, 831, 152
- Leibundgut, B., Bacon, R., Jaffé, Y. L., et al. 2017, The Messenger, 170, 20
- Limousin, M., Richard, J., Jullo, E., et al. 2007, ApJ, 668, 643
- Lin, Y.-T., Mohr, J. J., Gonzalez, A. H., & Stanford, S. A. 2006, ApJ, 650, L99
- Lotz, J. M., Koekemoer, A., Coe, D., et al. 2017, ApJ, 837, 97
- Mahler, G., Richard, J., Clément, B., et al. 2018, MNRAS, 473, 663
- Mahler, G., Sharon, K., Fox, C., et al. 2019, ApJ, 873, 96
- Maseda, M. V., Bacon, R., Franx, M., et al. 2018, ApJ, 865, L1
- Meneghetti, M., Davoli, G., Bergamini, P., et al. 2020, Science, 369, 1347
- Moffat, A. F. J. 1969, A&A, 3, 455
- Orban de Xivry, G. & Marshall, P. 2009, MNRAS, 399, 2
- Owers, M. S., Randall, S. W., Nulsen, P. E. J., et al. 2011, ApJ, 728, 27
- Paraficz, D., Kneib, J. P., Richard, J., et al. 2016, A&A, 594, A121
- Patrício, V., Richard, J., Carton, D., et al. 2018, MNRAS, 477, 18
- Patrício, V., Richard, J., Carton, D., et al. 2019, MNRAS, 489, 224
- Patrício, V., Richard, J., Verhamme, A., et al. 2016, MNRAS, 456, 4191
- Piqueras, L., Conseil, S., Shepherd, M., et al. 2019, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 521, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVI, ed. M. Molinaro, K. Shorridge, & F. Pasian, 545
- Postman, M., Coe, D., Benítez, N., et al. 2012, ApJS, 199, 25
- Repp, A. & Ebeling, H. 2018, MNRAS, 479, 844
- Repp, A., Ebeling, H., & Richard, J. 2016, MNRAS, 457, 1399
- Rescigno, U., Grillo, C., Lombardi, M., et al. 2020, A&A, 635, A98
- Rexroth, M., Kneib, J.-P., Joseph, R., Richard, J., & Her, R. 2017, arXiv e-prints, arXiv:1703.09239
- Richard, J., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1906.01657
- Richard, J., Jauzac, M., Limousin, M., et al. 2014, MNRAS, 444, 268
- Richard, J., Patrício, V., Martínez, J., et al. 2015, MNRAS, 446, L16
- Richard, J., Pei, L., Limousin, M., Jullo, E., & Kneib, J. P. 2009, A&A, 498, 37
- Richard, J., Smith, G. P., Kneib, J.-P., et al. 2010, MNRAS, 404, 325
- Roth, M. M., Sandin, C., Kamann, S., et al. 2018, A&A, 618, A3
- Schmidt, K. B., Treu, T., Brammer, G. B., et al. 2014, ApJ, 782, L36
- Seitz, S., Saglia, R. P., Bender, R., et al. 1998, MNRAS, 298, 945
- Smit, R., Swinbank, A. M., Massey, R., et al. 2017, MNRAS, 467, 3306
- Soto, K. T., Lilly, S. J., Bacon, R., Richard, J., & Conseil, S. 2016, MNRAS, 458, 3210
- Soucail, G., Mellier, Y., Fort, B., Mathez, G., & Cailloux, M. 1988, A&A, 191, L19
- Suyu, S. H. & Halkola, A. 2010, A&A, 524, A94
- Tremonti, C. A., Heckman, T. M., Kauffmann, G., et al. 2004, ApJ, 613, 898
- Treu, T., Schmidt, K. B., Brammer, G. B., et al. 2015, ApJ, 812, 114
- Urrutia, T., Wisotzki, L., Kerutt, J., et al. 2019, A&A, 624, A141
- van der Walt, S., Colbert, S. C., & Varoquaux, G. 2011, Computing in Science and Engineering, 13, 22
- Vanzella, E., Balestra, I., Gronke, M., et al. 2017, MNRAS, 465, 3803
- Vanzella, E., Caminha, G. B., Rosati, P., et al. 2020a, A&A in press, arXiv:2009.08458
- Vanzella, E., Meneghetti, M., Caminha, G. B., et al. 2020b, MNRAS, 494, L81
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., et al. 2020, Nature Methods, 17, 261
- Weilbacher, P. M., Palsa, R., Streicher, O., et al. 2020, A&A, 641, A28
- Wisotzki, L., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2016, A&A, 587, A98
- Zitrin, A., Broadhurst, T., Barkana, R., Rephaeli, Y., & Benítez, N. 2011, MNRAS, 410, 1939
- Zitrin, A., Moustakas, J., Bradley, L., et al. 2012, ApJ, 747, L9

Appendix A: Description of spectroscopic catalogues

ID	IDFROM	RA [deg]	DEC [deg]	z	$zconf$	m_{F606W} [mag]	[...]	z_{forbid}	$z_{forbid_{err}}$	z_{balmer}	$z_{balmer_{err}}$	$z_{Ly\alpha}$	$z_{Ly\alpha_{err}}$	μ	μ_{err}	MUL	
183	PRIOR	145.22577	7.73872	4.03679	3	22.62	[...]	4.03354	0.00029	–	–	4.03658	0.00002	12.8	2.6	1.2	
364	MUSELET	145.22850	7.73786	0.33751	2	–	[...]	0.33769	0.00002	0.33774	0.00007	–	–	1.0	0.0	–	
...	[...]

Table A.1. Example entries of the spectroscopic table for the two sources presented in Fig. 6. From left to right: source identification and origin of catalog (PRIOR, MUSELET or EXTERN), sky coordinates, redshift and confidence level, HST photometry in all bands, redshift measurements and errors from `pyplatefit` for each family of spectral lines, magnification and error estimate, multiple image identification.

ID	IDFROM	RA	DEC	z_{conf}	z_{init}	Family	Line	λ_{rf}	z	z_{err}	[...]	Flux	Flux _{err}	SNR	λ_{obs}
183	PRIOR	145.22577	7.73872	3	4.03679	Ly α	Ly α	1215.67	4.03658	0.00002	[...]	5616	32	173.0	6121.13
						N v λ 1238	N v λ 1243	1242.80	4.03737	0.00049	[...]	121	30	4.01	6258.41
						C iv	C iv λ 1548	1548.19	4.03466	0.00013	[...]	220	26	8.41	7792.50
						C iv	C iv λ 1551	1550.77	4.03466	0.00013	[...]	128	16	7.90	7805.44
						Forbidden	O iii] λ 1660	1660.81	4.03354	0.00029	[...]	120	23	5.14	8357.45
						Forbidden	[O iii] λ 1666	1666.15	4.03354	0.00029	[...]	346	60	5.78	8384.32
364	MUSELET	145.22850	7.73786	2	0.33751	Forbidden	[O iii] λ 3727	3727.09	0.33769	0.00002	[...]	51	10	4.9	4984.31
						Forbidden	[O iii] λ 3729	3729.88	0.33769	0.00002	[...]	31	9	3.3	4988.04
						Balmer	H β	4862.68	0.33774	0.00007	[...]	52	10	5.49	6503.17
						Forbidden	[O iii]	5008.24	0.33769	0.00002	[...]	125	9	14.06	6697.64
						Balmer	H α	6564.61	0.33774	0.00007	[...]	112	34	3.29	8779.29
						[...]

Table A.2. Example entries of the spectroscopic lines table, for the same sources as Table A.1. Each row gives the best parameters of a PYPLATEFIT line fit for the most significant lines detected. Fluxes are in units of 10^{-20} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$.

Appendix B: Mass model parameters and multiple images

We present for all new mass models the best fit parameters from Lenstool in Table B.1 and the list of constraints used in Tables B.2 to B.10. Figure B.1 mark these multiply imaged systems over the HST colour image in each cluster. A full description of the Abell 2744 and Abell 370 mass models has been provided in Mahler et al. (2018) and Lagattuta et al. (2019) respectively, and they were released as v4 of the Clusters As Telescopes (CATs) in the Frontier Field mass models⁸. The new MACS0416 model is very similar to v4 of the CATS model available on the same page.

⁸ Available at <https://archive.stsci.edu/prepds/frontier/lensmodels/>

Potential	$\Delta R.A.$ [$''$]	$\Delta Dec.$ [$''$]	e	θ [deg]	r_{core} [kpc]	r_{cut} [kpc]	σ [km s $^{-1}$]
MACS0257							
DM1	$-2.1^{+0.3}_{-0.2}$	$1.8^{+0.3}_{-0.2}$	$0.59^{+0.02}_{-0.03}$	$200.9^{+1.1}_{-1.2}$	62^{+2}_{-2}	1014^{+145}_{-79}	877^{+17}_{-16}
DM2	$8.5^{+5.0}_{-2.4}$	$-8.4^{+0.8}_{-2.6}$	$0.87^{+0.03}_{-0.04}$	$150.1^{+2.1}_{-0.8}$	189^{+6}_{-12}	1093^{+111}_{-174}	733^{+13}_{-22}
GAL1	[−14.1]	[15.1]	$0.39^{+0.13}_{-0.14}$	$6.8^{+35.7}_{-34.5}$	[0]	88^{+5}_{-10}	184^{+6}_{-5}
GAL2	[−10.6]	[17.6]	[0.50]	$30.6^{+8.2}_{-12.5}$	[0]	[40]	171^{+22}_{-16}
GAL3	[12.2]	[19.6]	$0.17^{+0.09}_{-0.11}$	$55.5^{+9.6}_{-7.0}$	[0]	145^{+10}_{-31}	322^{+8}_{-8}
GAL4	[−0.2]	[0.0]	[0.46]	[−9.6]	[0]	148^{+3}_{-27}	349^{+3}_{-1}
L* galaxy					[0.15]	51^{+4}_{-3}	154^{+3}_{-2}
MACS0329							
DM1	$0.4^{+0.1}_{-0.2}$	$-0.4^{+0.2}_{-0.1}$	$0.16^{+0.02}_{-0.01}$	$64.7^{+4.1}_{-2.1}$	55^{+3}_{-4}	[1000]	959^{+14}_{-17}
DM2	$43.2^{+1.5}_{-0.7}$	$17.8^{+1.2}_{-1.5}$	[0.30]	$73.1^{+5.0}_{-4.4}$	7^{+10}_{-25}	[1000]	552^{+30}_{-40}
DM3	$40.6^{+2.2}_{-1.0}$	$67.9^{+2.1}_{-1.1}$	[0.30]	$50.6^{+3.0}_{-2.5}$	[25]	[1000]	573^{+40}_{-22}
GAL1	[0.0]	[0.0]	[0.19]	[−73.6]	[0]	[98]	281^{+13}_{-30}
GAL2	[−12.7]	[−39.9]	[0.14]	[56.9]	[0]	[41]	218^{+4}_{-4}
L* galaxy					[0.15]	[45]	159^{+4}_{-4}
MACS0416							
DM1	$-2.9^{+0.3}_{-0.3}$	$1.4^{+0.3}_{-0.4}$	$0.78^{+0.01}_{-0.01}$	$142.1^{+0.4}_{-0.4}$	59^{+2}_{-2}	[1000]	731^{+10}_{-11}
DM2	$22.6^{+0.3}_{-0.2}$	$-42.4^{+0.4}_{-0.6}$	$0.69^{+0.01}_{-0.01}$	$127.1^{+0.2}_{-0.3}$	92^{+2}_{-3}	[1000]	940^{+12}_{-11}
GAL1	[31.8]	[−65.5]	[0.04]	[−40.4]	[0]	[62]	137^{+10}_{-11}
GAL2	$-37.2^{+0.6}_{-0.8}$	$7.8^{+1.3}_{-1.1}$	$0.82^{+0.03}_{-0.03}$	$118.5^{+3.9}_{-3.8}$	[25]	[200]	252^{+10}_{-7}
L* galaxy					[0.15]	36^{+3}_{-2}	137^{+2}_{-2}
Bullet Cluster							
DM1	$4.8^{+0.2}_{-0.1}$	$1.2^{+0.5}_{-0.5}$	$0.68^{+0.03}_{-0.03}$	$79.5^{+0.2}_{-0.7}$	138^{+8}_{-9}	[1000]	787^{+19}_{-25}
DM2	$29.9^{+0.0}_{-0.2}$	$26.3^{+0.4}_{-0.5}$	$0.64^{+0.02}_{-0.02}$	$55.8^{+0.6}_{-0.9}$	168^{+4}_{-4}	[1000]	1004^{+28}_{-21}
DM3	$183.8^{+0.4}_{-0.4}$	$49.1^{+0.2}_{-0.2}$	$0.42^{+0.04}_{-0.03}$	$11.8^{+1.2}_{-0.7}$	78^{+3}_{-5}	[1000]	885^{+23}_{-20}
GAL1	[0.0]	[0.0]	[0.26]	[43.5]	[0]	[150]	268^{+9}_{-13}
GAL2	[24.0]	[29.1]	[0.20]	[37.4]	[0]	[112]	118^{+12}_{-10}
GAL3	[51.9]	[48.9]	[0.13]	[9.9]	[0]	[60]	164^{+2}_{-2}
GAL4	[5.2]	[23.0]	$0.16^{+0.02}_{-0.03}$	$-77.1^{+10.0}_{-10.3}$	[0]	73^{+10}_{-9}	73^{+5}_{-6}
L* galaxy					[0.15]	25^{+3}_{-2}	165^{+2}_{-3}
MACS0940							
DM1	$0.6^{+0.8}_{-0.7}$	$0.6^{+1.4}_{-0.2}$	$0.46^{+0.19}_{-0.04}$	$23.5^{+2.0}_{-1.2}$	31^{+79}_{-8}	1386^{+565}_{-70}	496^{+223}_{-42}
GAL1	[−0.1]	[0.1]	$0.37^{+0.09}_{-0.06}$	[−7.7]	[0]	[52]	436^{+15}_{-30}
GAL2	[−11.8]	[3.1]	$0.66^{+0.07}_{-0.29}$	$5.9^{+19.9}_{-20.9}$	[0]	[17]	195^{+17}_{-14}
GAL3	[5.9]	[−5.7]	[0.00]	$-5.7^{+87.0}_{-34.1}$	[0]	68^{+34}_{-24}	80^{+6}_{-24}
L* galaxy					[0.15]	62^{+62}_{-94}	162^{+28}_{-7}
MACS1206							
DM1	$-0.1^{+0.0}_{-0.0}$	$0.7^{+0.0}_{-0.0}$	$0.63^{+0.01}_{-0.01}$	$19.9^{+0.2}_{-0.1}$	44^{+0}_{-1}	[1000]	888^{+7}_{-6}
DM2	$9.5^{+0.5}_{-0.2}$	$5.7^{+0.4}_{-0.3}$	$0.70^{+0.02}_{-0.03}$	$114.7^{+0.7}_{-0.5}$	94^{+3}_{-3}	[1000]	575^{+6}_{-9}
DM3	$-32.5^{+0.9}_{-1.0}$	$-9.4^{+0.2}_{-0.2}$	$0.40^{+0.02}_{-0.02}$	$-15.5^{+2.0}_{-1.8}$	109^{+3}_{-3}	[1000]	592^{+8}_{-9}
GAL1	[−0.1]	[0.0]	[0.71]	[14.4]	1^{+0}_{-1}	20^{+1}_{-1}	355^{+11}_{-6}
GAL2	[35.8]	[16.1]	[0.23]	$133.8^{+69.7}_{-47.6}$	[0]	4^{+1}_{-1}	275^{+18}_{-11}
γ			$0.10^{+0.01}_{-0.01}$	$101.4^{+0.4}_{-0.5}$			
L* galaxy						34^{+5}_{-1}	198^{+5}_{-6}

Table B.1. Best fit model parameters for the mass distribution in each cluster. From left to right: mass component, position relative to cluster centre ($\Delta R.A.$ and $\Delta Dec.$), dPIE shape (ellipticity and orientation), core and cut radii, velocity dispersion. The final row is the generic galaxy mass at the characteristic luminosity L^* , which is scaled to match each of cluster member galaxies. Parameters in square brackets are fixed *a priori* in the model.

Potential	$\Delta R.A.$ [arcsec]	$\Delta Dec.$ [arcsec]	e	θ [deg]	r_{core} [kpc]	r_{cut} [kpc]	σ [km s ⁻¹]
RXJ1347							
DM1	0.4 ^{+0.1} _{-0.1}	5.1 ^{+0.4} _{-0.2}	0.76 ^{+0.02} _{-0.02}	111.8 ^{+0.5} _{-0.7}	37 ⁺¹ ₋₁	[1000]	638 ⁺²⁴ ₋₂₄
DM2	-13.6 ^{+0.2} _{-0.1}	-4.5 ^{+0.2} _{-0.4}	0.78 ^{+0.00} _{-0.01}	121.4 ^{+0.2} _{-0.1}	78 ⁺² ₋₂	[1000]	850 ⁺⁸ ₋₄
DM3	2.0 ^{+0.4} _{-0.2}	0.3 ^{+0.3} _{-0.3}	0.43 ^{+0.03} _{-0.02}	60.4 ^{+1.9} _{-1.8}	67 ⁺² ₋₂	[1000]	739 ⁺²³ ₋₂₈
GAL1	[0.0]	[-0.0]	[0.23]	[-86.9]	[0]	84 ⁺¹³ ₋₁₃	354 ⁺⁷ ₋₅
GAL2	[-17.8]	[-2.1]	[0.30]	[-64.1]	[0]	94 ⁺⁶ ₋₄	364 ⁺² ₋₃
GAL3	[15.5]	[19.6]	[0.06]	[14.2]	[0]	88 ⁺³¹ ₋₁₉	109 ⁺¹⁰ ₋₇
γ L* galaxy				64.4 ^{+0.4} _{-0.4}	[0.15]	81 ⁺⁹ ₋₉	135 ⁺³ ₋₄
SMACS2031							
DM1	0.4 ^{+0.1} _{-0.1}	-0.7 ^{+0.1} _{-0.1}	0.31 ^{+0.02} _{-0.02}	4.4 ^{+1.0} _{-1.1}	29 ⁺¹ ₋₁	[1000]	624 ⁺¹² ₋₁₁
DM2	61.2 ^{+0.4} _{-0.5}	25.3 ^{+0.4} _{-0.3}	0.46 ^{+0.05} _{-0.04}	6.4 ^{+2.1} _{-3.9}	112 ⁺⁸ ₋₇	[1000]	1037 ⁺²⁰ ₋₁₉
GAL1	[0.1]	[-0.1]	[0.09]	[-0.4]	[0]	128 ⁺¹² ₋₄₆	242 ⁺³ ₋₄
L* galaxy					[0.15]	9 ⁺² ₋₁	161 ⁺¹⁹ ₋₉
SMACS2131							
DM1	-3.2 ^{+0.4} _{-0.2}	3.2 ^{+0.1} _{-0.3}	0.66 ^{+0.01} _{-0.01}	155.2 ^{+0.2} _{-0.3}	84 ⁺¹ ₋₁	[1000]	866 ⁺¹⁵ ₋₅
DM2	21.2 ^{+0.9} _{-0.3}	[17.0]	0.53 ^{+0.02} _{-0.02}	82.7 ^{+6.4} _{-6.9}	95 ⁺¹⁴ ₋₆	[1000]	452 ⁺⁴⁴ ₋₁₂
GAL1	[-0.0]	[0.0]	[0.11]	59.0 ^{+1.4} _{-1.3}	[0]	155 ⁺³ ₋₁₄	399 ⁺⁰ ₋₁
GAL2	[6.7]	[-2.2]	[0.76]	7.2 ^{+9.7} _{-6.4}	[0]	96 ⁺⁸ ₋₁₇	93 ⁺¹⁸ ₋₁₂
L* galaxy					[0.15]	93 ⁺⁶ ₋₂₁	202 ⁺⁴ ₋₁
MACS2214							
DM1	-1.2 ^{+0.1} _{-0.2}	0.7 ^{+0.1} _{-0.1}	0.55 ^{+0.01} _{-0.01}	147.5 ^{+0.7} _{-0.8}	38 ⁺¹ ₋₁	[1000]	903 ⁺¹⁵ ₋₁₈
DM2	-20.8 ^{+0.2} _{-0.2}	17.2 ^{+0.3} _{-0.2}	0.70 ^{+0.06} _{-0.05}	112.0 ^{+3.2} _{-3.5}	20 ⁺⁸ ₋₅	[1000]	299 ⁺¹¹ ₋₃₄
DM3	20.8 ^{+3.9} _{-4.9}	-22.8 ^{+2.0} _{-1.6}	0.92 ^{+0.05} _{-0.03}	22.6 ^{+1.7} _{-2.0}	186 ⁺¹¹ ₋₁₃	[1000]	753 ⁺⁴² ₋₄₁
GAL1	[0.0]	[0.0]	[0.20]	151.1 ^{+34.0} _{-45.5}	4 ⁺¹⁴ ₋₃	9 ⁺¹⁶ ₋₁₂	179 ⁺⁶¹ ₋₂₈
GAL2	[8.2]	[18.8]	0.48 ^{+0.07} _{-0.04}	[0.0]	[0]	81 ⁺² ₋₃	169 ⁺⁵ ₋₉
GAL3	[19.9]	[2.0]	0.42 ^{+0.06} _{-0.35}	89.2 ^{+31.5} _{-53.1}	[0]	23 ⁺⁴² ₋₈	73 ⁺⁸ ₋₅
L* galaxy					[0.15]	46 ⁺³ ₀	111 ⁺² ₋₃

Table B.1. (continued).

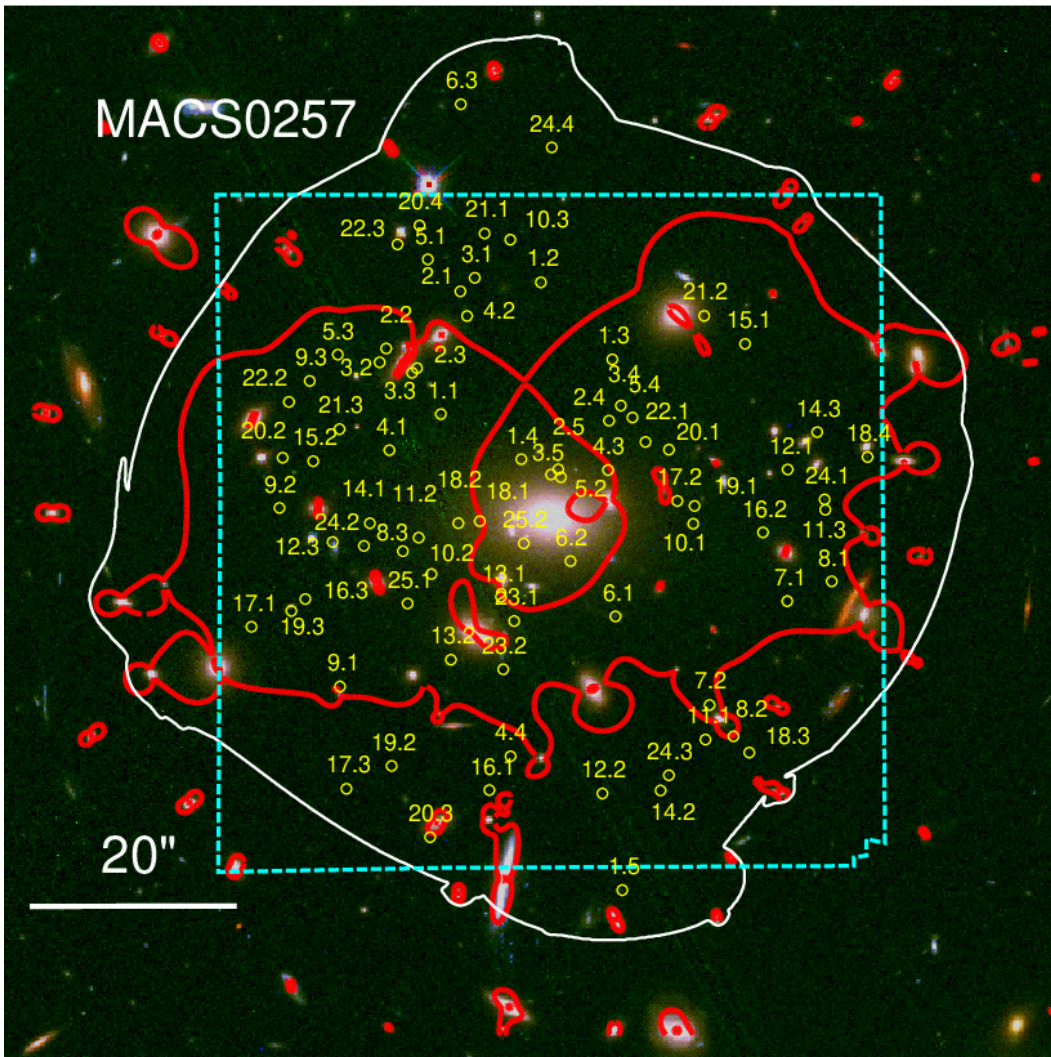


Fig. B.1. Overview of all multiply-imaged systems used in the strong-lensing model of MACS0257. The cyan dashed line highlights the limits of the MUSE observations. The white line represents the limit of the region where we expect multiples images. The red line delineates the critical line for a source at $z = 4$.

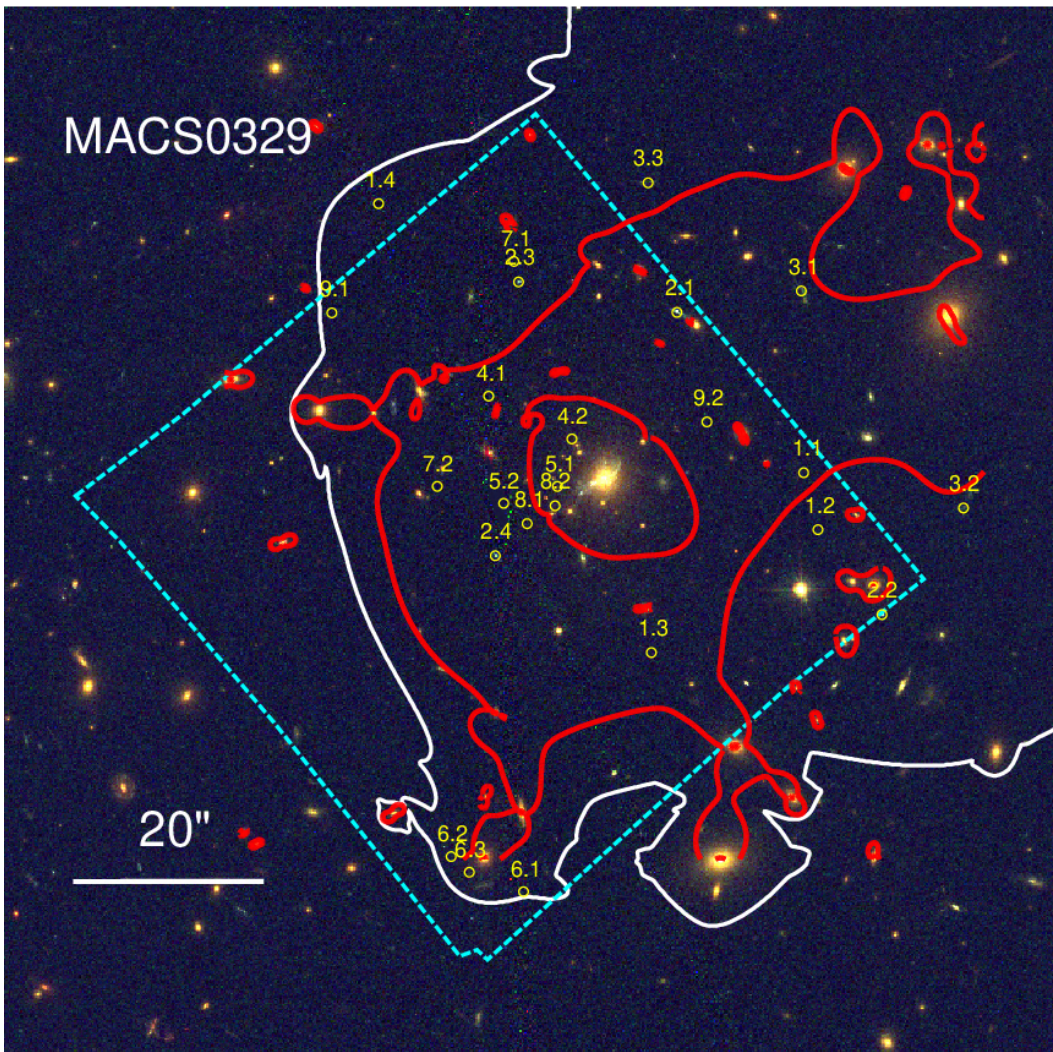


Fig. B.1. (continued) Same figure for MACS0329.

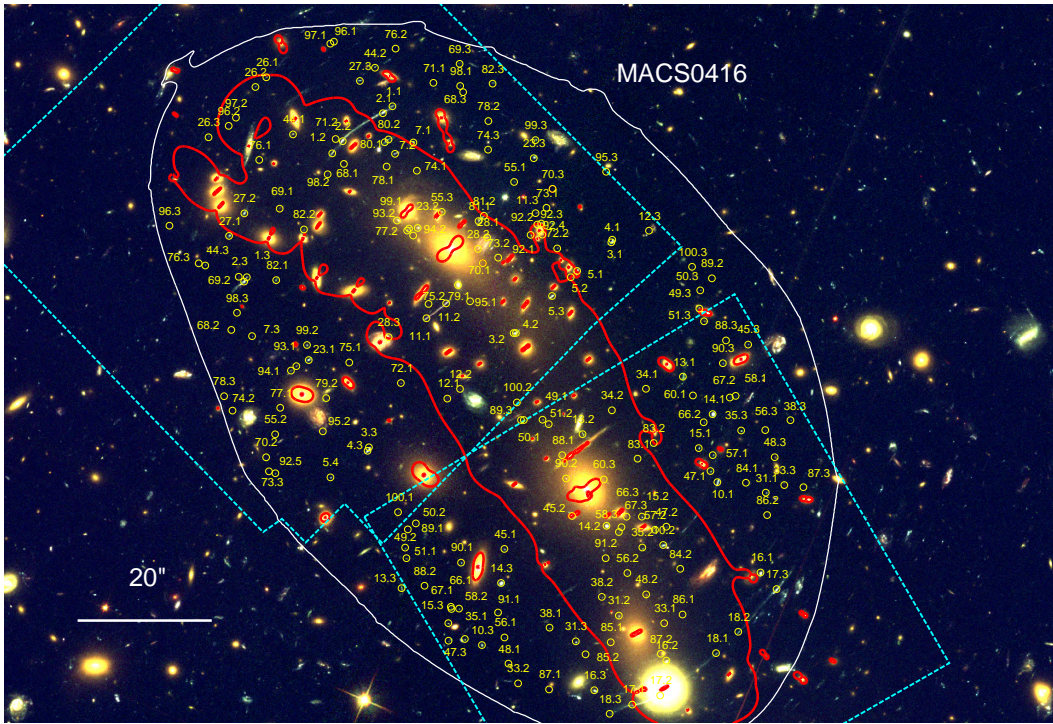


Fig. B.1. (continued) Same figure for MACS0416.

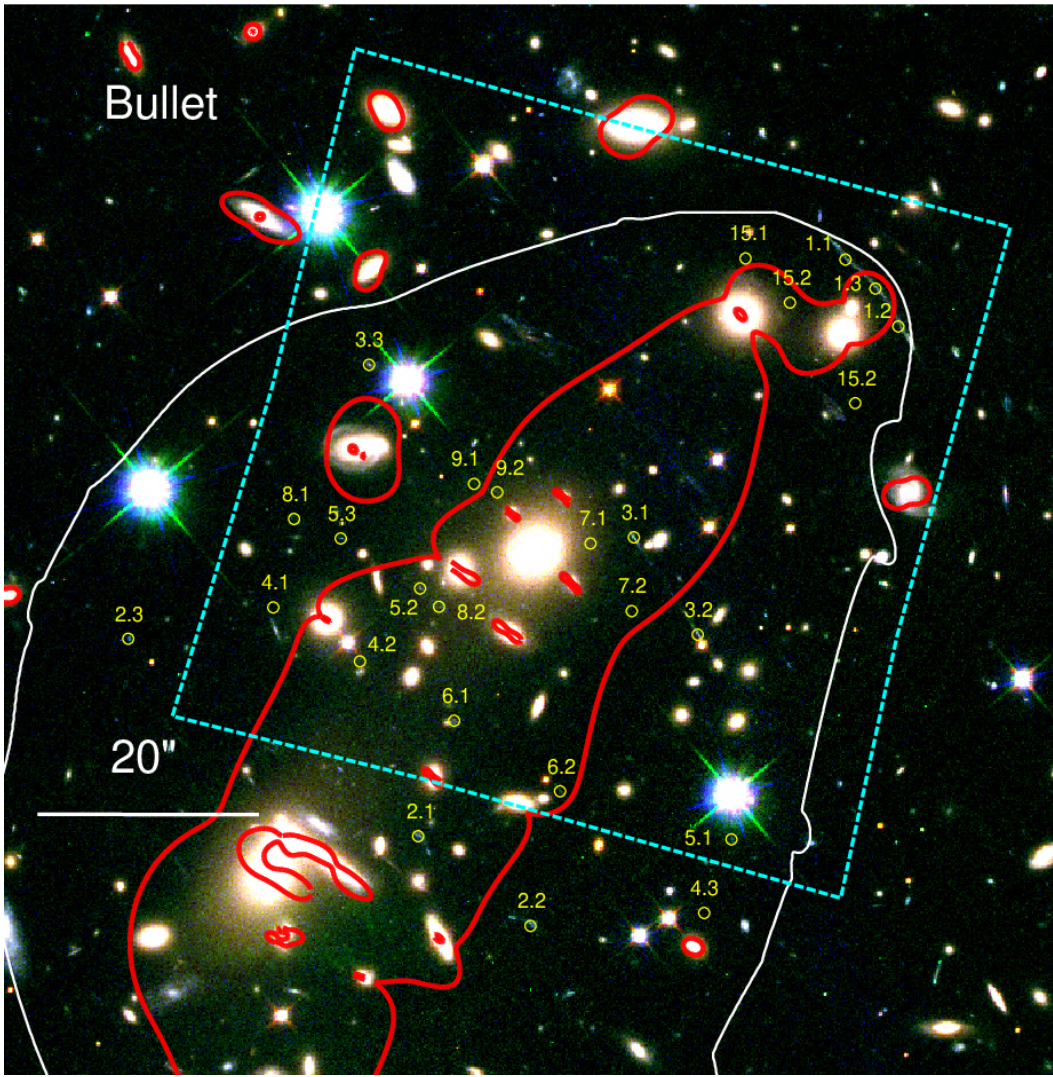


Fig. B.1. Same as Fig. B.1 for the Bullet Cluster.

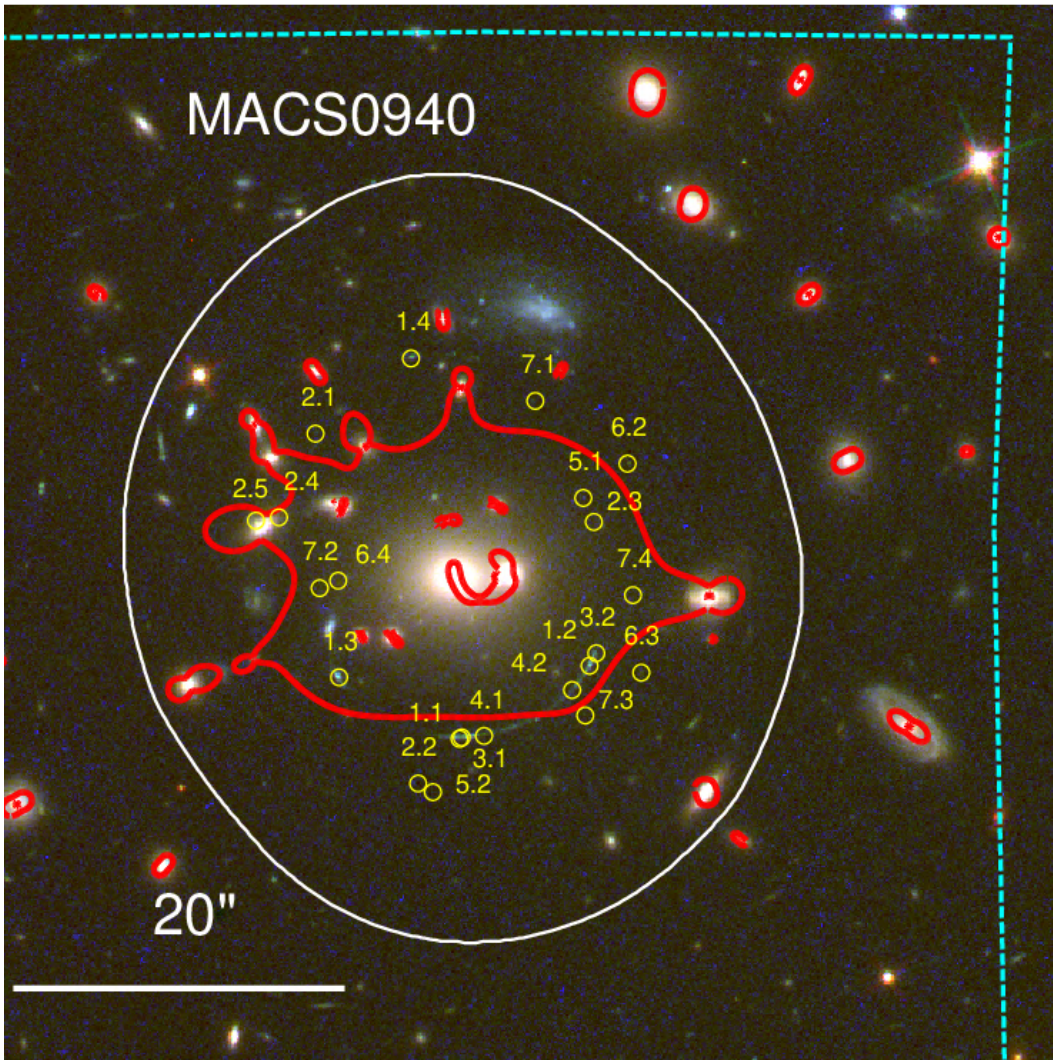


Fig. B.1. (continued) Same figure for MACS0940.

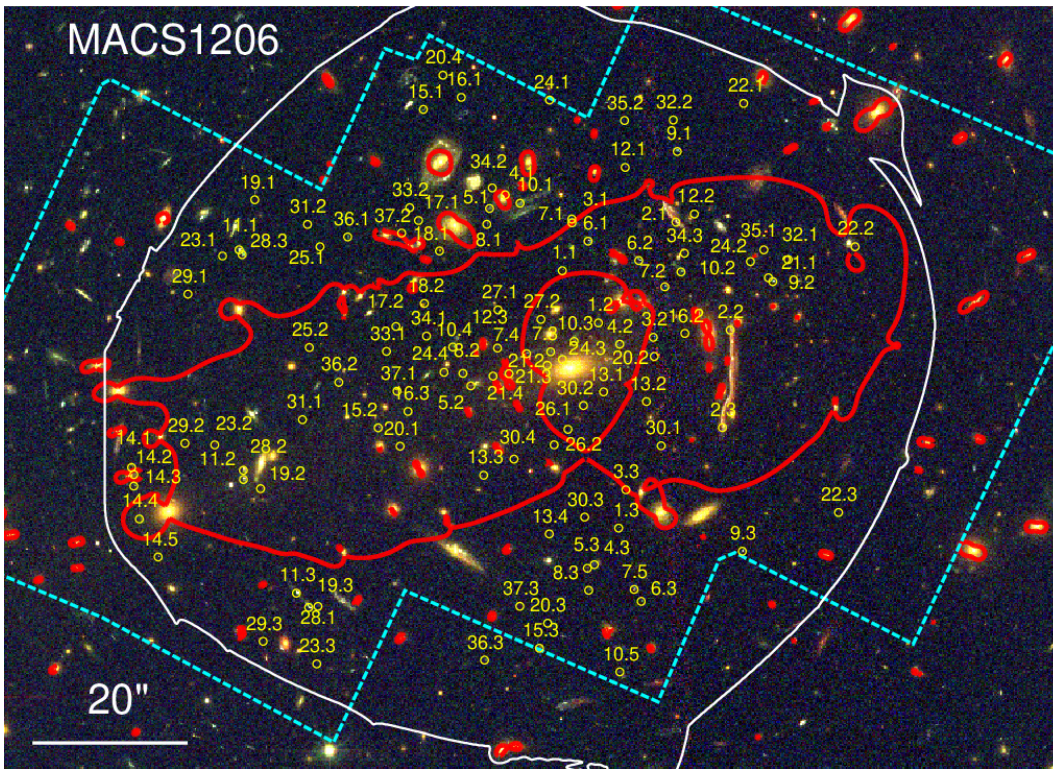


Fig. B.1. (continued) Same figure for MACS1206.

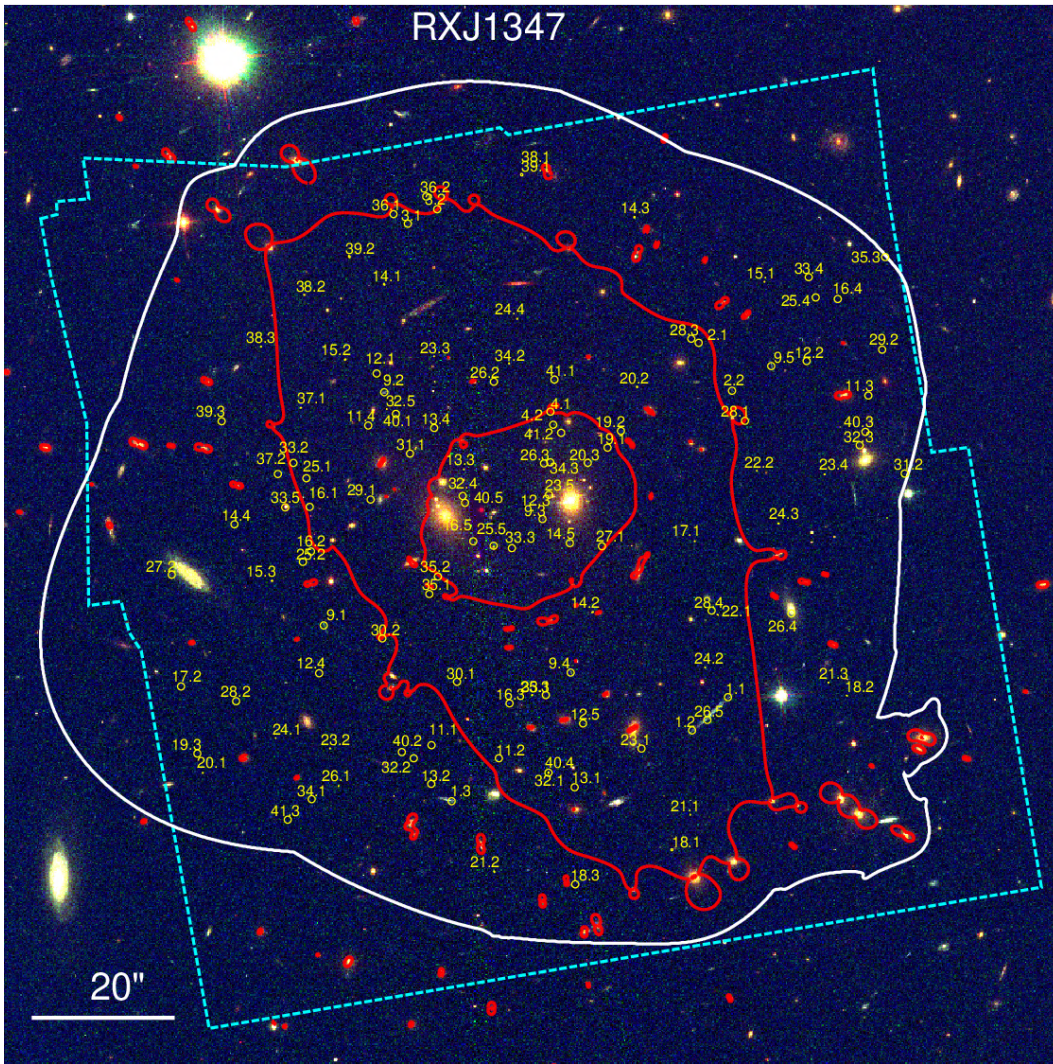


Fig. B.1. (continued) Same figure for RXJ1347.

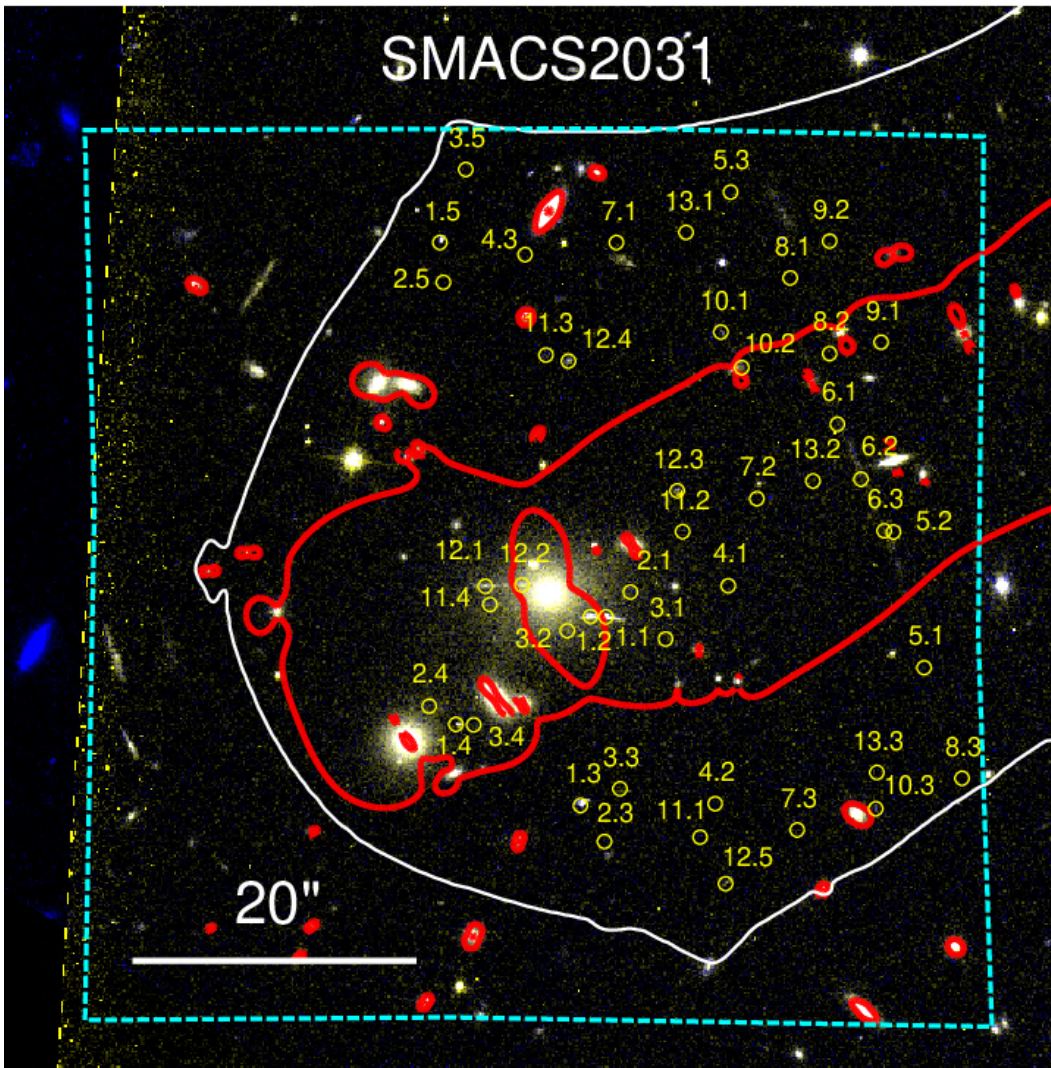


Fig. B.1. (continued) Same figure for SMACS2031.

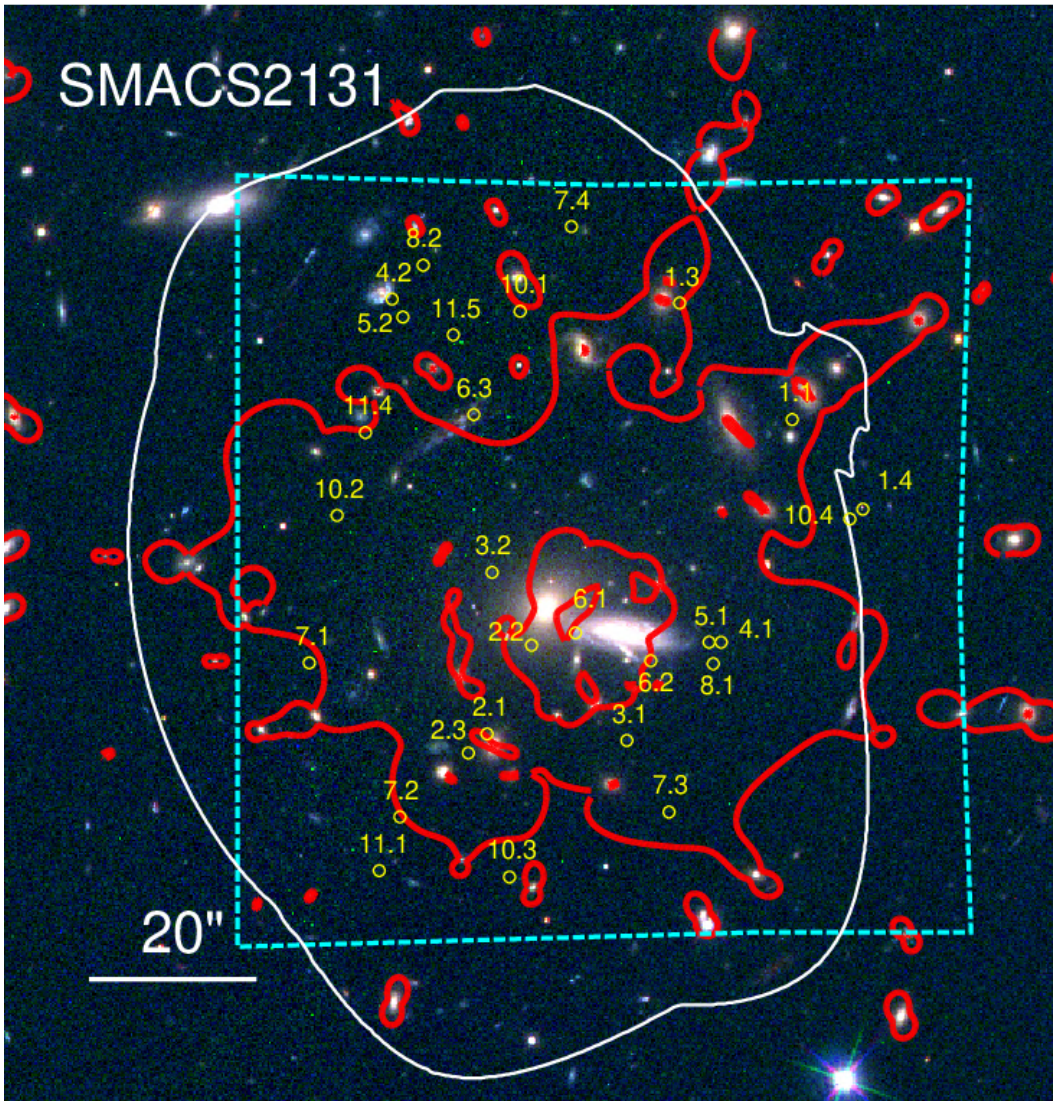


Fig. B.1. (continued) Same figure for SMACS2131.

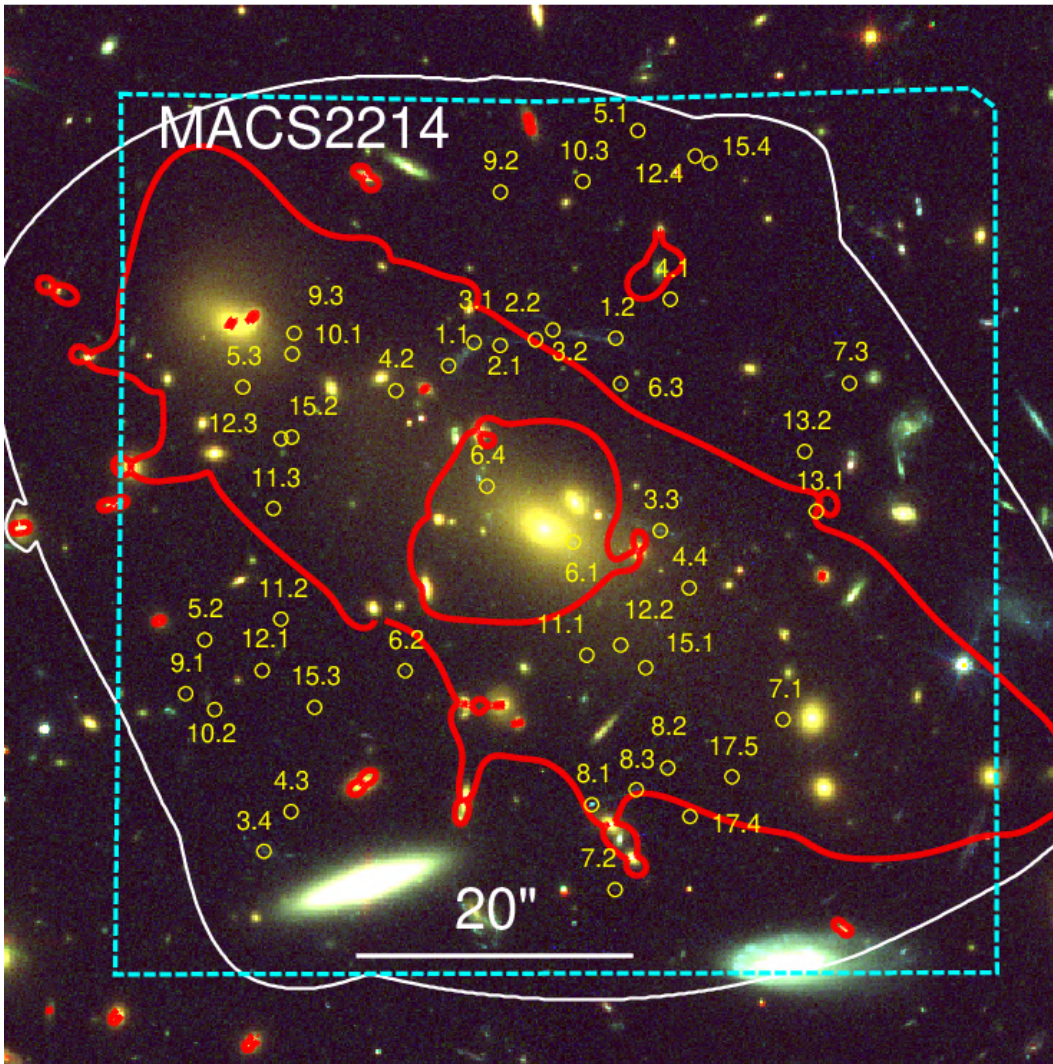


Fig. B.1. (continued) Same figure for MACS2214.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	02:57:41.84	-22:09:07.78	4.69
1.2	02:57:41.14	-22:08:55.06	4.69
1.3	02:57:40.65	-22:09:02.51	4.69
1.4	02:57:41.28	-22:09:12.14	4.69
1.5	02:57:40.58	-22:09:53.75	4.69
2.1	02:57:41.70	-22:08:55.93	3.22
2.2	02:57:42.22	-22:09:01.45	3.22
2.3	02:57:42.01	-22:09:03.35	3.22
2.4	02:57:40.67	-22:09:08.42	3.22
2.5	02:57:41.02	-22:09:13.12	3.22
3.1	02:57:41.60	-22:08:54.63	3.85
3.2	02:57:42.26	-22:09:02.79	3.85
3.3	02:57:42.04	-22:09:03.80	3.85
3.4	02:57:40.59	-22:09:06.97	3.85
3.5	02:57:41.07	-22:09:13.62	3.85
4.1	02:57:42.20	-22:09:11.27	1.1690
4.2	02:57:41.66	-22:08:58.31	1.1690
4.3	02:57:40.68	-22:09:13.19	1.1690
4.4	02:57:41.35	-22:09:40.82	1.1690
5.1	02:57:41.93	-22:08:52.85	6.609
5.2	02:57:41.00	-22:09:13.89	6.609
5.3	02:57:42.56	-22:09:02.04	6.609
5.4	02:57:40.51	-22:09:08.11	6.609
6.1	02:57:40.63	-22:09:27.31	2.424
6.2	02:57:40.94	-22:09:21.98	2.424
6.3	02:57:41.70	-22:08:37.86	2.424
7.1	02:57:39.43	-22:09:25.85	4.69
7.2	02:57:39.97	-22:09:35.87	4.69
8.1	02:57:39.12	-22:09:23.93	6.080
8.2	02:57:39.80	-22:09:38.90	6.080
8.3	02:57:42.10	-22:09:21.02	6.080
9.1	02:57:42.54	-22:09:34.09	1.157
9.2	02:57:42.96	-22:09:16.84	1.157
9.3	02:57:42.75	-22:09:04.58	1.157
10.1	02:57:40.08	-22:09:18.37	1.169
10.2	02:57:41.91	-22:09:23.23	1.169
10.3	02:57:41.36	-22:08:50.94	1.169
11.1	02:57:40.00	-22:09:39.21	3.01
11.2	02:57:41.99	-22:09:19.72	3.01
11.3	02:57:39.17	-22:09:17.02	3.01
12.1	02:57:39.43	-22:09:13.13	3.807
12.2	02:57:40.72	-22:09:44.42	3.807
12.3	02:57:42.59	-22:09:20.14	3.807
13.1	02:57:41.42	-22:09:25.43	3.9545
13.2	02:57:41.77	-22:09:31.50	3.9545
14.1	02:57:42.33	-22:09:18.32	4.030
14.2	02:57:40.31	-22:09:44.13	4.030
14.3	02:57:39.22	-22:09:09.52	4.030
15.1	02:57:39.72	-22:09:01.01	6.467
15.2	02:57:42.73	-22:09:12.33	6.467
16.1	02:57:41.50	-22:09:44.09	6.225
16.2	02:57:39.60	-22:09:19.20	6.225
16.3	02:57:42.78	-22:09:25.64	6.225
17.1	02:57:43.16	-22:09:28.32	6.066
17.2	02:57:40.19	-22:09:16.17	6.066
17.3	02:57:42.50	-22:09:43.96	6.066
18.1	02:57:41.57	-22:09:18.13	5.277
18.2	02:57:41.72	-22:09:18.32	5.277
18.3	02:57:39.69	-22:09:40.47	5.277
18.4	02:57:38.87	-22:09:11.93	5.277

19.1	02:57:40.08	-22:09:16.65	3.223
19.2	02:57:42.18	-22:09:41.76	3.223
19.3	02:57:42.88	-22:09:26.79	3.223
20.1	02:57:40.25	-22:09:11.22	3.246
20.2	02:57:42.94	-22:09:11.99	3.246
20.3	02:57:41.91	-22:09:48.63	3.246
20.4	02:57:41.99	-22:08:49.57	3.246
21.1	02:57:41.54	-22:08:50.35	4.685
21.2	02:57:40.01	-22:08:58.30	4.685
21.3	02:57:42.54	-22:09:09.24	4.685
22.1	02:57:40.42	-22:09:10.47	5.32295
22.2	02:57:42.90	-22:09:06.61	5.32295
22.3	02:57:42.14	-22:08:51.40	5.32295
23.1	02:57:41.33	-22:09:27.77	5.557
23.2	02:57:41.41	-22:09:32.43	5.557
24.1	02:57:39.17	-22:09:16.02	4.69
24.2	02:57:42.37	-22:09:20.51	4.69
24.3	02:57:40.25	-22:09:42.65	4.69
24.4	02:57:41.07	-22:08:42.03	4.69
25.1	02:57:42.07	-22:09:26.07	4.4633
25.2	02:57:41.26	-22:09:20.27	4.4633

Table B.2. List of multiply imaged systems used as constraints in the MACS0257 mass model. From left to right: identification number for the multiple image, sky coordinates, redshift constraints from spectroscopy. Redshifts with error bars are not constrained with spectroscopy and are predictions from our lens model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	03:29:40.17	-02:11:45.71	6.18
1.2	03:29:40.07	-02:11:51.71	6.18
1.3	03:29:41.24	-02:12:04.66	6.18
1.4	03:29:43.16	-02:11:17.36	6.18
2.1	03:29:41.06	-02:11:28.82	2.14
2.2	03:29:39.62	-02:12:00.66	2.14
2.3	03:29:42.17	-02:11:25.61	2.14
2.4	03:29:42.33	-02:11:54.46	2.14
3.1	03:29:40.18	-02:11:26.56	2.42±0.08
3.2	03:29:39.04	-02:11:49.43	"
3.3	03:29:41.26	-02:11:15.16	"
4.1	03:29:42.38	-02:11:37.64	3.795
4.2	03:29:41.80	-02:11:42.15	3.795
5.1	03:29:41.90	-02:11:47.15	4.575
5.2	03:29:42.28	-02:11:48.93	4.575
6.1	03:29:42.14	-02:12:29.85	5.661
6.2	03:29:42.65	-02:12:26.15	5.661
6.3	03:29:42.52	-02:12:27.80	5.661
7.1	03:29:42.20	-02:11:23.44	6.0112
7.2	03:29:42.74	-02:11:47.14	6.0112
8.1	03:29:42.11	-02:11:51.07	3.8546
8.2	03:29:41.91	-02:11:49.19	3.8546
9.1	03:29:43.48	-02:11:28.86	6.0261
9.2	03:29:40.85	-02:11:40.35	6.0261

Table B.3. Same as Table B.2 for the MACS0329 mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	04:16:09.78	-24:03:41.73	1.8960
1.2	04:16:10.43	-24:03:48.75	1.8960
1.3	04:16:11.36	-24:04:07.21	1.8960
2.1	04:16:09.88	-24:03:42.77	1.8925
2.2	04:16:10.32	-24:03:46.93	1.8925
2.3	04:16:11.39	-24:04:07.86	1.8925

3.1	04:16:07.39	-24:04:01.62	1.9885	35.3	04:16:05.98	-24:04:30.06	3.4900
3.2	04:16:08.46	-24:04:15.53	1.9885	38.1	04:16:08.07	-24:04:59.44	3.4400
3.3	04:16:10.04	-24:04:32.56	1.9885	38.2	04:16:07.50	-24:04:54.86	3.4400
4.1	04:16:07.40	-24:04:02.01	1.9885	38.3	04:16:05.45	-24:04:28.52	3.4400
4.2	04:16:08.44	-24:04:15.53	1.9885	44.1	04:16:10.86	-24:03:45.93	3.2905
4.3	04:16:10.05	-24:04:33.08	1.9885	44.2	04:16:09.97	-24:03:35.99	3.2905
5.1	04:16:07.77	-24:04:06.28	2.0970	44.3	04:16:11.82	-24:04:05.47	3.2905
5.2	04:16:07.84	-24:04:07.21	2.0970	45.1	04:16:08.56	-24:04:47.70	2.5420
5.3	04:16:08.04	-24:04:10.01	2.0970	45.2	04:16:07.83	-24:04:42.79	2.5420
5.4	04:16:10.45	-24:04:37.04	2.0970	45.3	04:16:05.91	-24:04:17.25	2.5420
7.1	04:16:09.55	-24:03:47.13	2.0854	47.1	04:16:06.32	-24:04:36.10	3.2510
7.2	04:16:09.75	-24:03:48.82	2.0854	47.2	04:16:06.80	-24:04:44.40	3.2510
7.3	04:16:11.31	-24:04:15.99	2.0854	47.3	04:16:09.17	-24:05:01.39	3.2510
10.1	04:16:06.24	-24:04:37.76	2.2982	48.1	04:16:08.52	-24:05:04.80	4.1210
10.2	04:16:06.83	-24:04:47.12	2.2982	48.2	04:16:07.02	-24:04:54.49	4.1210
10.3	04:16:08.81	-24:05:02.04	2.2982	48.3	04:16:05.62	-24:04:34.04	4.1210
11.1	04:16:09.41	-24:04:13.32	1.0060	49.1	04:16:08.15	-24:04:28.45	3.8696
11.2	04:16:09.20	-24:04:11.11	1.0060	49.2	04:16:09.64	-24:04:47.51	3.8696
11.3	04:16:08.22	-24:03:57.66	1.0060	49.3	04:16:06.44	-24:04:11.88	3.8696
12.1	04:16:09.18	-24:04:25.31	1.9530	50.1	04:16:08.35	-24:04:28.49	3.2195
12.2	04:16:09.04	-24:04:23.86	1.9530	50.2	04:16:09.53	-24:04:43.91	3.2195
12.3	04:16:06.99	-24:04:00.27	1.9530	50.3	04:16:06.43	-24:04:09.17	3.2195
13.1	04:16:06.62	-24:04:22.03	3.2226	51.1	04:16:09.63	-24:04:49.09	4.1020
13.2	04:16:07.71	-24:04:30.61	3.2226	51.2	04:16:08.08	-24:04:29.11	4.1020
13.3	04:16:09.68	-24:04:53.56	3.2226	51.3	04:16:06.39	-24:04:13.78	4.1020
14.1	04:16:06.30	-24:04:27.62	1.6350	55.1	04:16:08.46	-24:03:53.01	3.2910
14.2	04:16:07.45	-24:04:44.26	1.6350	55.2	04:16:11.06	-24:04:30.63	3.2910
14.3	04:16:08.60	-24:04:52.78	1.6350	55.3	04:16:09.24	-24:03:57.47	3.2910
15.1	04:16:06.45	-24:04:32.68	2.3340	56.1	04:16:08.56	-24:05:00.91	3.2910
15.2	04:16:07.07	-24:04:42.90	2.3340	56.2	04:16:07.22	-24:04:51.30	3.2910
15.3	04:16:09.17	-24:04:58.77	2.3340	56.3	04:16:05.72	-24:04:29.99	3.2910
16.1	04:16:05.77	-24:04:51.22	1.9644	57.1	04:16:06.29	-24:04:33.73	2.9259
16.2	04:16:06.80	-24:05:04.35	1.9644	57.2	04:16:06.92	-24:04:44.85	2.9259
16.3	04:16:07.58	-24:05:08.77	1.9644	58.1	04:16:06.04	-24:04:24.90	3.0802
17.1	04:16:07.17	-24:05:10.91	2.2181	58.2	04:16:09.06	-24:04:56.60	3.0802
17.2	04:16:06.87	-24:05:09.55	2.2181	58.3	04:16:07.32	-24:04:45.19	3.0802
17.3	04:16:05.60	-24:04:53.69	2.2181	60.1	04:16:06.51	-24:04:24.84	3.9230
18.1	04:16:06.26	-24:05:03.24	2.2210	60.3	04:16:07.48	-24:04:37.35	3.9230
18.2	04:16:06.02	-24:05:00.06	2.2210	66.1	04:16:09.14	-24:04:56.33	2.2300
18.3	04:16:07.42	-24:05:12.28	2.2210	66.2	04:16:06.39	-24:04:28.83	2.2300
23.1	04:16:10.69	-24:04:19.56	2.0960	66.3	04:16:07.23	-24:04:42.91	2.2300
23.2	04:16:09.50	-24:03:59.87	2.0960	67.1	04:16:09.14	-24:04:56.65	3.1094
23.3	04:16:08.24	-24:03:49.47	2.0960	67.2	04:16:06.11	-24:04:25.14	3.1094
26.1	04:16:11.15	-24:03:37.41	3.2380	67.3	04:16:07.29	-24:04:44.47	3.1094
26.2	04:16:11.27	-24:03:38.85	3.2380	68.1	04:16:10.31	-24:03:50.32	4.1138
26.3	04:16:11.78	-24:03:46.35	3.2380	68.2	04:16:11.53	-24:04:15.07	4.1138
27.1	04:16:11.56	-24:04:01.05	2.0960	68.3	04:16:09.01	-24:03:39.63	4.1138
27.2	04:16:11.39	-24:03:57.69	2.0960	69.1	04:16:11.01	-24:03:56.99	4.1150
27.3	04:16:10.13	-24:03:37.95	2.0960	69.2	04:16:11.45	-24:04:07.15	4.1150
28.1	04:16:08.75	-24:04:01.29	0.9394	69.3	04:16:09.05	-24:03:35.41	4.1150
28.2	04:16:08.85	-24:04:02.99	0.9394	70.1	04:16:08.82	-24:04:04.77	4.609
28.3	04:16:09.82	-24:04:16.14	0.9394	70.2	04:16:11.16	-24:04:34.05	4.609
31.1	04:16:05.72	-24:04:39.32	1.8178	70.3	04:16:08.04	-24:03:54.04	4.609
31.2	04:16:07.32	-24:04:57.65	1.8178	71.1	04:16:09.33	-24:03:38.24	6.147
31.3	04:16:07.78	-24:05:01.48	1.8178	71.2	04:16:10.40	-24:03:46.61	6.147
33.1	04:16:06.82	-24:04:58.78	5.3651	72.1	04:16:09.69	-24:04:22.98	1.14717
33.2	04:16:08.41	-24:05:07.75	5.3651	72.2	04:16:07.99	-24:04:02.92	1.14717
33.3	04:16:05.52	-24:04:38.19	5.3651	73.1	04:16:08.10	-24:03:56.87	4.07074
34.1	04:16:07.02	-24:04:23.84	5.1060	73.2	04:16:08.63	-24:04:04.30	4.07074
34.2	04:16:07.39	-24:04:27.05	5.1060	73.3	04:16:11.12	-24:04:36.14	4.07074
35.1	04:16:08.99	-24:05:01.13	3.4900	74.1	04:16:09.51	-24:03:51.34	4.30
35.2	04:16:07.06	-24:04:47.50	3.4900	74.2	04:16:11.52	-24:04:27.09	4.30

74.3	04:16:08.74	-24:03:48.20	4.30
75.1	04:16:10.25	-24:04:19.93	4.30
75.2	04:16:09.39	-24:04:11.19	4.30
76.1	04:16:11.23	-24:03:49.73	5.0996
76.2	04:16:09.75	-24:03:33.14	5.0996
76.3	04:16:11.89	-24:04:05.14	5.0996
77.1	04:16:11.00	-24:04:26.67	5.998
77.2	04:16:09.55	-24:04:01.00	5.998
78.1	04:16:09.84	-24:03:50.72	6.06645
78.2	04:16:08.74	-24:03:43.93	6.06645
78.3	04:16:11.61	-24:04:24.95	6.06645
79.1	04:16:09.07	-24:04:08.38	2.99113
79.2	04:16:10.50	-24:04:25.23	2.99113
80.1	04:16:09.86	-24:03:47.09	2.243
80.2	04:16:09.82	-24:03:46.68	2.243
81.1	04:16:08.84	-24:03:58.84	1.827
81.2	04:16:08.78	-24:03:58.05	1.827
82.1	04:16:11.05	-24:04:07.65	2.922
82.2	04:16:10.74	-24:04:00.09	2.922
82.3	04:16:08.69	-24:03:38.36	2.922
83.1	04:16:07.11	-24:04:34.26	3.0750
83.2	04:16:06.94	-24:04:31.92	3.0750
84.1	04:16:05.93	-24:04:37.84	4.5300
84.2	04:16:06.65	-24:04:50.67	4.5300
85.1	04:16:07.40	-24:05:01.62	5.9730
85.2	04:16:07.68	-24:05:03.42	5.9730
86.1	04:16:06.62	-24:04:57.49	3.9230
86.2	04:16:05.70	-24:04:42.66	3.9230
87.1	04:16:08.08	-24:05:08.65	5.6380
87.2	04:16:06.86	-24:05:03.34	5.6380
87.3	04:16:05.31	-24:04:38.51	5.6380
88.1	04:16:07.93	-24:04:33.73	4.5018
88.2	04:16:09.43	-24:04:53.20	4.5018
88.3	04:16:06.15	-24:04:16.63	4.5018
89.1	04:16:09.61	-24:04:44.80	5.1060
89.2	04:16:06.30	-24:04:07.37	5.1060
89.3	04:16:08.38	-24:04:28.50	5.1060
90.1	04:16:09.03	-24:04:49.75	2.2800
90.2	04:16:07.89	-24:04:37.20	2.2800
90.3	04:16:06.18	-24:04:20.03	2.2800
91.1	04:16:08.63	-24:04:57.19	3.7153
91.2	04:16:07.46	-24:04:49.09	3.7153
92.1	04:16:08.28	-24:04:00.91	3.2240
92.2	04:16:08.20	-24:03:59.36	3.2240
92.3	04:16:08.16	-24:03:59.21	3.2240
92.4	04:16:08.15	-24:04:00.86	3.2240
92.5	04:16:11.05	-24:04:36.43	3.2240
93.1	04:16:10.83	-24:04:20.47	3.2883
93.2	04:16:09.62	-24:04:00.26	3.2883
94.1	04:16:10.88	-24:04:21.13	3.2883
94.2	04:16:09.60	-24:03:59.96	3.2883
95.1	04:16:08.94	-24:04:10.80	4.0690
95.2	04:16:10.54	-24:04:30.18	4.0690
95.3	04:16:07.45	-24:03:51.49	4.0690
96.1	04:16:10.42	-24:03:32.10	6.1480
96.2	04:16:11.56	-24:03:44.65	6.1480
96.3	04:16:12.21	-24:03:59.53	6.1480
97.1	04:16:10.46	-24:03:32.40	6.1480
97.2	04:16:11.48	-24:03:43.43	6.1480
98.1	04:16:09.04	-24:03:38.71	3.6100
98.2	04:16:10.48	-24:03:51.87	3.6100
98.3	04:16:11.47	-24:04:12.51	3.6100

99.1	04:16:09.73	-24:03:58.76	2.281
99.2	04:16:10.71	-24:04:17.32	2.281
99.3	04:16:08.22	-24:03:46.78	2.281
100.1	04:16:09.72	-24:04:42.23	3.9680
100.2	04:16:08.43	-24:04:25.88	3.9680
100.3	04:16:06.52	-24:04:05.66	3.9680

Table B.4. Same as Table B.2 for the MACS0416 mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	06:58:31.90	-55:56:30.21	3.24
1.2	06:58:31.33	-55:56:36.26	3.24
1.3	06:58:31.58	-55:56:32.83	3.24
2.1	06:58:36.50	-55:57:22.48	2.35±0.06
2.2	06:58:35.29	-55:57:30.59	"
2.3	06:58:39.64	-55:57:04.64	"
3.1	06:58:34.18	-55:56:55.39	3.2541
3.2	06:58:33.49	-55:57:04.19	3.2541
3.3	06:58:37.04	-55:56:39.81	3.2541
4.1	06:58:38.07	-55:57:01.79	2.8
4.2	06:58:37.14	-55:57:06.66	2.8
4.3	06:58:33.42	-55:57:29.39	2.8
5.1	06:58:33.12	-55:57:22.72	2.92±0.06
5.2	06:58:36.49	-55:57:00.05	"
5.3	06:58:37.34	-55:56:55.54	"
6.1	06:58:36.12	-55:57:12.02	1.24±0.02
6.2	06:58:34.97	-55:57:18.39	"
7.1	06:58:34.65	-55:56:55.95	1.67±0.04
7.2	06:58:34.20	-55:57:02.07	"
8.1	06:58:37.85	-55:56:53.78	3.34±0.25
8.2	06:58:36.28	-55:57:01.70	"
9.1	06:58:35.91	-55:56:50.58	5.27±0.33
9.2	06:58:35.66	-55:56:51.33	"
10.1	06:58:15.14	-55:56:22.60	2.99
10.2	06:58:14.73	-55:56:33.50	2.99
10.3	06:58:14.87	-55:56:51.45	2.99
11.1	06:58:14.86	-55:56:46.00	3.13±0.12
11.2	06:58:14.78	-55:56:39.25	"
11.3	06:58:15.55	-55:56:17.25	"
12.1	06:58:16.89	-55:56:38.55	1.69±0.06
12.2	06:58:16.62	-55:56:45.50	"
12.3	06:58:16.78	-55:56:19.58	"
13.1	06:58:15.76	-55:56:23.40	3.45±0.33
13.2	06:58:15.41	-55:56:31.37	"
14.1	06:58:15.38	-55:56:43.51	2.05±0.08
14.2	06:58:15.32	-55:56:41.56	"
14.3	06:58:15.94	-55:56:17.41	"
15.1	06:58:32.98	-55:56:30.13	3.537
15.2	06:58:32.50	-55:56:34.12	3.537
15.3	06:58:31.80	-55:56:43.21	3.537

Table B.5. Same as B.2 for the Bullet cluster mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	09:40:53.68	07:44:15.69	4.03
1.2	09:40:53.16	07:44:20.03	4.03
1.3	09:40:54.18	07:44:19.33	4.03
1.4	09:40:53.88	07:44:38.62	4.03
3.1	09:40:53.69	07:44:15.61	4.03
3.2	09:40:53.13	07:44:20.79	4.03
4.1	09:40:53.59	07:44:15.79	4.03
4.2	09:40:53.23	07:44:18.56	4.03
2.1	09:40:54.27	07:44:34.07	5.70

2.2	09:40:53.86	07:44:12.91	5.70	14.2	12:06:15.95	-08:48:17.04	3.7531
2.3	09:40:53.14	07:44:28.73	5.70	14.3	12:06:15.95	-08:48:18.53	3.7531
2.4	09:40:54.42	07:44:29.01	5.70	14.4	12:06:15.91	-08:48:22.78	3.7531
2.5	09:40:54.52	07:44:28.81	5.70	14.5	12:06:15.74	-08:48:27.69	3.7531
5.1	09:40:53.18	07:44:30.18	5.70	15.1	12:06:13.43	-08:47:29.89	3.7611
5.2	09:40:53.80	07:44:12.39	5.70	15.2	12:06:13.82	-08:48:11.00	3.7611
6.2	09:40:53.00	07:44:32.25	5.491	15.3	12:06:12.42	-08:48:39.47	3.7611
6.3	09:40:52.95	07:44:19.61	5.491	16.1	12:06:13.10	-08:47:28.33	3.7617
6.4	09:40:54.18	07:44:25.18	5.491	16.2	12:06:11.15	-08:47:58.82	3.7617
7.1	09:40:53.38	07:44:36.05	3.57	16.3	12:06:13.56	-08:48:08.90	3.7617
7.2	09:40:54.26	07:44:24.73	3.57	17.1	12:06:13.47	-08:47:44.23	3.8224
7.3	09:40:53.18	07:44:17.03	3.57	17.2	12:06:13.67	-08:47:57.92	3.8224
7.4	09:40:52.98	07:44:24.30	3.57	18.1	12:06:13.29	-08:47:48.17	4.0400

Table B.6. Same as Table B.2 for the MACS0940 mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}				
1.1	12:06:12.22	-08:47:50.72	1.0121	19.1	12:06:14.90	-08:47:41.55	4.0520
1.2	12:06:11.90	-08:47:57.46	1.0121	19.2	12:06:14.85	-08:48:18.86	4.0520
1.3	12:06:11.73	-08:48:23.96	1.0121	19.3	12:06:14.35	-08:48:34.07	4.0520
2.1	12:06:11.23	-08:47:44.45	1.0369	20.1	12:06:13.63	-08:48:13.39	4.0553
2.2	12:06:10.76	-08:47:58.39	1.0369	20.2	12:06:11.42	-08:48:01.80	4.0553
2.3	12:06:10.82	-08:48:10.99	1.0369	20.3	12:06:12.35	-08:48:36.24	4.0553
3.1	12:06:12.14	-08:47:44.04	1.0433	20.4	12:06:13.26	-08:47:25.47	4.0553
3.2	12:06:11.43	-08:47:59.32	1.0433	21.1	12:06:10.42	-08:47:51.63	4.0718
3.3	12:06:11.67	-08:48:19.01	1.0433	21.2	12:06:12.35	-08:48:02.93	4.0718
4.1	12:06:12.72	-08:47:40.92	1.4248	21.3	12:06:12.68	-08:48:04.01	4.0718
4.2	12:06:11.72	-08:48:00.21	1.4248	21.4	12:06:12.82	-08:48:04.33	4.0718
4.3	12:06:11.94	-08:48:28.67	1.4248	22.1	12:06:10.64	-08:47:29.11	4.2913
5.1	12:06:12.85	-08:47:42.68	1.4254	22.2	12:06:09.67	-08:47:47.62	4.2913
5.2	12:06:13.02	-08:48:05.59	1.4254	22.3	12:06:09.81	-08:48:21.94	4.2913
5.3	12:06:12.00	-08:48:29.15	1.4254	23.1	12:06:15.18	-08:47:48.81	4.7293
6.1	12:06:11.99	-08:47:46.90	1.4255	23.2	12:06:15.25	-08:48:13.21	4.7293
6.2	12:06:11.55	-08:47:49.41	1.4255	23.3	12:06:14.36	-08:48:41.49	4.7293
6.3	12:06:11.53	-08:48:33.42	1.4255	24.1	12:06:12.33	-08:47:28.68	5.6984
7.1	12:06:12.14	-08:47:44.53	1.4257	24.2	12:06:10.58	-08:47:49.54	5.6984
7.2	12:06:11.33	-08:47:52.79	1.4257	24.3	12:06:12.22	-08:48:02.18	5.6984
7.3	12:06:12.32	-08:48:01.18	1.4257	24.4	12:06:13.25	-08:48:03.84	5.6984
7.4	12:06:12.53	-08:48:01.43	1.4257	25.1	12:06:14.33	-08:47:47.62	5.7927
7.5	12:06:11.59	-08:48:31.88	1.4257	25.2	12:06:14.42	-08:48:00.64	5.7927
8.1	12:06:12.88	-08:47:44.72	1.4864	26.1	12:06:12.17	-08:48:11.20	6.0106
8.2	12:06:13.09	-08:48:03.97	1.4864	26.2	12:06:12.29	-08:48:13.21	6.0106
8.3	12:06:11.99	-08:48:31.99	1.4864	27.1	12:06:12.78	-08:47:55.77	6.0601
9.1	12:06:11.22	-08:47:35.32	1.9600	27.2	12:06:12.41	-08:47:57.00	6.0601
9.2	12:06:10.39	-08:47:52.12	1.9600	28.1	12:06:14.43	-08:48:34.20	3.0385
9.3	12:06:10.65	-08:48:26.95	1.9600	28.2	12:06:15.00	-08:48:16.50	3.0385
10.1	12:06:12.59	-08:47:42.00	2.5393	28.3	12:06:15.01	-08:47:48.65	3.0385
10.2	12:06:11.18	-08:47:50.88	2.5393	29.1	12:06:15.48	-08:47:53.74	5.0174
10.3	12:06:12.12	-08:47:59.85	2.5393	29.2	12:06:15.51	-08:48:13.01	5.0174
10.4	12:06:13.17	-08:48:00.58	2.5393	29.3	12:06:14.83	-08:48:38.58	5.0174
10.5	12:06:11.72	-08:48:42.53	2.5393	30.1	12:06:11.36	-08:48:13.32	4.104
11.1	12:06:15.04	-08:47:48.02	3.0358	30.2	12:06:12.04	-08:48:08.13	4.104
11.2	12:06:15.00	-08:48:17.68	3.0358	30.3	12:06:12.02	-08:48:22.54	4.104
11.3	12:06:14.54	-08:48:32.36	3.0358	30.4	12:06:12.64	-08:48:15.04	4.104
12.1	12:06:11.67	-08:47:37.38	3.3890	31.1	12:06:14.48	-08:48:09.95	3.011
12.2	12:06:11.07	-08:47:43.39	3.3890	31.2	12:06:14.44	-08:47:44.74	3.011
12.3	12:06:12.78	-08:48:00.71	3.3890	32.1	12:06:10.25	-08:47:49.28	3.161
13.1	12:06:11.86	-08:48:06.36	3.3961	32.2	12:06:11.25	-08:47:31.25	3.161
13.2	12:06:11.49	-08:48:07.61	3.3961	33.1	12:06:13.75	-08:48:01.14	3.207
13.3	12:06:12.90	-08:48:17.13	3.3961	33.2	12:06:13.55	-08:47:42.58	3.207
13.4	12:06:12.33	-08:48:24.71	3.3961	34.1	12:06:13.40	-08:47:59.16	4.047
14.1	12:06:15.97	-08:48:16.13	3.7531	34.2	12:06:12.83	-08:47:40.02	4.047
				34.3	12:06:11.16	-08:47:48.46	4.047
				35.1	12:06:10.46	-08:47:48.02	4.050
				35.2	12:06:11.68	-08:47:31.32	4.050

36.1	12:06:14.09	-08:47:46.35	2.504
36.2	12:06:14.17	-08:48:05.13	2.504
36.3	12:06:12.90	-08:48:41.00	2.504
37.1	12:06:13.66	-08:48:06.28	1.69±0.01
37.2	12:06:13.62	-08:47:45.85	"
37.3	12:06:12.59	-08:48:34.06	"

Table B.7. Same as Table B.2 for the MACS1206mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	13:47:29.09	-11:45:37.22	1.75
1.2	13:47:29.44	-11:45:41.93	1.75
1.3	13:47:31.75	-11:45:51.93	1.75
2.1	13:47:29.37	-11:44:47.16	4.086
2.2	13:47:29.05	-11:44:53.93	4.086
3.1	13:47:32.18	-11:44:30.32	3.67
3.2	13:47:31.89	-11:44:28.28	3.67
4.1	13:47:30.80	-11:44:56.89	2.32±0.20
4.2	13:47:30.78	-11:44:58.73	"
9.1	13:47:32.99	-11:45:27.09	2.127
9.2	13:47:32.40	-11:44:54.13	2.127
9.3	13:47:30.88	-11:45:12.04	2.127
9.4	13:47:30.61	-11:45:33.74	2.127
9.5	13:47:28.68	-11:44:50.44	2.127
11.1	13:47:31.95	-11:45:44.01	4.847
11.2	13:47:31.30	-11:45:45.86	4.847
11.3	13:47:27.74	-11:44:54.61	4.847
11.4	13:47:32.56	-11:44:58.84	4.847
12.1	13:47:32.48	-11:44:51.49	3.704
12.2	13:47:28.34	-11:44:49.73	3.704
12.3	13:47:30.97	-11:45:10.86	3.704
12.4	13:47:33.03	-11:45:33.84	3.704
12.5	13:47:30.49	-11:45:40.93	3.704
13.1	13:47:30.57	-11:45:49.96	3.705
13.2	13:47:31.95	-11:45:49.48	3.705
13.3	13:47:31.64	-11:45:05.02	3.705
13.4	13:47:31.92	-11:44:59.19	3.705
14.1	13:47:32.40	-11:44:38.89	3.681
14.2	13:47:30.40	-11:45:25.21	3.681
14.3	13:47:29.99	-11:44:29.41	3.681
14.4	13:47:33.85	-11:45:12.80	3.681
14.5	13:47:30.62	-11:45:15.45	3.681
15.1	13:47:28.74	-11:44:38.53	3.993
15.2	13:47:32.78	-11:44:49.53	3.993
15.3	13:47:33.48	-11:45:20.78	3.993
16.1	13:47:33.12	-11:45:10.34	4.7445
16.2	13:47:33.11	-11:45:16.64	4.7445
16.3	13:47:31.20	-11:45:38.10	4.7445
16.4	13:47:28.04	-11:44:40.96	4.7445
16.5	13:47:31.55	-11:45:15.20	4.7445
17.1	13:47:29.41	-11:45:15.20	5.008
17.2	13:47:34.36	-11:45:35.71	5.008
18.1	13:47:29.63	-11:45:58.79	4.947
18.2	13:47:27.95	-11:45:37.01	4.947
18.3	13:47:30.56	-11:46:03.67	4.947
19.1	13:47:30.25	-11:45:01.97	4.038
19.2	13:47:30.12	-11:44:59.61	4.038
19.3	13:47:34.20	-11:45:45.19	4.038
20.1	13:47:34.15	-11:45:47.92	5.769
20.2	13:47:29.97	-11:44:53.38	5.769
20.3	13:47:30.44	-11:45:04.11	5.769
21.1	13:47:29.46	-11:45:53.84	4.384
21.2	13:47:31.34	-11:46:01.89	4.384
21.3	13:47:28.12	-11:45:35.17	4.384
22.1	13:47:29.19	-11:45:25.58	3.995
22.2	13:47:28.81	-11:45:05.24	3.995
23.1	13:47:29.93	-11:45:44.49	4.382
23.2	13:47:32.93	-11:45:44.47	4.382
23.3	13:47:31.92	-11:44:49.06	4.382
23.4	13:47:28.16	-11:45:05.73	4.382
23.5	13:47:30.82	-11:45:08.63	4.382
24.1	13:47:33.45	-11:45:43.01	3.7508
24.2	13:47:29.31	-11:45:33.04	3.7508
24.3	13:47:28.61	-11:45:12.69	3.7508
24.4	13:47:31.12	-11:44:43.76	3.7508
25.1	13:47:33.15	-11:45:06.29	4.084
25.2	13:47:33.19	-11:45:18.11	4.084
25.3	13:47:30.98	-11:45:36.92	4.084
25.4	13:47:28.25	-11:44:40.74	4.084
25.5	13:47:31.35	-11:45:15.83	4.084
26.1	13:47:32.84	-11:45:49.78	3.5675
26.2	13:47:31.35	-11:44:52.65	3.5675
26.3	13:47:30.86	-11:45:04.19	3.5675
26.4	13:47:28.48	-11:45:25.39	3.5675
26.5	13:47:29.29	-11:45:40.45	3.5675
27.1	13:47:30.31	-11:45:15.90	5.723
27.2	13:47:34.45	-11:45:19.92	5.723
28.1	13:47:28.93	-11:44:58.18	4.086
28.2	13:47:33.83	-11:45:37.79	4.086
28.3	13:47:29.45	-11:44:46.58	4.086
28.4	13:47:29.25	-11:45:24.99	4.086
29.1	13:47:32.53	-11:45:09.31	3.703
29.2	13:47:27.61	-11:44:48.12	3.703
30.1	13:47:31.70	-11:45:35.05	3.065
30.2	13:47:32.42	-11:45:28.92	3.065
31.1	13:47:32.16	-11:45:02.80	5.421
31.2	13:47:27.39	-11:45:05.62	5.421
32.1	13:47:30.82	-11:45:47.90	4.163
32.2	13:47:32.12	-11:45:45.86	4.163
32.3	13:47:27.82	-11:45:01.63	4.163
32.4	13:47:31.65	-11:45:08.79	4.163
32.5	13:47:32.29	-11:44:57.20	4.163
33.1	13:47:30.85	-11:45:36.93	5.673
33.2	13:47:33.28	-11:45:04.12	5.673
33.3	13:47:31.17	-11:45:16.17	5.673
33.4	13:47:28.32	-11:44:37.88	5.673
33.5	13:47:33.36	-11:45:10.41	5.673
34.1	13:47:33.10	-11:45:51.63	4.947
34.2	13:47:31.20	-11:44:50.07	4.947
34.3	13:47:30.80	-11:45:04.04	4.947
35.1	13:47:31.97	-11:45:22.65	6.567
35.2	13:47:31.89	-11:45:20.18	6.567
35.3	13:47:27.58	-11:44:35.04	6.567
36.1	13:47:32.31	-11:44:28.97	4.038
36.2	13:47:32.00	-11:44:26.49	4.038
37.1	13:47:33.21	-11:44:56.34	4.298
37.2	13:47:33.43	-11:45:05.69	4.298
38.1	13:47:30.97	-11:44:22.23	3.682
38.2	13:47:33.17	-11:44:40.38	3.682
38.3	13:47:33.59	-11:44:47.70	3.682
39.1	13:47:31.08	-11:44:23.41	4.660
39.2	13:47:32.74	-11:44:34.97	4.660
39.3	13:47:33.97	-11:44:58.24	4.660
40.1	13:47:32.38	-11:44:56.52	4.835

40.2	13:47:32.23	-11:45:44.98	4.835
40.3	13:47:27.77	-11:44:59.74	4.835
40.4	13:47:30.82	-11:45:47.90	4.835
40.5	13:47:31.63	-11:45:09.76	4.835
41.1	13:47:30.76	-11:44:52.35	4.875
41.2	13:47:30.70	-11:44:59.87	4.875
41.3	13:47:33.33	-11:45:54.54	4.875

Table B.8. Same as Table B.2 for the RXJ1347 mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	20:31:52.90	-40:37:32.62	3.5077
1.2	20:31:52.99	-40:37:32.60	3.5077
1.3	20:31:53.06	-40:37:45.95	3.5077
1.4	20:31:53.83	-40:37:40.21	3.5077
1.5	20:31:53.93	-40:37:06.17	3.5077
2.1	20:31:52.75	-40:37:30.87	3.5077
2.3	20:31:52.91	-40:37:48.49	3.5077
2.4	20:31:53.99	-40:37:38.93	3.5077
2.5	20:31:53.91	-40:37:08.98	3.5077
3.1	20:31:52.53	-40:37:34.18	5.6231
3.2	20:31:53.14	-40:37:33.60	5.6231
3.3	20:31:52.81	-40:37:44.77	5.6231
3.4	20:31:53.72	-40:37:40.25	5.6231
3.5	20:31:53.77	-40:37:01.01	5.6231
4.1	20:31:52.14	-40:37:30.42	3.34
4.2	20:31:52.22	-40:37:45.82	3.34
4.3	20:31:53.40	-40:37:07.02	3.34
5.1	20:31:50.92	-40:37:36.22	3.723
5.2	20:31:51.11	-40:37:26.63	3.723
5.3	20:31:52.12	-40:37:02.62	3.723
6.1	20:31:51.46	-40:37:19.01	1.4249
6.2	20:31:51.32	-40:37:22.89	1.4249
6.3	20:31:51.17	-40:37:26.54	1.4249
7.1	20:31:52.83	-40:37:06.17	5.2397
7.2	20:31:51.96	-40:37:24.27	5.2397
7.3	20:31:51.71	-40:37:47.67	5.2397
8.1	20:31:51.76	-40:37:08.68	5.6128
8.2	20:31:51.51	-40:37:14.02	5.6128
8.3	20:31:50.69	-40:37:44.03	5.6128
9.1	20:31:51.19	-40:37:13.22	6.4085
9.2	20:31:51.51	-40:37:06.08	6.4085
10.1	20:31:52.18	-40:37:12.50	3.8561
10.2	20:31:52.06	-40:37:15.01	3.8561
10.3	20:31:51.22	-40:37:46.18	3.8561
11.1	20:31:52.31	-40:37:48.19	2.2556
11.2	20:31:52.42	-40:37:26.60	2.2556
11.3	20:31:53.27	-40:37:14.12	2.2556
11.4	20:31:53.62	-40:37:31.75	2.2556
12.1	20:31:53.65	-40:37:30.45	3.414
12.2	20:31:53.42	-40:37:30.37	3.414
12.3	20:31:52.46	-40:37:23.71	3.414
12.4	20:31:53.13	-40:37:14.55	3.414
12.5	20:31:52.16	-40:37:51.47	3.414
13.1	20:31:52.40	-40:37:05.46	4.73
13.2	20:31:51.61	-40:37:23.02	4.73
13.3	20:31:51.22	-40:37:43.62	4.73

Table B.9. Same as Table B.2 for the SMACS2031 mass model.

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	21:31:02.97	-40:19:04.59	5.718
1.3	21:31:03.82	-40:18:54.54	5.718

1.4	21:31:02.44	-40:19:12.32	5.718
11.1	21:31:06.09	-40:19:43.48	5.718
11.4	21:31:06.19	-40:19:05.71	5.718
11.5	21:31:05.53	-40:18:57.28	5.718
2.1	21:31:05.27	-40:19:31.69	3.478
2.2	21:31:04.94	-40:19:24.05	3.478
2.3	21:31:05.41	-40:19:33.34	3.478
3.1	21:31:04.22	-40:19:32.26	0.994
3.2	21:31:05.23	-40:19:17.77	0.994
4.1	21:31:03.51	-40:19:23.78	4.971
4.2	21:31:05.99	-40:18:54.20	4.971
5.1	21:31:03.60	-40:19:23.78	3.353
5.2	21:31:05.91	-40:18:55.75	3.353
6.1	21:31:04.61	-40:19:22.99	1.265
6.2	21:31:04.04	-40:19:25.39	1.265
6.3	21:31:05.37	-40:19:04.15	1.265
7.1	21:31:06.62	-40:19:25.57	4.820
7.2	21:31:05.93	-40:19:38.85	4.820
7.3	21:31:03.90	-40:19:38.43	4.820
7.4	21:31:04.64	-40:18:47.95	4.820
8.1	21:31:03.57	-40:19:25.65	4.45465
8.2	21:31:05.75	-40:18:51.28	4.45465
10.1	21:31:05.02	-40:18:55.25	4.59
10.2	21:31:06.41	-40:19:12.85	4.59
10.3	21:31:05.10	-40:19:44.03	4.59
10.4	21:31:02.53	-40:19:13.17	4.59

Table B.10. Same as Table B.2 for the SMACS2131 mass model. .

ID	α (J2000) h m s	δ (J2000) ° ' "	z_{system}
1.1	22:14:57.76	-14:00:01.08	3.01
1.2	22:14:56.93	-13:59:59.09	3.01
2.1	22:14:57.51	-13:59:59.61	3.01
2.2	22:14:57.33	-13:59:59.21	3.01
3.1	22:14:57.64	-13:59:59.40	3.01
3.2	22:14:57.24	-13:59:58.49	3.01
3.3	22:14:56.71	-14:00:12.99	3.01
3.4	22:14:58.68	-14:00:36.15	3.01
4.1	22:14:56.66	-13:59:56.27	3.14
4.2	22:14:58.02	-14:00:02.88	3.14
4.3	22:14:58.55	-14:00:33.29	3.14
4.4	22:14:56.57	-14:00:17.13	3.14
5.1	22:14:56.82	-13:59:44.09	6.62
5.2	22:14:58.97	-14:00:20.88	6.62
5.3	22:14:58.78	-14:00:02.62	6.62
6.1	22:14:57.14	-14:00:13.82	1.16
6.2	22:14:57.98	-14:00:23.11	1.16
6.3	22:14:56.91	-14:00:02.38	1.16
6.4	22:14:57.57	-14:00:09.79	1.16
7.1	22:14:56.10	-14:00:26.63	2.95
7.2	22:14:56.94	-14:00:38.93	2.95
7.3	22:14:55.77	-14:00:02.34	2.95
8.1	22:14:57.05	-14:00:32.79	2.98
8.2	22:14:56.67	-14:00:30.13	2.98
8.3	22:14:56.83	-14:00:31.70	2.98
9.1	22:14:59.07	-14:00:24.76	3.66
9.2	22:14:57.51	-13:59:48.53	3.66
9.3	22:14:58.53	-13:59:58.73	3.66
10.1	22:14:58.54	-14:00:00.22	4.34
10.2	22:14:58.92	-14:00:25.92	4.34
10.3	22:14:57.10	-13:59:47.76	4.34
11.1	22:14:57.08	-14:00:21.99	4.81

11.2	22:14:58.60	-14:00:19.38	4.81
11.3	22:14:58.63	-14:00:11.39	4.81
12.1	22:14:58.69	-14:00:23.10	5.09
12.2	22:14:56.91	-14:00:21.26	5.09
12.3	22:14:58.59	-14:00:06.36	5.09
12.4	22:14:56.54	-13:59:45.93	5.09
13.1	22:14:55.94	-14:00:11.59	6.47
13.2	22:14:55.99	-14:00:07.27	6.47
15.1	22:14:56.78	-14:00:22.90	5.57
15.2	22:14:58.54	-14:00:06.24	5.57
15.3	22:14:58.43	-14:00:25.76	5.57
15.4	22:14:56.47	-13:59:46.44	5.57
17.4	22:14:56.56	-14:00:33.65	2.95
17.5	22:14:56.36	-14:00:30.77	2.95

Table B.11. Same as Table B.2 for the MACS2214 mass model.

Appendice E

Cet article (Claeyssens et al. 2022 accepted) a été préparé en collaboration avec le consortium MUSE. Il a été revu en interne par l'ensemble des membres du consortium intéressés et j'ai reçu des commentaires d'une quinzaine de personnes. Une nouvelle version de l'article, tenant compte de ces commentaires a été soumise à A&A début septembre 2021. Le papier a été accepté 3 mois après la soutenance, en janvier 2022.

The Lensed Lyman-Alpha MUSE Arcs Sample (LLAMAS)

I. Characterisation of extended Lyman-alpha haloes and spatial offsets.

A. Claeysens¹, J. Richard¹, J. Blaizot¹, T. Garel², H. Kusakabe², R. Bacon¹, F. E. Bauer^{3,4,5}, L. Guaita⁶, A. Jeanneau¹, D. Lagattuta^{7,8}, F. Leclercq², M. Maseda⁹, J. Matthee¹⁰, T. Nanayakkara⁹, R. Pello¹¹, T.T. Thai^{11,12,13}, P. Tuan-Anh^{12,13}, A. Verhamme², E. Vitte^{2,14}, L. Wisotzki¹⁵

- ¹ Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France,
² Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Chemin de Pégase, 1290 Versoix, Switzerland ,
³ Instituto de Astrofísica and Centro de Astroingeniería, Facultad de Física, Pontificia Universidad Católica de Chile, Casilla 306, Santiago 22, Chile,
⁴ Millennium Institute of Astrophysics, Nuncio Monseñor Sótero Sanz 100, Of 104, Providencia, Santiago, Chile,
⁵ Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Suite 205, Boulder, Colorado 80301 ,
⁶ Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andres Bello, Fernandez Concha 700, Las Condes, Santiago, Chile,
⁷ Centre for Extragalactic Astronomy, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK,
⁸ Institute for Computational Cosmology, Durham University, South Road, Durham DH1 3LE, UK,
⁹ Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA, Leiden, The Netherlands,
¹⁰ Department of Physics, ETH Zürich, Wolfgang-Pauli-Strasse 27, 8093 Zürich, Switzerland,
¹¹ Aix Marseille Université, CNRS, CNES, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille), UMR 7326, 13388, Marseille, France,
¹² Department of Astrophysics, Vietnam National Space Center, VAST, 18 Hoang Quoc Viet, Hanoi, Vietnam,
¹³ Graduate University of Science and Technology, Vietnam Academy of Science and Technology, 18 Hoang Quoc Viet, Cau Giay,
¹⁴ ESO Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Santiago, Chile,
¹⁵ Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany,

Received XXX

ABSTRACT

Aims. We present the Lensed Lyman-Alpha MUSE Arcs Sample (LLAMAS) selected from MUSE and HST observations of 17 lensing clusters. The sample consists of 603 continuum-faint ($-23 < M_{UV} < -14$) lensed Lyman- α emitters (producing 959 images) with secure spectroscopic redshifts between 2.9 and 6.7. Combining the power of cluster magnification with 3D spectroscopic observations, we are able to reveal the resolved morphological properties of 268 Lyman- α emitters.

Methods. We use a forward modelling approach to model both Lyman- α and rest-frame UV continuum emission profiles in the source plane and measure spatial extent, ellipticity and spatial offsets between UV and Lyman- α emission.

Results. We find a significant correlation between UV continuum and Lyman- α spatial extent. Our characterization of the Lyman- α haloes indicates that the halo size is linked to the physical properties of the host galaxy (SFR, Lyman- α equivalent width and Lyman- α line FWHM). We find that 48% of Lyman- α haloes are best-fitted by an elliptical emission distribution with a median axis ratio of $q = 0.48$. We observe that 60% of galaxies detected both in UV and Lyman- α emission show a significant spatial offset ($\Delta_{Ly\alpha-UV}$). We measure a median offset of $\Delta_{Ly\alpha-UV} = 0.58 \pm 0.14$ kpc for the entire sample. By comparing the spatial offset values with the size of the UV component, we show that 40% of the offsets could be due to star-forming sub-structures in the UV component, while the larger offsets (60%) are more likely due to larger distance processes such as scattering effects inside the circumgalactic medium or emission from faint satellites or merging galaxies. Comparisons with a zoom-in radiative hydrodynamics simulation of a typical Lyman- α emitting galaxy show a very good agreement with LLAMAS galaxies and indicate that bright star-formation clumps and satellite galaxies could produce a similar spatial offsets distribution.

Key words. Galaxies: evolution, galaxies: high-redshift, gravitational lensing: strong

1. Introduction

The existence of bright Lyman- α radiation emitted by galaxies was originally predicted by Partridge & Peebles (1967) and progressively became a prominent target in searches for high redshift galaxies. Then, the detection of extended Lyman- α emission around high redshift galaxies was predicted by Haiman et al. (2000). The Lyman- α emission is now also used as a neutral hydrogen gas tracer in the circumgalactic medium (CGM) given its resonant nature, which produce extended halos surrounding

galaxies up to 30 kpc (Matsuda et al. 2012; Momose et al. 2014), with the exception of quasars.

The origin of extended Lyman- α haloes surrounding galaxies is still unknown with two main hypotheses being considered: scattering of Lyman- α photons, produced mostly within star-forming regions, through the interstellar (hereafter ISM) and circum-galactic medium or in-situ photoionisation emission or collisional emission in the CGM (Mitchell et al. 2021). Lyman- α haloes therefore represent a powerful probe of the hydrogen gas within the CGM, tracing both spatial extent and velocity

structure of the gas surrounding galaxies and thus investigating the galaxy formation processes and the reionisation epoch at $z = 6$. These resonant scattering events increase the path length of Lyman- α photons and consequently the observed Lyman- α emission is potentially influenced along this path by a large number of physical parameters (column density, temperature, dust content, kinematics, covering fractions and clumpiness), which modify both the spectral profile of the line and its spatial distribution (Ouchi et al. 2020).

Observing and characterizing Lyman- α haloes is crucial to understand the nature of the CGM at low and high redshifts. The LARS collaboration (for Lyman- α Reference Sample, Hayes et al. 2013, 2014; Östlin et al. 2014) characterised the Lyman- α emission in low redshift star-forming galaxies ($z < 0.5$), demonstrating the presence of a complex structure in the outer parts of the disks. At high redshift ($z > 2$), conducting similar studies is harder because of limitations in sensitivity and spatial resolution. Narrow-band imaging observations noted that $z > 2$ galaxies appear more extended in Lyman- α than in the rest-frame UV continuum (Møller & Warren 1998; Fynbo et al. 2001). Hayashino et al. (2004) later detected the first extended halo by stacking 74 Lyman- α emitters (hereafter LAEs) at $z = 3.1$ using the Subaru Telescope, while Rauch et al. (2008) also observed 27 faint LAEs between $z = 2.6$ and 3.8 in very deep long slit exposures with ESO-VLT, finding that the majority of their LAEs had spatial profiles larger than the UV sources. More recently, Steidel et al. (2011) stacked the images of 92 bright Lyman Break Galaxies (LBGs) at $z = 2.3 - 3$, and demonstrated that Lyman- α emission is detected out to $10''$ from the UV continuum emission at a surface brightness level of $\sim 10^{-19}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ arcsec $^{-2}$. This stacking approach was adopted by other groups (Matsuda et al. 2012; Feldmeier et al. 2013; Momose et al. 2014; Xue et al. 2017; Wu et al. 2020) and confirmed the presence of extended Lyman- α haloes with typical exponential scale lengths of $\sim 5 - 10$ kpc. However, a study of the possible diversity among individual Lyman- α haloes remained out of reach in these observations due to the lack of sensitivity.

The arrival on sky of the ESO-VLT instrument MUSE (the Multi Unit Spectroscopic Explorer, Bacon et al. 2010), an integral-field spectrograph with an unrivalled sensitivity, has substantially increased the number of observed LAEs at high redshift ($z > 3$) (Bacon et al. 2015). The sample was extended with the MUSE *Hubble* Ultra Deep Field (UDF, Bacon et al. 2015; Leclercq et al. 2017) and the MUSE Wide Survey (Wisotzki et al. 2016). Leclercq et al. (2017) reported the detection of individual extended Lyman- α emission around 80% of the LAEs detected, confirming the presence of a significant amount of hydrogen gas in the CGM. They presented a systematic morphological study of 145 of these Lyman- α haloes in the UDF, showing that the majority of the Lyman- α flux comes from the halo surrounding each galaxy, whose properties seem to be related to the UV properties of the galaxies. In parallel, the Integral Field Unit (IFU) instrument KCWI (Keck Cosmic Web Imager, Morrissey et al. 2018) at the Keck Observatory, recently started to confirm similar results in $2 < z < 3$ LAEs (Erb et al. 2018; Chen et al. 2021).

Scenarios about the origin of the extended Lyman alpha emission include cooling radiation from cold accretion, outflows, emission from satellite galaxies and resonant scattering of photons produced in the ISM and the CGM (Laursen & Sommer-Larsen 2007; Steidel et al. 2010; Zheng et al. 2011). Spatially integrated

Lyman- α emission is almost always redshifted relative to the systemic velocity, indicating the presence of galactic outflows in both observational and theoretical works (Heckman 2001; Verhamme et al. 2006; Scannapieco 2017; Song et al. 2020). Cosmological simulations predict also the presence of inflowing filamentary streams of dense gas (Kereš et al. 2005; Dekel & Birnboim 2006; Mitchell et al. 2021) which could produce an overall blue-shifted Lyman- α line (Dijkstra et al. 2006; Verhamme et al. 2006; Mitchell et al. 2021; Garel et al. 2021). Galaxies with a relatively low Lyman- α optical depth typically exhibit double-peaked profiles, with a dominant red peak, with the peak separation strongly dependent on the kinematic of the gas and neutral hydrogen column density (Verhamme et al. 2006; Henry et al. 2015; Gronke et al. 2016; Verhamme et al. 2017). In addition, emission from satellite galaxies and in-situ emission probably contribute to the spatial extent and the clumpy morphology of the Lyman- α haloes (Mas-Ribas & Dijkstra 2016; Mas-Ribas et al. 2017; Mitchell et al. 2021 in simulations).

Although the spatial resolution of the MUSE deep fields in Leclercq et al. (2017) data did not allow them to distinguish between the aforementioned scenarios, by comparing these data with a zoom-in cosmological simulation, Mitchell et al. (2021) demonstrated that simulated Lyman- α haloes are likely powered by a combination of scattering of galactic Lyman- α emission, in-situ emission of the (mostly infalling) CGM gas and Lyman- α emission from small satellite galaxies. In their simulation, Mitchell et al. (2021) showed that each of the scenarios is dominant on a different scale. Another approach to study the physical processes influencing the Lyman- α emission is to use simple wind models, in which the central Lyman- α source is surrounded by an expanding neutral hydrogen medium associated with dust. Albeit simple in nature, these models can successfully reproduce the majority of observed Lyman- α line profiles (Ahn 2004; Schaerer & Verhamme 2008; Verhamme et al. 2008; Schaerer et al. 2011; Gronke et al. 2015; Yang et al. 2016; Gronke 2017; Song et al. 2020).

One outstanding feature of Lyman- α haloes is the spatial offset between UV continuum and Lyman- α emission peaks repeatedly reported in the literature (Shibuya et al. 2014; Hoag et al. 2019; Lemaux et al. 2020; Ribeiro et al. 2020). Most studies so far used long-slit spectroscopy to measure offsets between UV and Lyman- α emission, but these observations are restricted to one dimension only. Taking advantage of the 3D spectroscopy, IFUs are a more efficient tool to provide a more thorough and detailed picture of the Lyman- α and UV emission in individual galaxies. The presence of spatial offsets could indicate that Lyman- α photons can preferentially be produced (or scattered) far away from the star forming regions that are responsible for the UV emission. Depending on the range of offsets observed they could preferentially support one of the two main scenarios mentioned previously. For example, an offset smaller than the UV source extent could indicate an off-center star-formation clump emitting a large amount of Lyman- α photons. On the contrary an offset larger than the UV source size will support the scenario of satellite galaxy emission or resonant scattering from escape channels. Measuring these spatial offsets very precisely and comparing them with the UV emission distribution represent a great opportunity to study the preponderance of different scenarios.

Multiple studies have focused on bright/extreme Lyman- α haloes, such as Swinbank et al. (2015) who noted a variation of hydrogen column density in the CGM at $z = 4.1$. Similar studies

were performed by Erb et al. 2018 (a double peaked Lyman- α line at $z = 2.3$), Vernet et al. 2017 (at $z = 3$), Matthee et al. 2020,b (an LBG at $z = 6.53$ and one galaxy at $z = 6.6$) and Herenz et al. 2020 (one Lyman- α blob at $z = 3.1$). Leclercq et al. (2020) performed a similar study of six bright haloes from the total UDF sample, searching for resolved variations of the Lyman- α line profile across the halo and correlations with host galaxy properties. They showed that the Lyman- α line is in general broader and redder in the extended part of the halo, suggesting that Lyman- α haloes are powered either by scattering processes in an outflowing medium. However the lack of sufficient spatial resolution (typically $\sim 3 - 4.9$ kpc at $z = 4$) of these studies left the physical interpretation widely open, and some questions are still pending, namely: What are the origins of the Ly α photons? Which physical mechanisms (e.g., outflows, inflows, satellites galaxies) are responsible for the extent of Lyman- α haloes and the spectral shapes of the Lyman- α line profiles?

In order to improve our understanding of the properties of the CGM and provide robust new constraints on theoretical models, we focus our observations on high-redshift lensed galaxies. Gravitational lensing boosts and magnifies the total observed flux of sources, causing them to appear physically larger and (in some cases) creating multiple images of a single object, making them ideal targets for spatially resolved studies. A small but growing number of highly magnified LAEs have already been individually studied in order to characterize the CGM gas at $2 < z < 7$. One of the first is a lensed galaxy at $z = 4.9$ presented in Swinbank et al. (2007), showing extended Lyman- α emission. Following this study, many subsequent efforts have also targeted strongly lensed sources (Karman et al. 2015; Caminha et al. 2016; Patrício et al. 2016; Vanzella et al. 2016; Smit et al. 2017; Claeysens et al. 2019; Vanzella et al. 2020; Chen et al. 2021). These studies, focusing only on one or two objects, have provided the first evidence of variations in the Lyman- α line profile across the halo, revealing the complex structure of the neutral hydrogen distribution surrounding galaxies (in terms of covering fraction, column density, presence of inflows/outflows). Besides these studies have demonstrated that lensing observations represent a privileged field to study the CGM at high redshift. However, most studies of lensed galaxies only concern too few objects to draw general conclusions.

With this in mind, we construct a statistically large sample of lensed Lyman- α emitters named the Lensed Lyman- α MUSE Arc Sample (hereafter LLAMAS). Based on the recent MUSE lensing clusters data release presented in Richard et al. (2021) (hereafter R21), totalling 141 hours were obtained mainly through MUSE Guaranteed Time Observation (GTO) on 18 different fields; we construct a unique sample of 603 lensed LAEs (forming 959 images) at $z = 2.9 - 6.6$. Their strong lensing properties are characterised using well-constrained models of massive galaxy clusters, with magnification values ranging from 1.4 to 40. A partial sample of these LAEs was used previously to study the lens models (e.g. Mahler et al. 2018; Lagattuta et al. 2019) and the Lyman- α luminosity function in individual / several clusters (Bina et al. 2016; de La Vieuville et al. 2019). The LLAMA sample makes use of the unique combination of strong lensing, deep MUSE IFU and HST high resolution images to study the spatial and spectral properties of the Lyman- α haloes in the entire sample. In this first publication of the series, we present the general properties of this sample and focus on the morphological parameters, with emphasis on the spatial extent of the Lyman- α emission and spatial offsets between UV continuum and Lyman- α

emission. In order to physically interpret these results and disentangle between the many Lyman- α halo production scenarios, we compare our results with a zoom-in radiation-hydrodynamical simulation. The paper is organized as follows: we describe our data and the sample selection in Sect. 2. Section 3 presents our procedure for image construction, spectral extraction and fitting, and modeling of the UV and Lyman- α spatial distribution in the source plane. We describe the results in Sect. 4. We discuss these results and compare with the zoom-in simulation in Sect. 5. Finally we present our summary and conclusions in Sect. 6. All distances are physical and we use AB magnitudes. We adopt a Λ cold dark matter cosmology with $\Omega_{\Lambda} = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$ and $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Lyman- α sample

The data and redshift catalogs presented in this study have all been processed following the method described in R21. Among the 17 galaxy clusters catalogs used for this work, 12 were presented in R21 and 5 are presented for the first time (MACS0451, MACS0520 are completely new and A2390, A2667 (de La Vieuville et al. 2019) and AS1063 (Mercurio et al. 2021) had been the subject of previous studies). This section will shortly describe the method presented in R21 and the LAEs selections based on the global catalogs.

2.1. MUSE data

The MUSE data reduction procedure details are given in R21, largely following the prescription described in Weilbacher et al. (2020) with some specific improvements for crowded fields. Of the 17 clusters we explore here, five (MACS0451, MACS0520, A2390, A2667 and AS1063) were analysed after the publication of R21, but the final data products and galaxy catalogs were constructed following exactly the same procedure. The final output is given as a FITS datacube with 2 extensions containing the flux and the associated variance over a regular 3D grid at a spatial pixel scale of $0.2''$ and a wavelength step of 1.25 \AA between 4750 and 9350 \AA . The final seeing, defined as the FWHM of the point spread function at 7000 \AA , varies from $0.52''$ to $0.79''$ among the fields. Every cluster in our sample has a redshift between 0.2 and 0.6 and are all known to be massive strong lenses. The integration times vary between 2 and 14 hours per field, using a combination of standard and adaptive-optics (for observations done after 2014) modes. The fields of view are centered on the core regions of each cluster, in order to maximise the number of strongly lensed LAEs. The MUSE field of view is $1 \times 1 \text{ arcmin}^2$; for five clusters, multiple contiguous MUSE pointings were mosaicked to cover the complete multiple image area of the clusters (between 2 and 4 pointings, see Table 1).

2.2. HST data

To complement the MUSE data we use the available high-resolution ACS/WFC and WFC3-IR images in the optical / near-infrared covering the MUSE observations. Six clusters in the sample are included in either the CLASH (Postman et al. 2012) or Frontier Fields (Lotz et al. 2017) surveys, and therefore have deep HST observations taken in 12 and 6 filters, respectively. For six additional clusters, HST observations were obtained as part of MACS survey (PI: Ebeling) as well as follow-up HST programs (PIs: Bradac, Egami, Carton).

2.3. Input redshift catalogs

Based on these observations, a complete spectroscopic catalogue was constructed for each cluster. The complete procedure is described in R21 and the main steps are:

- Production of an input photometric catalogue of continuum sources that overlap with the MUSE field of view. The detection image (produced by combining the HST images into an inverse-variance-weighted detection image) is given as input to the SExtractor software (Bertin & Arnouts 1996). The photometry performed by SExtractor in each band is merged together into a final catalogue of HST sources (hereafter PRIOR sources).
- Independent of the HST catalogue, a line-detected sources catalogue is produced directly from the MUSE datacubes, performed by running the MUSELET software which is part of the MPDAF python package (Piqueras et al. 2019) hereafter MUSELET sources.
- A spectrum of each source (both PRIOR and MUSELET) is extracted from the MUSE datacube based on weighted images (created for each source by taking the flux distribution over the segmentation maps produced as part of the detection process) to optimise the signal-to-noise of the detections. A local background spectrum around each source was estimated and subtracted (to remove large-scale contamination from bright sources, such as stars and cluster members, as well as potential systematics in the background level remaining from the data reduction) from the weighted spectrum to compute an optimized spectrum for source identification and redshift measurement.
- All MUSELET and PRIOR sources down to a limiting signal-to-noise ratio (S/N) in the MUSE continuum (averaged over the full MUSE wavelength range) were inspected individually and their redshift were assessed. For each source we determine the redshift value and confidence (between 1 for insecure redshifts and 3 to most secure redshifts, the details of redshift classification can be found in R21 Sect 3.5), as well as any association between PRIOR and MUSELET sources (i.e. when the same source is detected in both HST and MUSE data).
- The resulting catalogs are then tested with the corresponding LENSTOOL (Jullo et al. 2007) mass model of the cluster to associate multiple images together and predict potential new multiple images.
- The final catalogs are composed of 4020 secure redshifts with $0 < z < 6.7$ and 634 unique LAEs with redshift confidence > 1 (more details on the Lyman- α line identification can be found in R21 Sect. 3.5)¹. The redshifts of the LAEs are measured based on the Lyman- α emission line or the presence of a strong Lyman break or from nebular lines when detected.

2.4. Mass models

In order to study the intrinsic galaxy properties of the LAEs in the source plane, we used the parametric models of the cluster mass distribution presented in R21, generated using the public LENSTOOL software (Jullo et al. 2007). LENSTOOL allows to generate parametric models of each cluster's total mass distribution, using numerous multiple images identified in the catalogs as constraints. The final model's parameters and constraints are presented in Appendix B of R21. Each cluster mass model is

optimized with between 7 and 100 multiples systems of images with secure spectroscopic redshifts. The precision of the lens models, which corresponds to the typical spatial uncertainty in reproducing the strongly-lensed images, is typically from 0.5" to 0.9". One crucial value for the study of lensed background source morphologies is the lensing amplification and shear. We use the value from R21 as a first estimate, based on the central location of each image in the catalogs, and refine it in the Section 3.5. As LENSTOOL uses a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) to sample the posterior probability distribution of the model, statistical errors were estimated for each parameter of the models. A second important measurement derived from the lens model is the equivalent source-plane area covered by the MUSE observations. The intrinsic survey volume for lensing studies differs from the image-plane area due to strong lensing effects. The effective survey volume is reduced by the same amount as the magnification factor. This value varies depending on the cluster (due to the different mass distribution and MUSE coverage) and redshifts of the sources. At $z = 4$, which is the median redshift of all the LAEs detected in this sample, the total source-plane area covered is about 1.8 arcmin². The relative contribution of each cluster to the full survey covolume is provided in the last columns of Table 1.

2.5. LAE selection

The catalogs presented in R21 include all the spectroscopic redshifts measured in each field. In order to construct a sample of LAEs, we selected all the sources with a secure redshift (confidence 2 or 3 based on multiple emission lines, a clear asymmetric Lyman- α emission line, a clear Lyman break or a lensing confirmation of the high-redshift nature of the image) between 2.9 and 6.7 (1031 Lyman- α images selected on 1269 detected). We flagged all galaxies for which no Lyman- α emission is detected (e.g. with an Lyman- α line integrated S/N > 3). For these sources, we searched for extended Lyman- α emission in multiple NB images produced around the predicted location of the Lyman- α line (based on the galaxies' systemic redshift) with different velocity windows. We rejected 20 galaxies with no significant emission features around the galaxy location (S/N < 3). After a visual inspection we rejected all images detected in close vicinity of a bright cluster galaxy (BCG) or bright cluster members. In such cases the Lyman- α line is too contaminated by the foreground galaxy continuum and the HST emission is not sufficiently isolated to be correctly spatially fitted. In fact, all the images rejected are either central poorly magnified images or small counter-images from a multiple system. The rejection of these images does not affect the final sample results since either the images would have a too low S/N to be spatially fitted (see Section. 3.4) or they are parts of a multiple system of which the other images are kept in the sample. The final LLAMAS catalogue is composed of 959 Lyman- α images from 603 unique objects. Among these sources, 341 have at least one image with an HST detection. The number of LAEs detected in each cluster is presented in Table 1 together with observation information on each field.

2.6. Global properties

Figure 1 shows the global properties of the LLAMAS: redshift, lensing magnification, UV magnitude and UV star formation rate (SFR) distributions, the last two corrected for lensing magnification. The grey area of each panel represents sources selected for the spatial fitting (see Section 3.4). The median redshift of

¹ https://cral-perso.univ-lyon1.fr/labo/perso/johan.richard/MUSE_data_release/

Cluster	R.A. (J2000)	Dec. (J2000)	z_{cl}	MUSE depth [hours]	N pointings	N LAEs	$V_{eff, \mu>1.5}$ [Mpc ³]	$V_{eff, \mu>5.4}$ [Mpc ³]
Abell 2744	00:14:20.702	-30:24:00.63	0.308	3.5 - 7	4	142 (121)	5080.4	84.4
Abell 370	02:39:53.122	-01:34:56.14	0.375	1.5 - 8.5	4	98 (42)	3566.5	216.8
MACSJ0257.6-2209	02:57:41.070	-22:09:17.70	0.322	8	1	48 (25)	711.7	76.9
MACSJ0329.6-0211	03:29:41.568	-02:11:46.41	0.450	2.5	1	8 (17)	1155.8	63.9
MACSJ0416.1-2403 N	04:16:09.144	-24:04:02.95	0.397	17	1	71 (46)	1330.0	45.3
MACSJ0416.1-2403 S	04:16:09.144	-24:04:02.95	0.397	11-15	1	56 (34)	1330.0	45.3
MACSJ0451.9+0006	04:51:54.647	+00:06:18.21	0.430	8	1	45 (21)	863.5	51.3
MACSJ0520.7-1328	05:20:42.046	-13:28:47.58	0.336	8	1	33 (19)	696.6	101.4
1E 0657-56 (Bullet)	06:58:38.126	-55:57:25.87	0.296	2	1	14 (11)	898.3	69.0
MACSJ0940.9+0744	09:40:53.698	+07:44:25.31	0.335	8	1	58 (49)	2310.1	20.2
MACSJ1206.2-0847	12:06:12.149	-08:48:03.37	0.438	4-9	3	82 (50)	2791.2	133.8
RX J1347.5-1145	13:47:30.617	-11:45:09.51	0.451	2-3	4	124 (72)	2929.4	96.8
SMACS J2031.8-4036	20:31:53.256	-40:37:30.79	0.331	10	1	44 (21)	1329.9	55.4
SMACS J2131.1-4019	21:31:04.831	-40:19:20.92	0.442	7	1	30 (16)	586.0	100.3
Abell 2390	21:53:36.823	+17:41:43.59	0.228	2	1	14 (8)	759.3	98.1
MACSJ2214.9-1359	22:14:57.292	-14:00:12.91	0.502	7	1	33 (17)	699.6	51.6
Abell S1063	22:48:43.975	-44:31:51.16	0.348	3.9	2	35 (20)	1839.9	146.3
Abell 2667	23:52:28.400	-26:05:08.00	0.233	2	1	24 (14)	820.0	99.0
Total					30	959 (603)	29534.8	1556.7

Table 1. Summary of the 17 galaxy clusters. The seventh column shows the number of Lyman- α images detected in each field with a redshift confidence of 2 or 3 and a Lyman- α line with $S/N > 3$. The boldface values are the number of unique LAEs detected in each cluster with high redshift confidence. The last columns indicates the effective volume surveyed (V_{eff}) at $2.9 < z < 6.7$ with MUSE for Lyman- α emitters, for a magnification of the brightest image higher than 1.5 and 5.4, respectively.

the complete sample is $z = 4$ with 40 galaxies at $z > 6$. The median magnification value is $\mu = 5.4$, with a range from 1 to 40. The magnification values presented in Figure 1 are the values computed in R21, based on the central position of each image. The UV absolute magnitude at rest-frame 1500 Å (M_{1500}) and the UV spectral slope (β) are estimated by adjusting a single power law to the HST broad-band photometry available in each cluster (see R21) redward of Lyman- α in the UV. The UV SFR is derived from M_{1500} using the Kennicutt (1998) relation. Among the sample, 39% of the objects are pure MUSELET detections (without any UV detection in HST). For these objects, no UV magnitude or SFR can be computed. Among the PRIOR sources, 65% of the galaxies have $SFR < 1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, and the median value is $SFR = 0.55 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

3. Analysis

3.1. Narrow-band image construction and global spectral properties

To characterize the Lyman- α emission of each LAE we first construct a $5'' \times 5''$ Lyman- α narrow-band (hereafter NB) image of each object from the MUSE datacube. When a source produces multiple images, we study each image independently. With the intention of maximising the S/N in the NB images and recovering most of the Lyman- α emission of each source, we applied an iterative process consisting in three steps: spectral fitting, NB image construction, and spectral extraction repeated three times.

First we fitted the Lyman- α line with the asymmetric Gaussian function (Shibuya et al. 2014) given by:

$$f(\lambda) = A \exp\left(\frac{-(\lambda - \lambda_{\text{peak}})^2}{2(a(\lambda - \lambda_{\text{peak}}) + d)^2}\right) \quad (1)$$

with A the amplitude of the line, λ_{peak} the peak of the line, a the asymmetry parameter and d the typical width of the line. Four

parameters were optimised: peak position (λ_{peak}) of the line, FWHM, flux F , and asymmetry a of the profile. The prior on the flux corresponds to the integrated flux of the last produced spectrum on the spectral range $[\lambda_{\text{peak}} - 6.25 : \lambda_{\text{peak}} + 6.25]$ Å. The prior on λ_{peak} is based on the catalogue redshift of each source. When two spectral peaks were detected in the Lyman- α line, the spatial fit only took the red peak into account. We applied a uniform prior of FWHM and asymmetry with mean values of 7 Å and 0.20, respectively. We applied this fit on a spectral window around the Lyman- α emission peak, in which each pixel has a minimum signal to noise ratio of 2.5. Each spectrum and its associated variance were fitted using the python package `EMCEE` (Foreman-Mackey et al. 2013). We performed the fit with 8 walkers and 10000 steps. We used the median values of the resulting posterior probability distributions for all the model parameters as best-fit parameters. Errors on the parameters were estimated using the 16th and 84th percentiles. In the first loop of the process, this spectral fit was applied on the continuum optimised, sky-subtracted spectrum produced in the data release of R21.

Secondly we constructed a Lyman- α narrow-band image for each Lyman- α image. The central wavelength is based on the results of an asymmetric Gaussian function fit of the Lyman- α line. The continuum level was measured on the left and right side of the Lyman- α line, over a 28 Å width band and subtracted from the collapsed Lyman- α line image. The NB bandwidth $[\lambda_{\text{left}} : \lambda_{\text{right}}]$, with λ_{left} and λ_{right} being the left and right wavelengths of the band where the spectral layers were summed, was optimised (from $\lambda_{\text{right}} - \lambda_{\text{left}} = 2.5$ to 20 Å) to maximise the S/N as measured in a 0.7'' radius circular aperture (typical MUSE PSF size) centred on each image (on the catalogue source position). The start and end position of the spectral band for continuum level estimation were chosen to be close to the Lyman- α line while not containing any Lyman- α

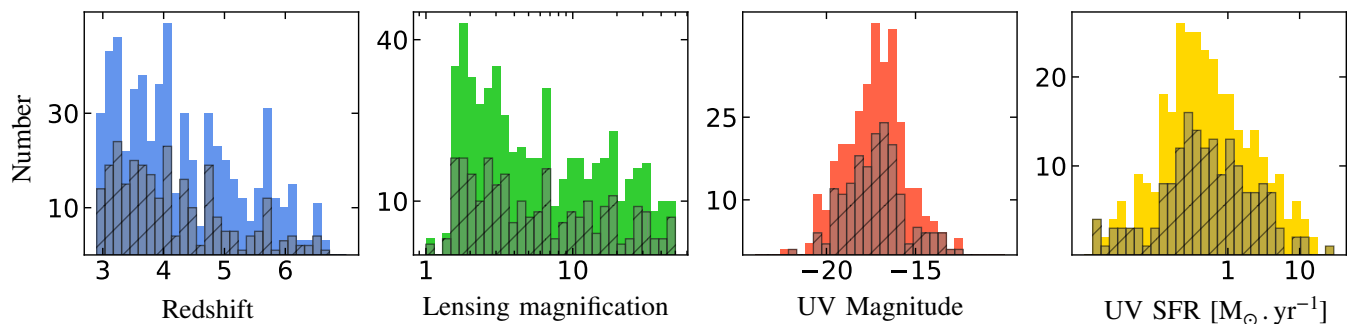


Fig. 1. Global properties of the galaxies from the LLAMAS. From left to right: distribution of redshift, lensing magnification, UV magnitude and SFR (both corrected from lensing magnification). The grey area in each panel represents the sources selected for the spatial fitting (see Section. 3.4). When more than one image is detected for the same source, the values of the most magnified images are presented in panels 3 and 4. The magnifications presented in this figure are the total magnification for each source, i.e the sum of the global magnifications of each multiple image of the same galaxy.

emission ($[\lambda_{\text{left}} - 34 \text{ \AA} : \lambda_{\text{left}} - 6.25 \text{ \AA}]$ on the left side and $[\lambda_{\text{right}} + 6.25 \text{ \AA} : \lambda_{\text{right}} + 34 \text{ \AA}]$) on the right side. Following this procedure, we obtained NB images with spectral bandwidths ranging from 3.75 to 17.5 \AA depending on the galaxy (which represent 3 to 14 MUSE spectral pixels, respectively). The mean spectral width is 6.9 \AA which represents 345 km.s^{-1} at $z = 4$.

Third, the new Lyman- α image was obtained, a non-weighted spectrum was re-extracted from the MUSE datacube based on this new NB image. The purpose of this new extraction is to get a Lyman- α optimised spectrum containing the most of the Lyman- α emission from the galaxy and its halo. We spatially smoothed the best NB image with a Gaussian filter of $\text{FWHM}_{\text{smooth}} = 0.4''$. The total spectra is the sum of the spectra of each MUSE pixel with a flux in the NB image higher than the typical value of the dispersion measured in the image. To avoid external contamination, a mask was created manually for each object to isolate them from possible cluster galaxies or star residuals in the NB images. Finally the sky subtraction was performed using the same sky spectrum used to create the first spectrum.

The same process was performed two more times, each time based on the last NB image and extracted spectra. If an object presents a Lyman- α emission too low for the spectral extraction (i.e. no pixels with a smoothed SB level $> 6.25 \cdot 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$ in any of the tested NB images, the object was rejected from the sample (in total 12 images for 5 objects rejected).

3.2. Forward modelling

To study intrinsic morphological properties of the LAEs, we modeled the Lyman- α and UV continuum emission in the source plane making use of the cleanlens function from the latest version of LENSTOOL. The method used in this study is the forward modelling approach based on parametric source models, including both lensing and instrumental effects. It consists in generating parametric source models (based on user assumptions on the emission profile) in the source plane, lensing it by the best cluster model, convolving with the PSF and re-gridding it to the spatial sampling of the observation, to compare with the observation. In this study we used only Sersic profiles and specifically exponential (Sersic index $n = 1$) as used in Wisotzki et al. (2016) and Leclercq et al. (2017). The free parameters are spatial location

(x and y) of the center, exponential scale radius (a), ellipticity ($\epsilon = (a - b)/(a + b)$ with b the minor axis of the distribution), position angle (θ), magnitude (m) and Sersic index (n , fixed to 1 in case of exponential profiles). The best-fit parameters were found by minimizing the residuals between input observed images and simulated image-plane observations. One or several Sersic components could be used to reproduce one object. The multiple images of the same object could be fitted together or separately. In this study we decided to fit each multiple image separately to avoid multiple images models uncertainties effect on the source reconstruction. We applied this fit both on Lyman- α emission from NB images and UV continuum emission from HST images for objects with an HST detection in the catalogue. To isolate each object from other features presented in the NB images, we constructed manually a contour around each image, extended enough to cover all significant flux pixels (see Figure 2) and a large (at least 10 MUSE pixels around the image) empty area around it. Only pixels inside this region are considered for the χ^2 calculation. A weight image is associated for each object. For MUSE observations the weight values were estimated as $1/\text{Var}[p, q]$ in each pixel (p, q) from the NB variance image associated. For the HST images, the standard deviation σ was measured in an empty region close to the object, and the values of all pixels of the weight image were fixed to $1/\sigma^2$. The model includes a contribution from a local background (sky) estimated from the median flux measured in a large empty region close to each source. The χ^2 estimate in LENSTOOL is then:

$$\chi^2 = \sum_{p,q} (I_{p,q} - (M_{p,q} + sky))^2 W_{p,q}, \quad (2)$$

with $I_{p,q}$, $M_{p,q}$ and $W_{p,q}$ respectively the value in pixel $[p, q]$ of the observed, model and weight images.

3.3. PSF estimation

Because we aim at modelling morphological properties of the LAEs, we have to obtain a very good knowledge of the point spread function (PSF) in both HST and MUSE observations. Since the PSF varies with wavelength across the MUSE spectral range we determined a specific circular Moffat monochromatic PSF for each object with an FWHM estimated following equation 1 in R21. We constructed MUSE PSF following the same procedure described in Bacon et al. (2017). The approach to determine PSF FWHM variations with wavelength for each cluster is described in R21. For the HST images, we modeled the PSF in each

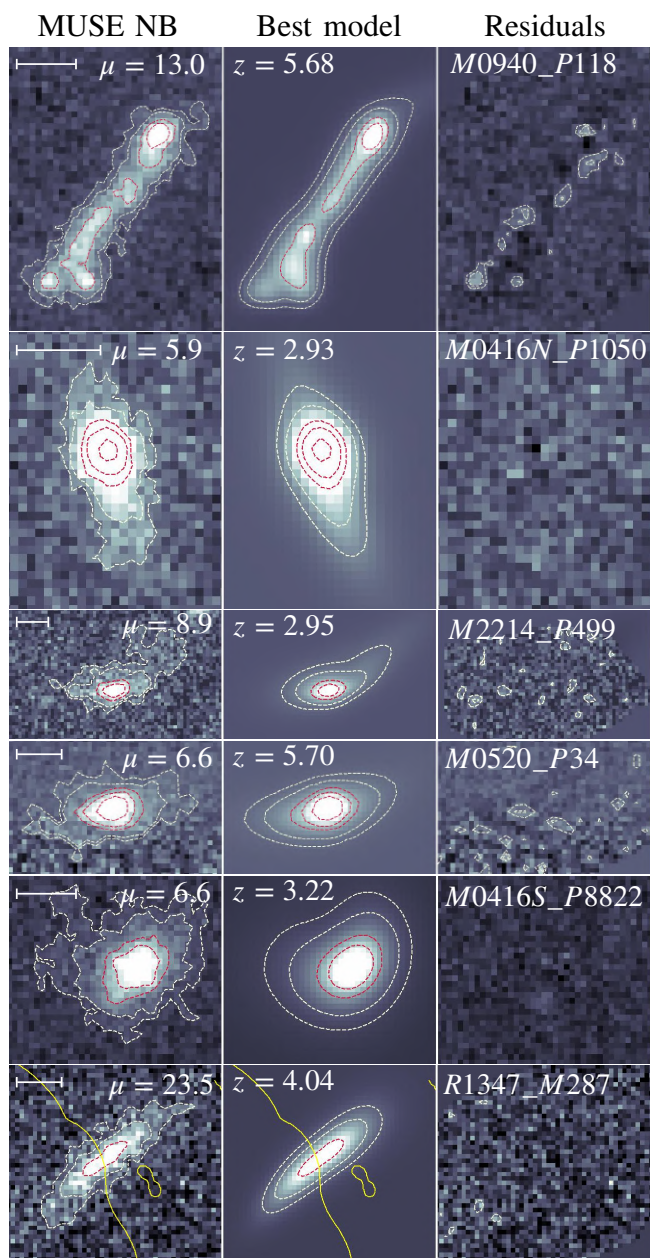


Fig. 2. Examples of LLAMAS galaxies and spatial best models. In each row, we show, from left to right, the MUSE NB image, the best model and residuals. The contours present smoothed surface brightness levels at 12.5 and $25.0 \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ in light yellow and at 62.5 , 100 and $200 \times 10^{-19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ in red. The scale in the left panels are all at 2 arcseconds. We indicated from left to right the magnification value (μ), the redshift and ID of the source. In the last column, the areas without pixels indicates the edges of the area located in the region where the fit is applied, when any area without pixels is visible, it means that the region used is larger than the image presented in the figure. In the last row, the yellow line represent the critical line.

filter used for spatial fitting (F555W, F606W, F814W, F110W and F125W). We used at least 5 non-saturated, bright and isolated stars detected in each cluster (in all filters). The HST images of all these stars were combined to create a 51×51 pixels average image of the PSF centred on the brightest pixel used as PSF by LENSTOOL.

3.4. Validation and selection with LENSTOOL

To estimate the robustness of the source-plane modeling as a function of the S/N and extent of images we fitted a range of simulated Sersic profiles with the same method applied on real LAEs (for both MUSE and HST images). We generated more than 4000 simulated sources Sersic profiles with randomly selected parameters (position, scale radius, ellipticity, positional angle and magnitude). Each source was lensed by a real cluster model (4 randomly selected clusters from R21) and convolved with the MUSE PSF. We added random realizations of the noise based on different noise measurements from the Lyman- α NB images. Once a simulated image was created, we detected the multiple images using the Python/PHOTUTILS package (Bradley et al. 2016). If multiple images of the source were detected, only one image was fitted (chosen randomly). After applying the forward modelling approach described before, the best-fit parameters were compared with initial source parameters. Figure 3 shows how the difference between input and best-fit magnitudes varies as a function of S/N and area of each simulated image. We consider that a difference < 0.3 in magnitude is enough to get a good representation of the flux distribution in the source plane (with a relative error lower than 5% and 10% on the scale length and ellipticity parameter respectively). A region of the plot stands out visually, we defined a contour at the level of $\Delta_{\text{mag}} = 0.3$ that we used after as a selection function for the source-plane spatial study. The S/N and the number of pixels contributing to the spatial fit were measured on the optimized NB image of each object with exactly the same detection process applied on simulated sources. The total distribution of the complete sample of LAEs is represented with grey points in Figure 3. Finally we obtained 475 MUSE Lyman- α images and 271 objects selected for source-plane emission spatial characterisation. Among them, 142 objects have enough resolved HST data to be characterised both in UV and Lyman- α emission (which represent 206 images).

The green line on Figure 3, represents the criterion used to select sources for which morphology best-fit parameters are reliably recovered. To determine if the morphology of a source is correctly recovered by the fit procedure we compared in the source plane the input and best-fit models. Both input and best-fit profiles are elliptical profiles, to measure the difference between the 2 ellipses, we determined the proportion of non-recovered morphology with respect to the area of the input ellipse by measuring: $R_{\text{eps}} = \frac{(e_1 + e_2 - 2(e_1 \cap e_2))}{e_1}$ with e_1 the area of the input ellipse, e_2 the area of the best-fit ellipse and $e_1 \cap e_2$ the common area. The two ellipses are defined by their scale radius, ellipticity and positional angle and the position. We consider the morphological properties measured well enough when this $R_{\text{eps}} < 0.3$, e.g. the error on morphology of the source concerns less than 30% of the total source area. The signal-to-noise ratio used for this selection is integrated on the complete image. Images with a good signal-to-noise ratio (between 10 and 35) but a very large number of pixels (between 200 and 1000) can not be well fitted as the signal-to-noise ratio of each individual pixel is relatively low.

3.5. Modelling the morphology in the source plane

The large majority of previous studies on the SB spatial distribution of LAEs (Steidel et al. 2011; Wisotzki et al. 2016; Leclercq et al. 2017) mainly characterised the morphological properties of the Lyman- α nebulae through 1 or 2 components circular exponential models. Leclercq et al. (2017) decomposed the spatial fitting of the Lyman- α emission in 2 steps: first they fitted the UV emission on HST images using a single circular exponential

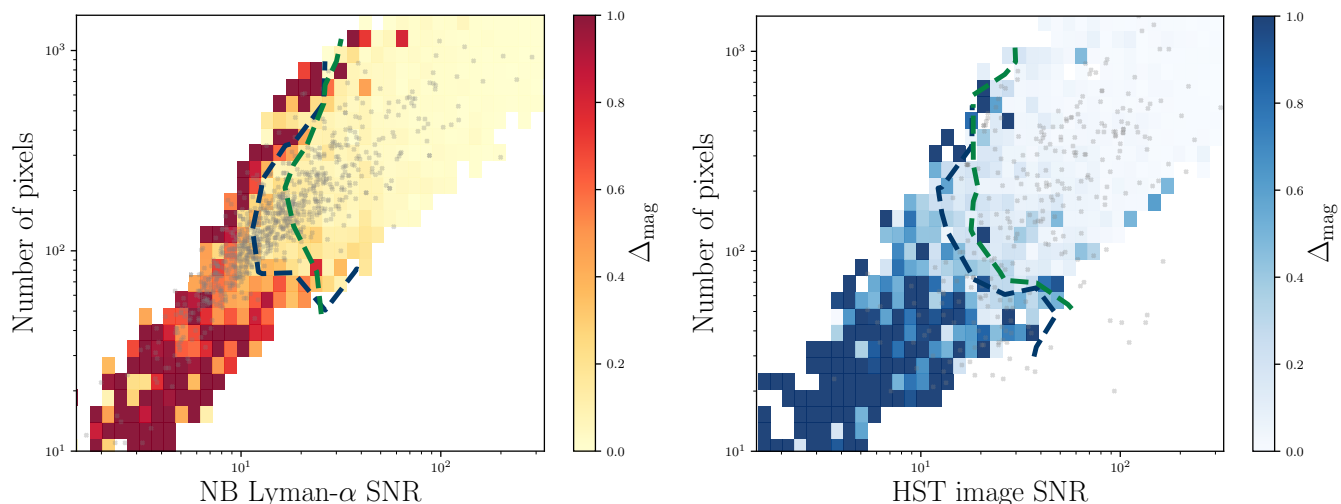


Fig. 3. Distribution of residual magnitudes between simulated source and best-fit parameters for MUSE Lyman- α NB images in the left panel and HST images in the right panel (see section 3.4). The grey points represent the LLAMAS galaxies. All the objects in the blue dashed contour were selected for spatial fitting with `LENSTOOL` based on the magnitude difference between input and best-fit parameters ($\Delta_{\text{mag}} < 0.3$). The green dashed contour represents where the spatial fit will recover both the flux distribution and morphological information on the sources as estimated by the fraction of non-overlap between the simulated and fitted sources (see Sect. 3.4).

profile. Then they fitted the Lyman- α emission on MUSE NB images using a combination of 2 circular exponential profiles, at the same location, one with the scale radius fixed to the UV one. This modelling reproduced well the objects of these studies, with good residuals. But in our study, thanks to the lensing magnification, we observe LAEs with an improved spatial resolution. After applying this two circular exponential components model on all the Lyman- α images selected for spatial fitting, it was obvious that this model was not suitable for a large fraction of the LLAMAS galaxies. Indeed a lot of lensed galaxies from our sample present either a two-components Lyman- α distribution or a strongly asymmetric fainter Lyman- α emission surrounding a bright core emission. With the intention of obtaining the best source-plane reproduction for the UV and Lyman- α emission distribution we chose to apply between 11 and 7 different models, respectively presented in Table 2.

First if the object is detected in HST with enough S/N to be selected for the spatial fitting (see Figure 3), we performed 2 fits on the UV image: the first is a circular exponential profile (model M1) and the second an elliptical exponential profile (model M2). We applied the fit on the F555W, F606W, F814W, F110W or F125W filter (depending of target redshift, quality of the detection in terms of S/N of the images and available HST data in each cluster) whichever was the closest to the 1500-2500 Å restframe. Then we fitted 9 models on the MUSE Lyman- α emission:

- **M3.** The classical two-component circular exponential profile based on UV modelling (5 free parameters)
- **M4.** The same two-component exponential profile with elliptical profiles based on the elliptical UV modelling (7 free parameters)
- **M5.** The M1 profile with the possibility to adjust the UV-like component scale radius (6 free parameters)
- **M6.** The M3 profile with the possibility to adjust the UV-like component scale radius, ellipticity and position angle (10 free parameters)
- **M7.** Two component circular exponential profiles allowed to get centroids at 2 different locations (8 free parameters)
- **M8.** Two component elliptical exponential profiles allowed to get centroids at 2 different locations (12 free parameters)

- **M9.** A single-component circular exponential profile (4 free parameters)
- **M10.** A single-component elliptical exponential profile (6 free parameters)
- **M11.** A single-component Sersic elliptical profile (7 free parameters)

The complete description of free and fixed parameters used in each model is presented in Table 2.

To disentangle which modelling is the more adapted for each object we took into account the number of constraints, the number of free parameters and the final χ^2 , using a Bayesian Information Criterion (BIC) defined as: $\text{BIC} = -2\ln(\mathcal{L}) - k \ln(N)$ with \mathcal{L} the likelihood of the best-fit, k the number of free parameters and N the number of constraints. We kept as the best modelling the fit with the minimum BIC.

Thanks to these different modellings, we obtained for each LLAMAS galaxy the best source-plane spatial model of both UV (when it is detected) and Lyman- α emission. Table 3 shows how sources are distributed among the best-fit models for each cluster and for the complete sample. We divided the different Lyman- α emission fits in 3 categories: two components fixed at the same location, two components free to vary, and the single component models. In the end, 67% of the LLAMAS galaxies are well described with a two-components fixed model (but the two-components circular exponential model is chosen only for 15 %). 12 % of the galaxies are best described by two free components, which correspond to LAEs presenting either 2 Lyman- α emission spatial peaks or a very asymmetric Lyman- α distribution.

We looked for trends between the best-fit model and the source S/N or lensing magnification effects on the models distribution. We measured median S/N of the objects in each category of models and found that the two more complex fits (models 7 and 8 with 2 free components) have a median S/N of twice as high as the median S/N of the other models (S/N=25). Finally we found that objects modelled with one of the two free components fits have a median lensing magnification of 6.2 versus 3.7 for the two fixed components models and 4.3 for the one component models. Both S/N and magnification seem to impact the mod-

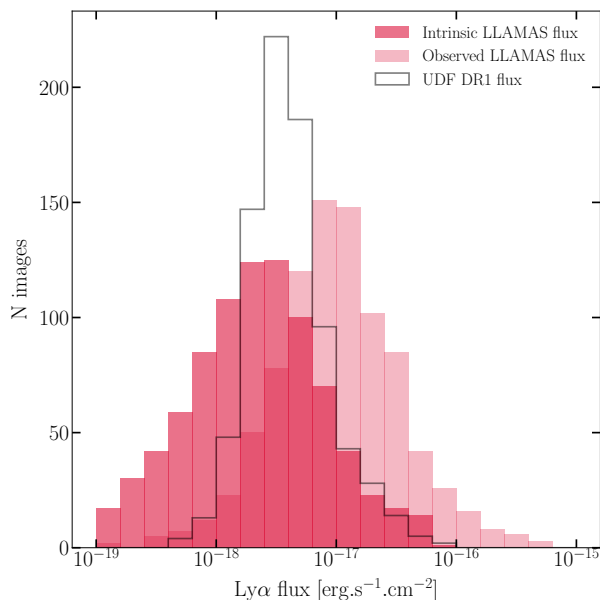


Fig. 4. Lyman- α line flux distribution of the LLAMA galaxies and UDF Lyman- α haloes presented in Leclercq et al. (2017). The light pink histogram shows the distribution of the observed flux of Lyman- α images in the LLAMA sample. The dark pink histogram represents the intrinsic flux distribution of the LLAMA galaxies, obtained by dividing the observed flux by the lensing magnification. This histogram shows only the images selected for spatial fitting (see Figure 3). The typical uncertainty at 1σ for LLAMAS flux measurement is about $1.2 \times 10^{-18} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. The grey histogram shows the observed Lyman- α flux of the Lyman- α haloes presented in Leclercq et al. (2017).

els distribution between the different fits. The fact that high S/N and high magnification objects tend to prefer a more complex fit to reproduce intrinsic emission distribution suggests that LAEs have a more complex structure than a circular Lyman- α halo surrounding a circular ISM Lyman- α emission component.

Based on the spectral fit performed on the Lyman- α line (see Section. 3.1) we obtain a measure of the total Lyman- α emission flux for each image. Figure 4 shows the distribution of observed and intrinsic Lyman- α flux of the LLAMAS galaxies selected for spatial fitting. The grey histogram shows the distribution of the total Lyman- α line flux of the 145 LAEs presented in Leclercq et al. (2017). Thanks to the lensing magnification, our sample allows the characterisation of fainter LAEs than non-lensed studies. To estimate the more realistic intrinsic flux, we use the best-fit of each object to update the lensing magnification value to account for the morphology of each source. The magnification was estimated by measuring the ratio between Lyman- α emission in the image plane (measured in the best-fit image plane results) and the source-plane emission (measured in the best-fit source-plane model). These new magnification values better represent the total amplification of the Lyman- α emission compared to the previous values measured at a specific UV location, especially for the most strongly magnified sources. We find that for magnification under 10, the two magnification values are very similar; for higher magnification values, the new measurement is on average 2 to 10 times lower than the first estimate, which was an expected outcome. Indeed, for highly magnified images, the magnification varies across the image and thus a value measured at one position in the image does not reflect the average magnification of this image.

4. Results

In this section we present results on the Lyman- α nebulae morphology: spatial extent and axis ratio of the Lyman- α haloes, spatial offsets between UV continuum and Lyman- α emissions distributions.

4.1. Extended emission properties

Once we obtain a good model fit for each source, we need a common measurement to compare the spatial extent between the different individual objects. We use half-light (r_{50}) and 90%-light radii (r_{90}) to characterise both the UV and Lyman- α emissions. For the total sample, 38% of the LAEs have an HST counterpart bright enough to be spatially modelled with LENSTOOL. We estimate r_{50} and r_{90} on a source-plane image produced from the parametric model (minimizing the BIC) of each source. Depending on the type of models, we measure the two radii from elliptical or circular rings. For objects with a circular best model (models M3, M5 and M9) we take $\epsilon = 0$, for elliptical models M4, M6 and M11 we take the axis ratio value of the brightest component, and for the models M7, M8 (with 2 components at different locations) or, M10, we use the mean axis ratio measured from the model M10 (one elliptical exponential component). We randomly produce 200 source-plane images selected from the LENSTOOL MCMC samples and the error bars are obtained by measuring r_{50} and r_{90} on each image. Error bars are estimated from the 68 % confidence interval on each side of the best model value. We also measure in the same way the r_{50} and r_{90} radius on the best-model images of the Lyman- α haloes from Leclercq et al. (2017).

Based on the $r_{50,\text{Ly}\alpha}$ and $r_{90,\text{Ly}\alpha}$, we measure the concentration parameter of the Lyman- α emission, which measures how compact the Lyman- α light profile is. We measure values ranging from $c_{\text{Ly}\alpha} = r_{90}/r_{50} = 33.3$ to $c_{\text{Ly}\alpha} = 1.15$ with a median value of 2.57. The median value of $c_{\text{Ly}\alpha} = 2.57$ corresponds to a Sersic index of $n = 1.2$ which is close to the exponential profile index value $n = 1$. The concentration of Lyman- α emission is only weakly correlated with the Lyman- α extent, the more compact haloes are also the smaller.

We used the 90-light radius to compare the spatial extent of the Lyman- α emission in LLAMAS and UDF galaxies (Leclercq et al. 2017), as the half-light radius of UDF galaxies will be over-dominated by the bright continuum-like component and will not reflect the extended halo properties. Figure 5 shows the distribution of the circularised Lyman- α 90%-radius $r_{90,\text{Ly}\alpha}$ as a function of UV $r_{90,\text{UV}}$ (for multiply-imaged systems we present the value of the most extended image for both UV and Lyman- α emission). Among the LLAMAS, 40% of sources have a Lyman- α halo substantially smaller than the vast majority (i.e. 97%) of the halos in Leclercq et al. (2017). We measured the inverse-variance weighted mean of the ratio $x_{90} = r_{90,\text{Ly}\alpha}/r_{90,\text{UV}}$ in both UDF and LLAMAS and find that the LLAMAS galaxies present on average a higher value, with $x_{90,\mu,\text{LLAMAS}} = 18.0$, compared to the UDF sample for which we find $x_{90,\mu,\text{UDF}} = 10.40$. The value of $x_{90,\mu,\text{UDF}}$ is consistent to the values measured in Leclercq et al. 2017 between the halo component scale radius and the core UV-like component. These values show that there is a large diversity of Lyman- α emission concentrations (very diffuse or peaked), but in 97% of the cases we observe a Lyman- α halo more extended than the UV continuum emission, and 75% and 47% are significantly more extended at 1 and 3 σ respectively. This confirms that the Lyman- α emission is intrinsically more extended than

Model description	N components	Fixed parameters	Free parameters
M1. One circular exponential	1	$\epsilon = 0$; $n=1$	x ; y ; a ; m
M2. One elliptical exponential	1	$n=1$	x ; y ; a ; m ; ϵ ; θ
M3. Two circular exponential fixed components	2	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$; $n_1 = n_2 = 1$; $a_1 = a_{UV}$	$x_1 = x_2$; $y_1 = y_2$; a_2 ; m_1 ; m_2
M4. Two elliptical exponential fixed components	2	$\epsilon_1 = \epsilon_{UV}$; $\theta_1 = \theta_{UV}$ $a_1 = a_{UV}$; $n_1 = n_2 = 1$;	$x_1 = x_2$; $y_1 = y_2$; a_2 m_1 ; m_2 ; ϵ_2 ; θ_2
M5. Two circular exponential fixed components	2	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$; $n_1 = n_2 = 1$	$x_1 = x_2$; $y_1 = y_2$; $a_1 = a_{UV} \pm 0.1''$; a_2 ; m_1 ; m_2 ;
M6. Two elliptical exponential fixed components	2	$n_1 = n_2 = 1$	$x_1 = x_2$; $y_1 = y_2$; $a_1 = a_{UV} \pm 0.1''$; a_2 ; m_1 ; m_2 ; ϵ_1 ; ϵ_2 ; θ_1 ; θ_2
M7. Two free circular components	2	$n_1 = n_2 = 1$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$	x_1 ; x_2 ; y_1 ; y_2 ; a_1 ; a_2 ; m_1 ; m_2
M8. Two free elliptical components	2	$n_1 = n_2 = 1$	x_1 ; x_2 ; y_1 ; y_2 ; a_1 ; a_2 ; m_1 ; m_2 ϵ_1 ; ϵ_2 ; θ_1 ; θ_2
M9. One circular exponential component	1	$n_1 = 1$; $\epsilon_1 = 0$	x_1 ; y_1 ; a_1 ; m_1
M10. One elliptical exponential component	1	$n_1 = 1$	x_1 ; y_1 ; a_1 ; m_1 , ϵ_1 , θ_1
M11. One Sersic circular exponential component	1		x_1 ; y_1 ; a_1 ; m_1 ; n_1

Table 2. Description of free and fixed parameters used for the different spatial models applied. x and y are the RA and DEC positions, m is the magnitude, a is the scale radius, n is the Sersic index, ϵ is the ellipticity and θ is the positional angle. The models M1 and M2 are applied only on the UV images and models from M3 to M11 on Lyman- α images.

Cluster	N images (N obj)	HST with MUSE	only MUSE	2 fixed comp	2 free comp	1 comp
A2744	63 (49)	43	20	46	4	13
A370	39 (15)	16	23	23	6	11
MACS0257	27 (12)	14	13	14	1	11
MACS0329	7 (4)	3	4	6	1	0
MACS0416N	33 (22)	27	6	25	6	2
MACS0416S	30 (14)	27	3	24	2	3
MACS0451	16 (10)	2	15	14	0	3
MACS0520	16 (10)	1	15	10	3	3
BULLET	5 (5)	1	4	5	0	0
MACS0940	31 (25)	10	21	20	6	4
MACS1206	41 (25)	11	30	24	6	11
RXJ1347	60 (32)	16	44	44	6	10
SMACS2031	37 (15)	11	26	24	7	6
SMACS2131	15 (8)	4	11	11	4	0
A2390	5 (3)	5	0	3	1	1
MACS2214	20 (8)	6	14	13	3	4
AS1063	15 (7)	15	0	14	1	0
A2667	7 (4)	1	8	5	1	1
TOTAL	469 (268)	45%	55%	67%	12%	21%

Table 3. Summary of the spatial best-fits distribution in each cluster. The first column shows the total number of Lyman- α images selected for spatial fitting and the boldface numbers the number of unique objects. The second and third columns shows the number of images with both UV and Lyman- α detection and only a Lyman- α detection respectively. The three last columns show the distribution in the 3 main categories of Lyman- α emission models. The last row shows the repartition for the global sample.

the UV component as measured in previous studies (Steidel et al. 2010; Leclercq et al. 2017; Wisotzki et al. 2018). We find smaller values for $x_{50} = r_{50, Ly\alpha} / r_{50, UV}$ with $x_{50, \mu, LLAMAS} = 12.0$ and $x_{50, \mu, UDF} = 4.6$.

From the spatial modelling, we obtain a measure of the axis ratio of the UV and Lyman- α emission distribution (through the axis ratio $q = b/a$ between the major (a) and minor (b) axes of the best-fit ellipse). This value is interesting to study as it should correlate with the spatial distribution of the neutral hydrogen in

the CGM and possibly with the inclination of the galaxy. We use the best model of each source to determine the degree of ellipticity of the UV and Lyman- α distributions in the source plane. Among the galaxies selected to be spatially modelled in UV emission, 38 % prefer a circular best model and 62 % an elliptical one. For Lyman- α emission, 52 % of the haloes are better described by a circular model and 48% an elliptical one (we consider models M7 and M8 as elliptical models). The median UV axis ratio q , measured only on elliptical sources, is

$\langle q \rangle \sim 0.22$. For multiple systems we measure a magnification weighted mean of the axis ratio values of each image of the system (e.g. the same results are found if we use signal-to-noise ratio weighted mean as the magnification value is strongly correlated with the spatial integrated signal-to-noise ratio). When we consider only images located inside the green contour in the second panel of Figure. 3, we find a median of $\langle q \rangle = 0.38$. Applying the same procedure to measure the distribution of Lyman- α emission axis ratios, we find that Lyman- α haloes are on average less elongated (median value of 0.22 for UV and 0.48 for Lyman- α emission). The distributions of axis ratio values for the UV and Lyman- α emission distributions are presented in the Figure 6. These results are consistent with the trend presented in Chen et al. (2021) and with the measurements for the high- z simulated LARS galaxies in Guaita et al. (2015) who found similar values of UV and Lyman- α axis ratio (with axis ratio of their Lyman- α emission between 0.4 and 0.9, with a mean value around 0.7). Wisotzki et al. (2016) measured also that 75% of their LAEs came out with a UV axis ratio smaller than 0.5. We use the axis ratio from the best source-plane model and apply the same procedure described previously for the multiple systems. The axis ratio is a useful indicator of the galactic disk inclination and hydrogen distribution morphology for the Lyman- α emission. Haloes with a small axis ratio value indicate that the CGM is structured along a preferred direction around the UV source.

We find no significant variation of the axis ratio with redshift. However we found a significant correlation between the spatial extent of the emission in the image plane and the proportion of circular and elliptical best model. We measured the division between circular and elliptical in three equal-size bins based on number of pixels in the detection map. For Lyman- α emission, we measure 13%, 40% and 77% of elliptical best model for respectively $3.3 < \text{area} < 7$, $7 < \text{area} < 9.6$ and $9.6 < \text{area} < 37.5$ with area in arcsec^2 . The more a Lyman- α halo is resolved (with a high detection map area which is strongly correlated to the lensing magnification and signal to noise ratio), the more it would prefer an elliptical model. The same effect is observed in S/N as detection map area and S/N are strongly correlated (see Figure 3). These results also indicate that the circular shape measured on the Lyman- α emission could be partly a limitation due to lower signal to noise ratios and incorrect PSF estimation.

Since the lensing models are used to measure all the properties presented here, lensing uncertainties in the mass model used in the lensing reconstruction could strongly impact the results. To estimate the impact of the lensing model on the spatial measurements we study the dispersion of the different measurements between the different images of the 80 multiple systems with at least two images selected for spatial fitting (including 22 systems with 3 or more images with both Lyman- α and UV detections). For each system we measured the magnification-weighted mean ($\langle \cdot \rangle_\mu$) and standard deviation (σ_μ) for each of the following parameters: $r_{50, Ly\alpha}$, $r_{50, UV}$, UV (q_{UV}) and Lyman- α axis ratio ($q_{Ly\alpha}$) and spatial offsets (presented in the following sections). All these measurements are presented in Figure 7.

For the spatial extent measurements (left panel of the Figure 7), we found that 19% of the multiple systems present a small dispersion between the different images (variation smaller than 20% of the mean value in $\langle r_{Ly\alpha} \rangle_\mu$ and in $\langle r_{UV} \rangle_\mu$). For 30% of the systems, the variation between the different images is moderate (between 20 and 50% of the mean value) and the remaining 50% present a large variation between multiple images. Finally

4 multiples systems present a variation of the Lyman- α extent larger than the mean value. After a visual inspection, we found that these systems are the most magnified galaxies (with a total magnification between 20 and 50). Within these specific systems the variations in amplification and shear, and therefore in spatial resolution, between images are very large, which explains the variations observed in the measurements. In all the results presented in this study, we keep the values measured on the most extended image of each multiple system. We find the same kind of trends for the axis ratio (middle panel of the Figure 7).

4.2. Variations in the spatial extent of Lyman- α emission

In the Figure 5, we observe a correlation between Lyman- α and UV continuum r_{90} for both UDF and LLAMAS datasets. The error-bars weighted Pearson coefficients ($\rho_{UDF} = 0.22$ and $\rho_{LLAMAS} = 0.20$) suggest that these correlations are weak but significant, with p-values of ($p_{0,UDF} = 0.02$ and $p_{0,LLAMAS} = 0.05$). The LLAMAS values seem more scattered ($\sigma_{UDF} = 7.6 \text{ kpc} < \sigma_{LLAMAS} = 22 \text{ kpc}$) and the correlation more marginal. This higher spread could be due to the larger uncertainties of the LLAMAS measurements only or also to the fact that lensing studies provide access to a new population of weaker and smaller LAEs than those characterised by the previous studies. We notice a strong effect of the detection isophotal area (number of pixels in the detection map of each Lyman- α image) on this correlation. We divided the sample in three equal-size bins of low, medium and high value of spatial extent and measured the weighted Pearson p-value and coefficient in each bin. We find that the less extended images (between 3.3 and 6.1 arcsec^2) present no correlations between Lyman- α and UV r_{90} ($p_0 > 0.2$ and $\rho < 0.1$). On the contrary the two bins of medium (between 6.1 and 10.2 arcsec^2) and highly (between 10.2 and 44.2 arcsec^2) extended images show a significant correlation ($p_0 = 0.033$, $\rho = 0.36$ and $p_0 = 0.05$, $\rho = 0.33$ respectively). This shows that the correlation is stronger when we look only at the images with higher resolution and then suggests that the absence of correlation for the low spatial resolution is due to some bias. The same effect is measured with the magnification and the signal to noise ratio which are both strongly correlated with the image-plane resolution. Finally the different models used to reproduce the LLAMAS galaxies, of which 7 out of 9 are completely independent of UV spatial properties could probably play a role in measuring a lower correlation between Lyman- α and UV spatial extent.

We searched for correlations between the Lyman- α emission size (using the $r_{50, Ly\alpha}$ parameter) and the physical parameters governing the host galaxies (star formation rate, Lyman- α equivalent width, flux and luminosity, and properties of the Lyman- α line profile), and find three more or less significant correlations presented in Figure 8. First we find a very significant positive correlation between $r_{50, Ly\alpha}$ and the FWHM of the Lyman- α line (with weighted Pearson coefficient of $\rho = 0.35$ and p-value of $p_0 = 0.0002$). Secondly, we observe a negative trend between $r_{50, Ly\alpha}$ and the Lyman- α rest-frame equivalent width W_0 (with weighted Pearson coefficient of $\rho = -0.25$ and p-value of $p_0 = 0.07$; the more extended the Lyman- α halo, the smaller is W_0). Finally we observe a weaker positive correlation between $r_{50, Ly\alpha}$ and the UV SFR ($\rho = 0.18$ and $p_0 = 0.0002$). We observe similar correlations between these three parameters and $r_{90, Ly\alpha}$.

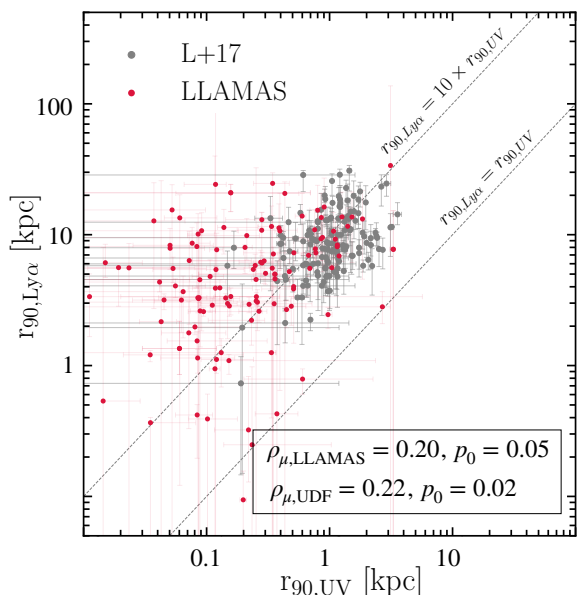


Fig. 5. Comparison of Lyman- α and UV circularised 90%-light radii. The figure shows the Lyman- α 90%-light radius. LLAMAS and UDF (Leclercq et al. 2017) galaxies are represented in red and grey, respectively. The UDF and LLAMAS values are both correlated (Spearman weighted p -value of $p_0 = 0.02$ and $p_0 = 0.05$ for UDF and LLAMAS, respectively). Both datasets are roughly centered around $r_{Ly\alpha} = 10 r_{UV}$.

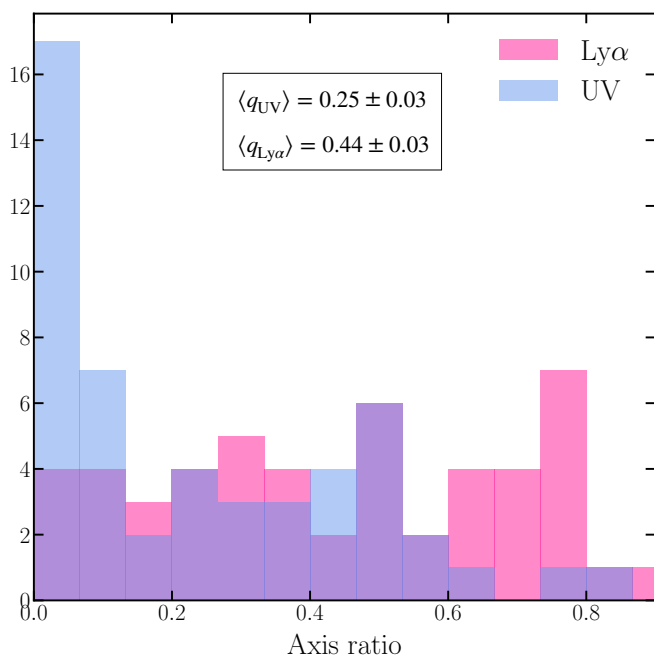


Fig. 6. Distribution of axis-ratio ($q = b/a$) of UV (blue) and Lyman- α (pink) emission in the source plane. For multiple systems, we measured the magnification weighted mean of the axis ratio values of only the multiple images located inside the green contour of Figure 3. The mean values of the two subsets are indicated on the plot.

4.3. Spatial offsets between UV and Lyman- α emissions

Looking at the best model of each UV and Lyman- α source, we notice a significant spatial offset between the two peaks locations; some examples are shown in Fig 9. We measure this offset in each galaxy with a UV component observed in HST and selected

for spatial fitting (see Section 3.4). We performed two different measurements on each galaxy. First we measured the two locations of peak emission (UV and Lyman- α) in the image plane. We measure the peak location after a spatial Gaussian filtering of FWHM=0.2 or 0.1" for Lyman- α NB and HST images, respectively. We ray-trace these values into the source plane to measure the intrinsic (physical) spatial offset between the two emission peaks, in kpc. The distribution of this "peak to peak" offsets measurements is presented in dark blue in Figure 10. For the total sample, we measure a median value of $\Delta(\text{peaks}) = 0.67 \pm 0.13$ kpc. When we keep only spatial offsets larger than 2 MUSE pixels (i.e. 0.4") in the image plane, as they are considered more significant, the median value became $\Delta(\text{peaks}) = 1.16$ kpc. Second, we measure the spatial offset between UV and Lyman- α best model centroids (measured on the best-model source-plane image). For models with 2 Lyman- α emission peaks (M7 and M8 in Table 2), we measure the offset between the UV component centroid and the 2 Lyman- α peaks and kept only the smallest. The distribution of these offset measurements is shown in light blue in Figure 10, with the median value of the total sample is $\Delta(\text{centroids}) = 0.58 \pm 0.14$ kpc. Among the total sample, we identified 3 galaxies (two of them presented in Fig 9) which present a strong Lyman- α absorption feature (LBG) in their spectrum and a huge spatial offset between UV and Lyman- α component. For these three sources we can attribute the large offset value to the absorption of Lyman- α at the location of the UV component. We compare our results with the three recent studies on spatial offsets performed by Hoag et al. (2019); Lemaux et al. (2020) and Ribeiro et al. (2020) on three samples with similar ranges of Lyman- α luminosities and UV magnitudes, and found a very good agreement. Hoag et al. (2019) measured the spatial offsets in 300 galaxies at $3 < z < 5.5$ observed in slit data, and find a median value of 0.61 ± 0.05 kpc. Ribeiro et al. (2020) measured a similar value in a sample of ~ 900 galaxies at $2 < z < 6$ of 0.60 ± 0.05 kpc. When they selected 11% of galaxies with secure offsets (after a visual inspection), the median value become 1.9 ± 0.2 kpc. Finally Lemaux et al. (2020) measured for 64 objects (mix of lensed and non-lensed galaxies) with $5 < z < 7$ a median offset of 0.61 ± 0.05 kpc. In LLAMAS galaxies, we do not measure any significant variation of the offset values with redshift.

Finally, we measure the impact of the lensing model to the offset measurements (see Figure 7). We found that 75% of the multiple systems have a dispersion smaller than the mean value.

4.4. Significance of the offsets measurements

To measure the robustness of these measurements we estimate the probability of measuring such offsets if Lyman- α and UV peaks are superposed. Using the MCMC optimisation result of the best model from LENSTOOL, which provides a list of values of x and y positions in the source plane tested during the optimisation, for both UV and Lyman- α models. We apply the measured offset to the Lyman- α position sample to center the cloud of Lyman- α positions on the UV ones. We randomly draw 10.000 pairs of UV and Lyman- α positions and measured for each couple the offset value δ_{95} , measured in this way, corresponding to a cumulative probability to randomly measure an offset smaller than the real one Δ of 95%. In other words it corresponds to the offset value from which there is less than 5% of chance to randomly measure a similar or larger offset from the best models. We consider that an offset measurement is significant when $\delta_{95} < \Delta$. We find that 63% of galaxies have a significant offset. Among the remaining 37%, we measure with the same method, if the

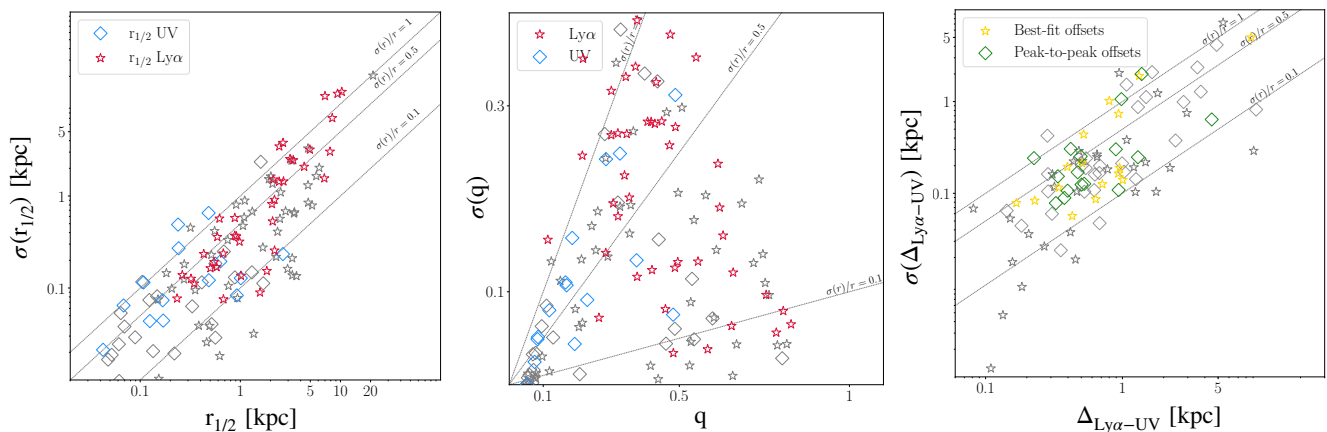


Fig. 7. Dispersion measured in each multiple system of the three main parameters measured : UV and Lyman- α extent, axis ratio and spatial offset. We measured in each multiple systems the μ -weighted mean values and μ -weighted dispersion of values among the images. From left to right we represent the dispersion of half-light radius (r_{50}) with respect to μ -weighted mean values, the dispersion of axis ratio (q) with respect to μ -weighted mean values and the dispersion of spatial offset ($\Delta_{Ly\alpha-UV}$) with respect to μ -weighted mean values. In each panel the grey stars and squares represent 2 images systems and colored points the 3 and more images systems. In the left and middle panels, the stars represents UV r_{50} and q respectively, and square Lyman- α values. In the right panel, the stars represent best model centroid offsets and green points represents the "peak to peak" offset values (see Sect. 4.3). In all panels we plot dashed lines to represent the 10%, 50% and 100% error levels.

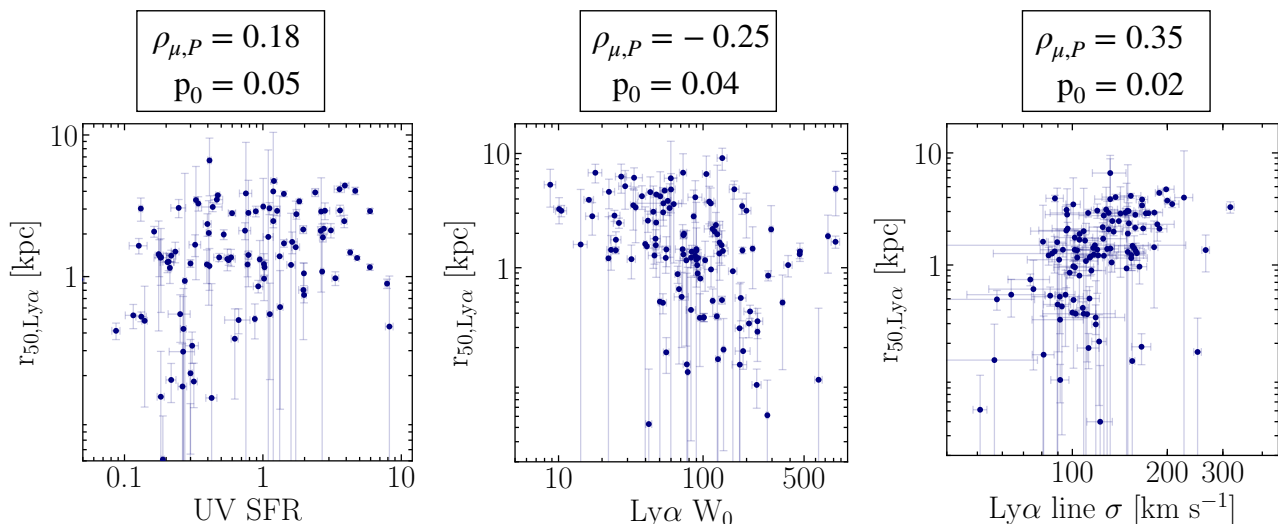


Fig. 8. $r_{50,Ly\alpha}$ with respect to, from left to right, the UV SFR, Lyman- α rest-frame equivalent width (W_0) and the velocity dispersion of the global Lyman- α line (σ) on the x-axis. We indicate weighted Pearson coefficient ρ_μ and the associated p-value p_0 on top of each panel.

offsets corresponding to the cumulative probability of 68% (δ_{68} at one sigma) which are smaller than Δ (corresponding to offset significant at only one sigma). We consider that all the galaxies with $\Delta < \delta_{68}$ are compatible with the non-offset scenario. For these galaxies, we use the δ_{68} as an upper limit to the offset measurement. We measure this fraction of spatial offsets in 3 bins with $0 < \Delta < 1$ kpc, $1 < \Delta < 2$ kpc and $\Delta > 2$ kpc. We find respectively 48%, 92% and 92% of significant offsets. The fraction of measurements compatible with the non-offset hypothesis is of 37%, 5% and 2% in the 3 same bins, respectively. Note that non significant offsets could simply be due to small intrinsic values or indeed coincident UV and Lyman- α emission.

The spatial offsets measured in kpc in the source plane should be correlated to the UV size of the galaxy to be physically interpreted. With the aim to propose a more consistent measurement of spatial offset with respect to the UV continuum emission

size, we measure the elliptical distance, Δ_{ell} (normalised by the UV emission 90% isocontour elliptical parameters) between the Lyman- α emission centroids and the UV emission centroid:

$$\Delta_{ell} = \left(\frac{X_{Ly\alpha}}{R_{x,UV}} \right)^2 + \left(\frac{Y_{Ly\alpha}}{R_{y,UV}} \right)^2 \quad (3)$$

with $(X_{Ly\alpha}, Y_{Ly\alpha})$ the position of the Lyman- α emission centroid in the referential formed by the axis of the UV emission elliptical distribution and $(R_{x,UV}, R_{y,UV})$ respectively the semi-major and semi-minor axis of the UV elliptical emission distribution.

A value of $\Delta_{ell} < 1$ means that the Lyman- α emission center is located in the UV continuum component and probably produced by substructures within the star-forming region. When $\Delta_{ell} > 1$, the Lyman- α emission peak is produced outside of the stellar component, probably by satellite galaxies, or large-scale effects in the CGM. We show the distribution of Δ_{ell} values in grey in Fig 11. We measure that 40% of the galaxies present an

external spatial offset as high as $\Delta_{\text{ell}} > 2$.

We measure no correlation (p-values > 0.05) between the values of elliptical distance and the physical parameters of the host galaxies (W_0 , flux and luminosity, Δ in kpc). After dividing their sample of galaxies in 2 bins, based of W_0 , Hoag et al. (2019) found a significant trend: galaxies with lower W_0 values show higher offset values (mean of 1.92 ± 0.13 kpc) than galaxies with higher W_0 (mean of 1.51 ± 0.11 kpc). We do not confirm this trend, neither with offset value in kpc nor with the elliptical distance. Lemaux et al. (2020) observed that the spatial offset increases with the UV brightness of the galaxies. We find the opposite correlation when we compare UV SFR values and elliptical distances for all galaxies with secure spatial offset measurements (90 sources). Galaxies with an elliptical distance $\Delta_{\text{ell}} < 3.9$ (45 sources) show on average a higher UV SFR value ($\langle SFR \rangle = 1.74 \pm 0.23 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) than galaxies with $\Delta_{\text{ell}} > 3.9$ (45 sources, $\langle SFR \rangle = 1.26 \pm 0.28 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). We notice also that the galaxies with a higher elliptical distance present a smaller UV size ($\langle r_{50,UV} \rangle = 0.08 \pm 0.01$ kpc) and larger Lyman- α versus UV emission extent ($\langle \frac{r_{50, Ly\alpha}}{r_{50, UV}} \rangle = 25.5 \pm 4.3$), than galaxies with smaller elliptical distances ($\langle r_{50,UV} \rangle = 0.31 \pm 0.4$ kpc and $\langle \frac{r_{50, Ly\alpha}}{r_{50, UV}} \rangle = 7.0 \pm 0.8$). Thus, more than half of the Lyman- α peaks are located outside of the stellar body of the source which could be due to the presence of an extra Lyman- α emission source such as a satellite or merging galaxy.

Besides, it should be easier to distinguish a spatial offset in the Lyman- α emission produced by a satellite galaxy for smaller (low r_{UV}) galaxies, because these sources should emit less Lyman- α photons and thus the contribution of a satellite galaxy would be easily detectable in the global profile. This could explain why the galaxies for which we measured higher elliptical distances present on average a smaller UV component.

5. Discussion

5.1. Production of mock observations

In order to physically interpret these results we compare the measured LAE properties with a cosmological radiation hydrodynamical (RHD) simulation of a high-redshift galaxy evolving from $z = 6$ to $z = 3$, described in Mauerhofer et al. (2021). This zoom-in simulation was produced using the RAMSES-RT code (Rosdahl et al. 2013; Rosdahl & Teyssier 2015). The simulation includes all the expected Lyman- α production mechanisms (photo-ionization and photo-heating of hydrogen by local sources, collisional excitation of hydrogen as well as contribution from the UV background) and so represents a powerful tool to study Lyman- α photons escape in both ISM and CGM. This simulated galaxy has been deliberately chosen to be representative of the faint-UV LAEs detected in the recent MUSE studies of LAEs at high redshift (Leclercq et al. 2017; Wisotzki et al. 2016) in terms of halo mass ($M_h = 6 \times 10^{10} M_{\odot}$ at $z = 3$). We study mock observations of the Lyman- α line cubes and UV continuum emission at 1500 \AA rest-frame. Each mock Lyman- α dataset consists in a $10'' \times 10'' \times 10.9 \text{ \AA}$ datacube centered on the Lyman- α line with $0.067'' \times 0.067'' \times 0.0625 \text{ \AA}$ pixels, which is three times better than the MUSE sampling both in spatial and spectral directions. The UV continuum 1500 \AA rest-frame images are produced with $0.01'' \times 0.01''$ pixels which are 5 times smaller than HST/ACS pixels. To represent the diversity of observed Lyman- α profiles, 12 mocks datacubes were produced for each of the 129 simulation timesteps, by projecting along 12 different line of sights defined

by healpix $N_{\text{side}}=1$ (identical at all redshifts). Thus 12×129 mocks were produced at the 129 different redshifts ranging from $z = 3.000$ to $z = 5.989$ with a regular lookback time interval of 10 Myrs. Although this simulation focuses only on one galaxy, the fact that this galaxy is studied at 129 different redshifts in 12 different directions adds some diversity due to variations in SFR with time, galaxy growth, effects of radiative transfer into the CGM and line of sight projections. The global properties of the simulated galaxy sample and UDF and LLAMAS sample are presented in Figure 12. Altogether, this sample of mock observations has physical properties close to the LLAMAS properties in terms of redshift, Lyman- α luminosity and SFR. The median redshift value is $z = 3.92$ for the simulated data versus $z = 4$ for the LLAMAS sample. Note that the distribution of UV magnitudes in the simulation is narrower than that of LLAMAS galaxies, but it roughly covers a similar range of M_{UV} with a median value slightly brighter than the median value of the LLAMAS sample (-17.8 vs. -17.0 respectively).

The SFR of the simulated galaxy varies with redshift, on average the SFR increases during the formation and evolution of the galaxy from $0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ to $1.23 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ between $z = 6$ and $z = 3$ with few SFR peak episodes (up to $3.0 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) during its history. These SFR variations are strongly correlated with the variation of the total Lyman- α luminosity. The median value of the SFR on the simulated sample ($SFR_{\text{sim}} = 0.80 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) is larger than the LLAMAS median value ($SFR_{\text{LLAMAS}} = 0.48 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), although lower and higher SFRs can also be found in the LLAMA sample. We notice a very good match in terms of Lyman- α luminosities between LLAMAS and the simulation, with Lyman- α luminosities ranging from $\log(Ly\alpha/\text{erg.s}^{-1}) \sim 40$ to 42.5 , with a median value around 41.5 .

We note that the UV size of the simulated galaxy increases from 0.15 to 0.45 kpc between $z = 6$ and $z = 3$ as a result of the continuous mass growth due to gas accretion and mergers over this period of ~ 2 Gyr.

To compare with lensed and non-lensed MUSE observations of high redshift LAEs, we produced mock "UDF-like" and "LLAMAS-like" Lyman- α NB and HST images from the simulated galaxies. To produce Lyman- α NB images we collapse a cube containing all the Lyman- α emission without continuum. To reproduce non-lensed MUSE Lyman- α NB images of LAEs, we convolve the initial raw Lyman- α NB images by a typical MUSE UDF PSF, depending on the redshift of the galaxy, as described in Section 3.3. Finally we re-grid the images at the MUSE sampling of $0.2'' \times 0.2''$ pixels and then add a random Gaussian noise based on the typical level observed in UDF Lyman- α NB images. We follow the same method for UV images; we convolve the raw UV images with UDF HST PSF, constructed following the method explained in Section 3.3, using HST F606W or F814W images (depending on the redshift). We finally re-grid the images at the HST sampling of $0.05'' \times 0.05''$. We add a random Gaussian noise based on the typical level observed in the HST images of the UDF. To reproduce "LLAMAS-like" observations, we first chose randomly a cluster model and a specific source location from the R21 data release. We lens both UV and Lyman- α NB images by the lens model. We then follow the same procedure for PSF convolution, pixels sampling and addition of Gaussian noise as for UDF-like observations. We use typical MUSE PSF parameters and HST PSF measured in the cluster used as a lens. For both kinds of observations (UDF-like and LLAMAS-like) we use the python package PHOTUTILS to detect the different images, following the same criteria used for the LLAMAS sample (see section 2.5). When the lensing produces multiple images, we keep only one of them for comparison with observations. We

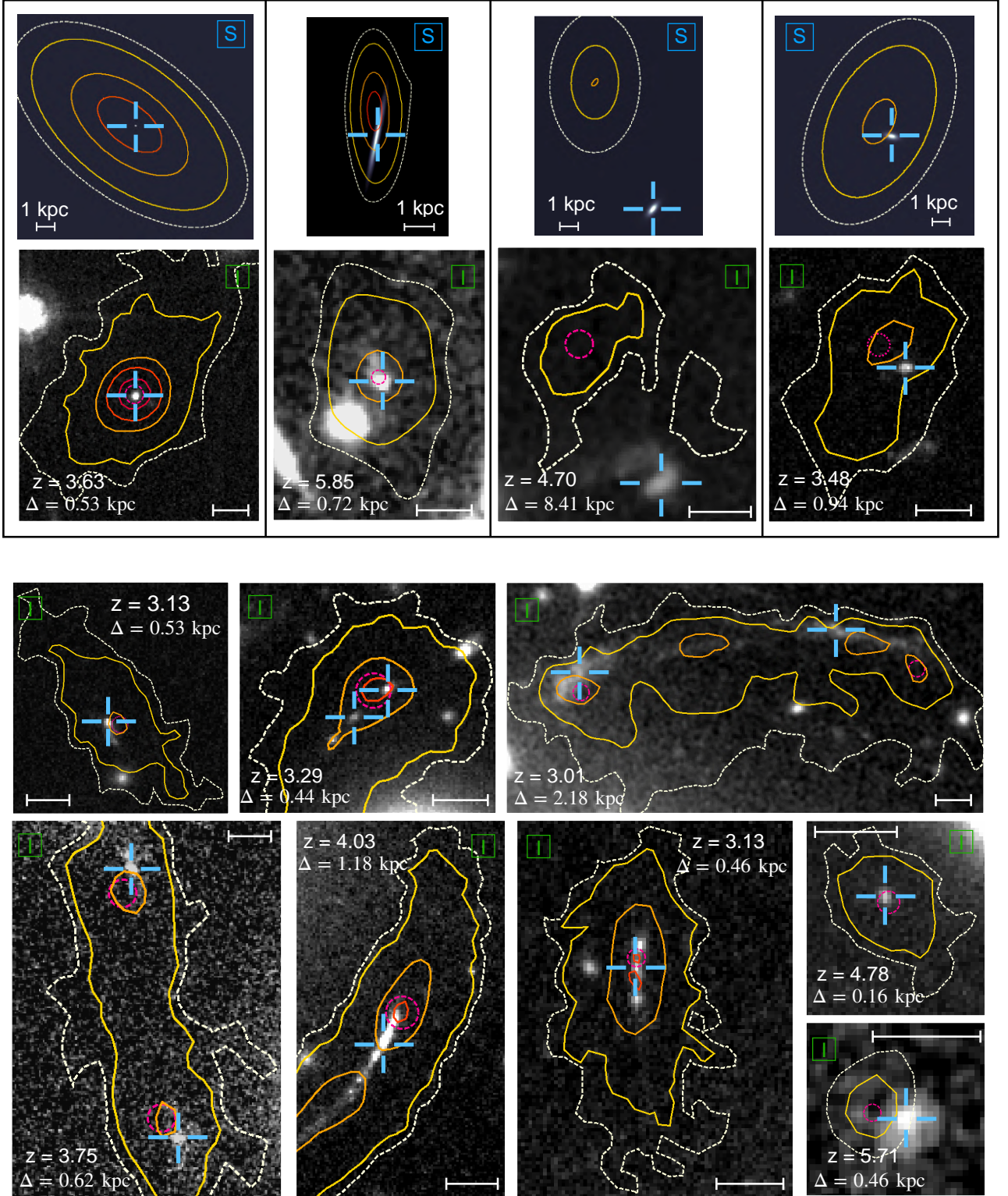


Fig. 9. Presentation of 12 objects from the LLAMA sample presenting different values of spatial offsets. For the 4 galaxies on the top row, we show also the source-plane reconstruction. The observed images are labelled with a green 'I' and the source-plane modelisations with a blue 'S'. In each panel, we show HST images (F814W or F606W depending of the redshift) or source-plane reconstruction. The MUSE Lyman- α emission is represented by the red, orange, yellow and white contours which correspond to a smooth surface brightness level of 250, 100, 50 and $12.5 \cdot 10^{-19} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}.\text{arcsec}^{-2}$, respectively. The ID, redshift and magnification values are given for each object. The Δ value is the value of the spatial offset measured in the source plane between the UV and Lyman- α best model centroids. The blue cross indicates the UV position in the image plane and the pink circle the Lyman- α one. In all panels we add a scale (white line) of 1'' in the image-plane and of 1 kpc in the 4 source-planes images .

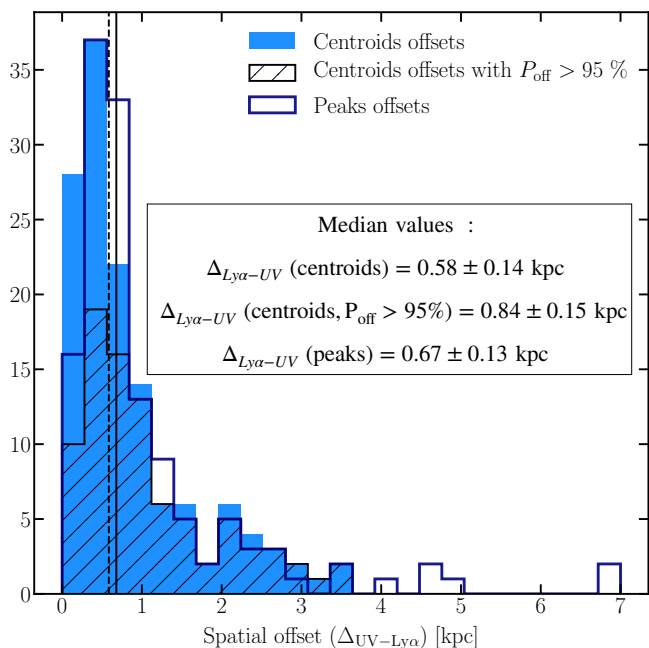


Fig. 10. Distributions of measured offsets in kpc in the source plane. The light blue distribution represents spatial offsets measured between UV and Lyman- α emission centroids measured in the source plane, and the dark blue one the distribution of spatial offsets measured between UV and Lyman- α emission peaks projected in the source plane. The hatched distribution represents the galaxies with a spatial offset probability higher than 95%. The dashed and solid lines show the median values of centroids and peaks offsets distributions respectively.

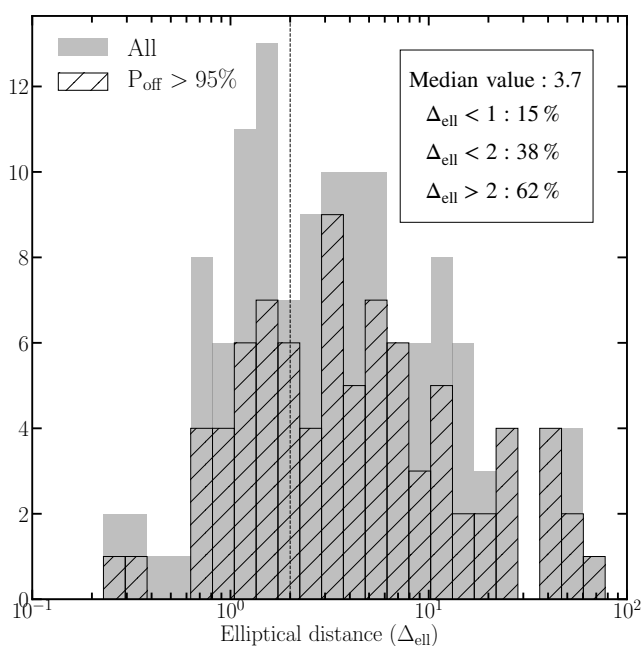


Fig. 11. Distribution of elliptical distance (cf Section 4.4) measured in the source plane between Lyman- α emission centroids and the ellipse formed by the UV emission distribution (using $r_{90,UV}$ as radius). The grey distribution represents all the LLAMAS galaxies and the black hatched only the galaxies with a spatial offset probability higher than 95%. The vertical dotted line represents the separation between internal and external spatial offsets ($\Delta_{ell} = 2$).

apply a S/N threshold of $S/N=6$ for Lyman- α NB "UDF-like" images as applied in Leclercq et al. (2017). For LLAMAS-like images, we apply the same selection for spatial fits as for real observations, highlighted by the blue contour in Figure 3. We finally obtain a sample of 1164 raw images (both UV and Lyman- α NB), 271 "UDF-like" images and 254 "LLAMAS-like" (the other produced UDF-like and LLAMAS-like images had too faint UV or Lyman- α images to be detected or spatially characterised).

5.2. Extended Lyman- α haloes

5.2.1. Variations in Lyman- α extent

We apply the same spatial fit as presented in Section 3.5 to the three types of mock observations ('raw' simulation, UDF-like and LLAMAS-like observations). For UV measurements, we apply a single elliptical exponential component fit on the three different mock observations. For the raw data and UDF-like observations we apply on Lyman- α NB images a single elliptical exponential two components fit (M4 in Table 2). For LLAMAS-like mock observations, in order to fairly compare with the LLAMAS sample results, we applied 3 different fits on each selected image and compared BIC criteria to choose the best model of each galaxy. We choose to apply the models labelled M4, M6 and M8 in Table 2. We measured half-light and 90%-light radius on best-fit images for each source. The morphology of simulated LLAMAS haloes gives a similar range of concentrations ($c = 1.16-32.5$) as the real observations. Figure 13 shows the distribution of Lyman- α r_{90} for UDF, LLAMAS, UDF-like and LLAMAS-like galaxies. We observe that the simulated UDF galaxies (empty grey points) are confined to a small region of the cloud of points from Leclercq et al. (2017). The simulated LLAMAS-like galaxies are located in a different region, presenting both smaller and higher values of Lyman- α extent, closer to the real LLAMAS galaxy Lyman- α spatial extent values. In all LLAMAS-like and UDF-like galaxies, the Lyman- α emission is measured to be more extended than the UV central component, as for real LLAMAS galaxies. However the mean $x = r_{90,Ly\alpha}/r_{90,UV}$ ratio is smaller for the simulated galaxies whatever the simulated observation method ($\langle x_{90,UDF-sim} \rangle = 4.3$ and $\langle x_{90,LLAMAS-sim} \rangle = 5.0$). On average the simulated LAEs present a Lyman- α emission which is less extended, with respect to the UV component, than the observed ones. The fact that the same simulated galaxy leads to different physical parameters is indicative of an inconsistency between the two measurements which could be due as much to the measurement method as to the instrumental effects (PSF and noise).

Figure 14 represents the relative errors (i.e. the ratio of LLAMAS-like or UDF-like measurements and original mock measurement) of UV and Lyman- α size measurements both for LLAMAS-like (in blue) and UDF-like sources (in green). We notice that UDF measurement tend to overestimate both UV and Lyman- α emission sizes. This effect could be due to the PSF smoothing, dominant in the UDF simulated images. The UV measurements on the LLAMAS-like simulated galaxies are in good agreement with the values estimated on the original high resolution images of the simulation. The Lyman- α extent is less constrained, however no systematic bias is observed. These different results confirm the gain from the lensed samples in the study of extended Lyman- α emission.

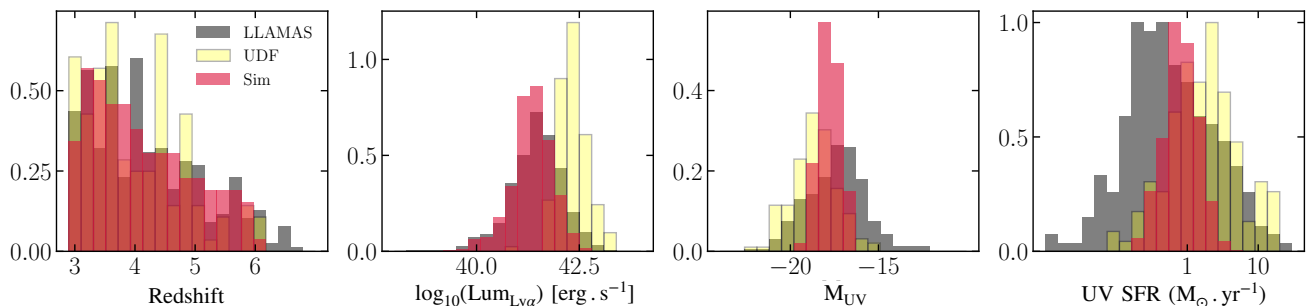


Fig. 12. Global physical properties of the simulated, UDF and LLAMAS LAEs. From left to right: redshift, Lyman- α luminosity, UV magnitude and SFR distributions. The Lyman- α luminosity and UV magnitude of the LLAMAS galaxies are intrinsic values measured (i.e. unlensed values). LLAMAS galaxies represented here are only the objects selected for spatial fitting (see Sect. 2.5). All values are measured following the same procedure on UV and NB Lyman- α images.

5.2.2. Origin of the extended Lyman- α emission

We notice in the simulations a strong effect of the line of sight on the spatial extent measurements but we did not measure any significant correlation between the Lyman- α spatial extent and the physical parameters of the galaxies in the simulation both for the UDF-like and LLAMAS-like samples. Both in the UDF and LLAMA samples, the Lyman- α emission is almost always more extended than the UV component traced by the UV rest-frame emission thus dominated by the young stellar population emission. From the results of this study we propose two possible scenarios to explain this result. First the Lyman- α haloes could be due only to the scattering of the Lyman- α photons from the source emission to the outskirts of the halo. This scenario is supported by strong correlation measured between $r_{50, Ly\alpha}$ and the width of the Lyman- α line and presented in the Figure 8. Indeed, assuming that more extended Lyman- α haloes trace optically thick media where the number of Lyman- α scatterings is increased, we expect from theoretical studies that these haloes will exhibit broader line profiles as a result of resonant scattering (e.g. Verhamme et al. 2018)

Secondly, the correlation measured between $r_{50, Ly\alpha}$ and the UV SFR (Figure 8) indicate that the spatial extent of the CGM may also depend on the UV stellar activity. Anisotropic outflows, as observed in star-forming galaxies at $2 < z < 6$ (Steidel et al. 2010; Pelliccia et al. 2020; Ginolfi et al. 2020) can be produced by stellar feedbacks. These outflows could push the gas and thus let Lyman- α photons diffuse further away from the galaxy center by decreasing the covering fraction of the hydrogen gas (Lemaux et al. 2020); causing the halo expansion. This scenario could also explain the asymmetric and anisotropic Lyman- α emission distribution noticed in some LLAMAS galaxies. Rasekh et al. (2021) measured the same trend at low redshift (45 galaxies at $z < 0.24$) where the Lyman- α emission extent is correlated with the stellar mass and the star formation regions sizes.

5.3. Spatial offsets between UV and Lyman- α emissions

5.3.1. Offsets in mocks vs. observations

We measured a significant spatial offset between UV and Lyman- α emission in 60% of the LLAMAS galaxies, ranging from 0.1 to 7 kpc. Following the same procedure used in observational data (Sect. 3.2), we measured spatial offsets between UV and Lyman- α emission in the three samples of simulated sources. The left panel of Figure 15 shows the values of spatial offsets measured in raw simulations (grey) and LLAMAS-like sources (yellow). The values shown in orange are the sources with a

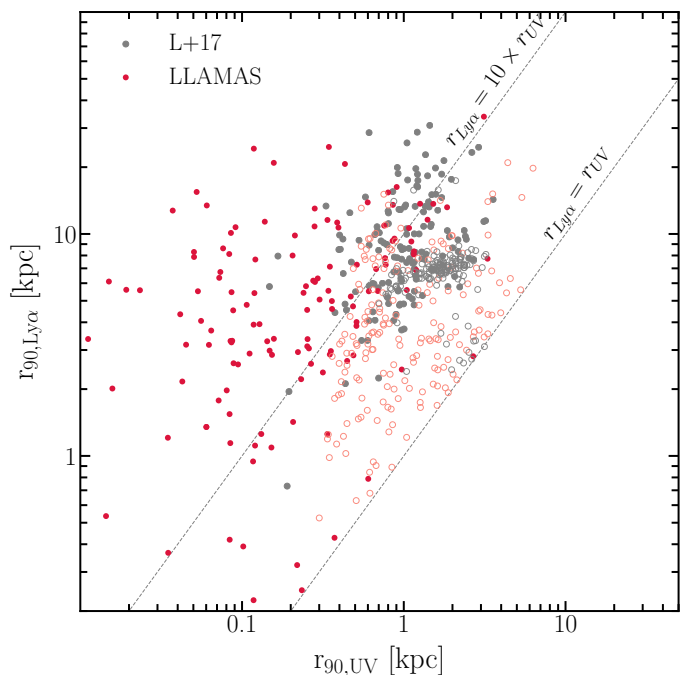


Fig. 13. Lyman- α emission 90-light radius $r_{90, Ly\alpha}$ as a function of the UV emission 90-light radius $r_{90, UV}$ for UDF galaxies (in grey), LLAMAS galaxies (in red), UDF simulated galaxies (empty grey circles) and LLAMAS simulated galaxies (empty red circles).

spatial offset larger than $0.4''$ in the image plane (which is often the limit given in the literature to claim significant offsets in MUSE observations). We notice that a high number of LLAMAS-like sources (22%) present an offset larger than $0.4''$ in the image plane, thanks to lensing magnification. The distribution of spatial offset measured on LLAMAS-like simulated galaxies is close to the raw simulations measurements. ($\Delta_{UV-Ly\alpha, simus} = 0.40$ kpc and $\Delta_{UV-Ly\alpha, LLAMAS-like} = 0.64$ kpc). In the UDF-like mocks, only 16 sources (6%) show an offset larger than $0.4''$, which can explain why no spatial offsets are usually reported with MUSE in non-lensed galaxies due to resolution limits and emphasizes the gain provided by lensing surveys. When we compare the distribution of spatial offsets measured in the LLAMAS sample with the distribution measured in the LLAMAS-like sample (right panel of Figure 15), we find a very good match, highlighting that these simulated galaxies incorporate physical mechanisms capable of producing similar spatial offsets to those observed. Figure 11 represents the values of Δ_{ell} for the simulated LLAMAS-like

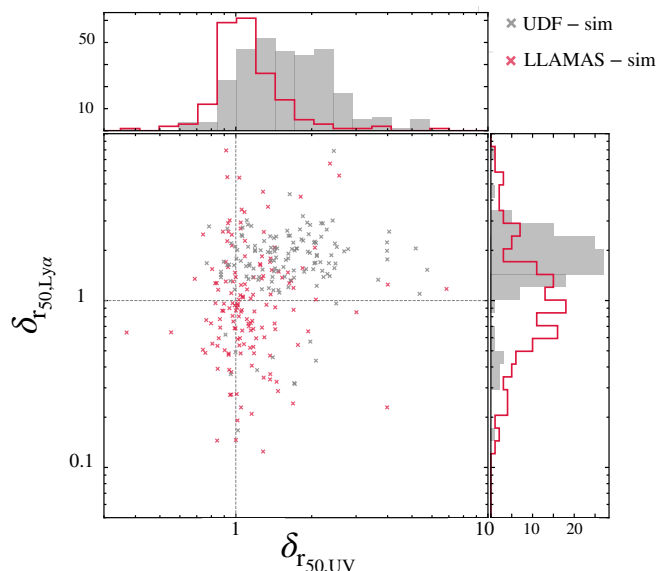


Fig. 14. Distribution of the ratio of the measurements of $r_{50, Ly\alpha}$ and $r_{50, UV}$ for UDF simulated (in grey) and LLAMAS simulated (in red) galaxies to the same measurements done on raw simulated data. The middle panel shows the distribution of the points for the 2 samples and the top and right panel the distribution of each parameter. The grey lines indicate $\delta_{50, Ly\alpha} = 1$, $\delta_{50, UV} = 1$.

galaxies in gold. We notice that the simulated galaxies have on average lower elliptical distances but span anyway a large range of r_{ell} values as measured in the LLAMAS galaxies. 72% of the simulated LLAMAS-like galaxies present an internal spatial offset with $\Delta_{ell} < 2$. We do not measure very high values (> 20) of Δ_{ell} in the simulated galaxies. In the LLAMAS, we identify the galaxies with $\Delta_{ell} > 20$ as being LBGs with a strong absorption feature observed in their spectra (one example is presented in the Figure 10 at $z = 4.69$).

5.3.2. Origin of the spatial offsets in the simulation

Thanks to the high spatial resolution of the simulation, we can investigate the origin of the spatial offsets found in the mocks. Figure 16 shows that there are two regimes in the elliptical distance distribution of LLAMAS galaxies: sources with $\Delta_{ell} < 2$ and $\Delta_{ell} > 2$. Galaxies with $\Delta_{ell} < 2$ represent 38% of the LLAMAS sample and 72% of the LLAMAS-like simulated galaxies. In this case, the spatial offset is likely due to an offsetted star formation clump emitting a high quantity of Lyman- α photons or due to the inhomogeneous neutral hydrogen distribution surrounding the galaxy. For low redshift galaxies, the LARS sample (Hayes et al. 2013, 2014; Östlin et al. 2014) observed a high distinct clumpiness of the ISM emission in both UV and H α emission as well as a complex structure of the Lyman- α emission. As we know that such sub-structures are present in high redshift galaxies (Elmegreen et al. 2013 and Förster Schreiber et al. 2018), they could explain the formation of small offsets between Lyman- α and UV emission at the scale of the continuum component. In the high resolution images of the simulated galaxy, we can observe a very clumpy UV emission (see two examples in Figure 17) and we are able to visually associate some small spatial offsets values with a clear UV emission clump in the outskirts of the galaxy (one example shown

in the top row of Figure 17). Due to the resolution limits, it is hard to distinguish the different potential UV emission clumps in the real observed LLAMAS galaxies, except for some highly magnified (less than 10 in the LLAMAS) objects as for example the source at $z = 4.03$ in Figure 9.

Moreover we measured a significant (> 2 HST pixels) distance between the UV brighter pixel (i.e. the UV peak emission location) and the UV emission centroids in 27% of the LLAMAS sources (distribution shown in grey in Figure 16) which reveals the clumpy nature of some galaxies and could explain the formation of some small offsets. Among these galaxies, 54% present a spatial offset with $\Delta_{ell} < 1$, the presence of a clumpy UV emission distribution seems to favour the measurement of an internal offset in the galaxy. We notice the same trend in the simulated LLAMAS-like galaxies: 22% of the objects present a significant UV-UV offset and among them 90% present a value of $\Delta_{ell} < 1$.

On the other hand, 62 % of the LLAMAS galaxies have an elliptical distance too high to be explained by internal substructures of the UV emission. Many other scenarios are compatible with these large offsets such as inflows of gas, emission from faint satellite galaxies, outflows in the CGM or Lyman- α scattering effects. In the LLAMAS galaxies, without new observations of ISM lines (such as H α or [O III]) or deepest UV data, it is difficult to disentangle these scenarios in each individual galaxy. The possibility of bright Lyman- α emission from faint satellite or merger galaxies was suggested by Maiolino et al. (2015) and Mitchell et al. (2021) and could explain both the larger values of $r_{50, Ly\alpha}/r_{50, UV}$ and elliptical distances. Nevertheless, we did not clearly detect UV satellites coincident with this Lyman- α emission, even in the deepest HST fields. In the original simulation images, we can visually assign the spatial peak of the Lyman- α to a faint UV emission component located outside the main UV component, as shown in Figure 17, in 24% of the LLAMAS simulated galaxies which represent the larger spatial offsets. The small measured offsets (< 10 kpc) suggest mainly cases of merger galaxies emission both in LLAMA and LLAMAS-like samples. We do not notice any significant trend between the spatial offset values and the physical properties of the LLAMAS-like simulated galaxies.

5.3.3. Other possible origins and future direction

By comparing lensed LAE observations and a zoom-in simulation, we identified two different ranges of Δ values (cf. Figure 11) showing that different scenarios are at play in the formation of spatial offsets between UV and Lyman- α emission at $z > 3$:

1. Formation of small-scale offsets by bright UV clumps inside or in the outskirts of the main UV component. If most of the Lyman- α photons are produced in the ISM, the initial Lyman- α emission distribution should follow the ISM spatial morphology. In their simulated galaxy, Mitchell et al. (2021) showed that at $r < 7$ kpc the ISM contribution dominates the Lyman- α emission. This scenario is coherent with LARS galaxies (Östlin et al. 2014) at low redshift which are highly irregular and clumpy. The LARS study shows also that the Lyman- α W_0 is varying significantly as a function of the position in the galaxy. Recently, Rasekh et al. (2021) has measured the same type of spatial offsets between UV and Lyman- α emission centroids in low redshift galaxies (with offsets ranging from 0.8 to 2.25 kpc and a median value of

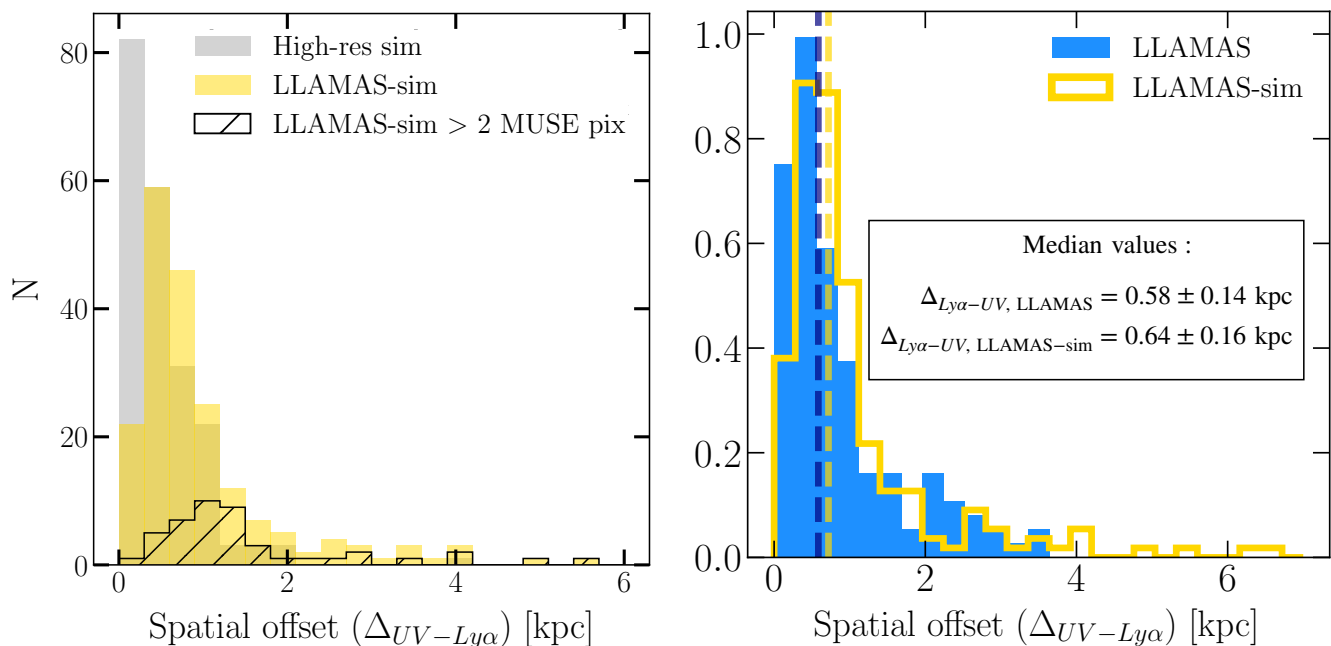


Fig. 15. Left: Distribution of the spatial offsets measured in the simulated raw data (grey), simulated lensed observations (yellow). The black distribution show the spatial offsets which are observed in the image plane higher than 2 MUSE pixels. Right: Normalized spatial offset distribution for the LLAMAS galaxies (in blue) and the LLAMAS simulated galaxies (in yellow). The dashed lines show the mean value of the two samples.

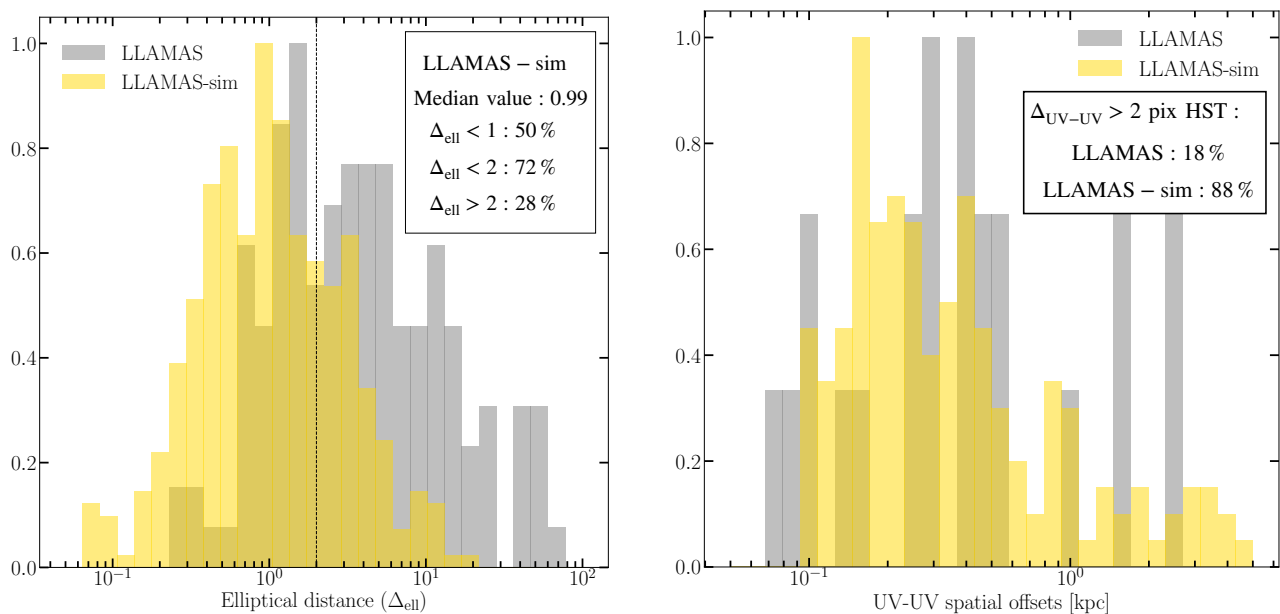


Fig. 16. Left: Distribution of elliptical distance measured in the source plane between the Lyman- α emission centroids and the ellipse formed by the UV emission distribution (using $r_{90,UV}$ as radius) for the LLAMAS galaxies (in grey) and the simulated LLAMAS galaxies (in yellow). Right: Distribution of the UV-UV spatial offsets measured between the UV emission peak and the UV centroid position in LLAMAS galaxies (in grey) and simulated LLAMAS galaxies in yellow. We show here only the galaxies for which this UV-UV offset is higher than 2 HST pixels in the image plane.

1.13 kpc) and correlated to the stellar mass and the size of the star-formation regions. Guaita et al. (2015) showed that the UV component of these galaxies presents a morphology compatible with mergers or star-burst galaxies at high redshifts. Messa et al. (2019) measured that the LARS galaxies with a Lyman- α escape fraction higher than 10% have more than 50% of their UV luminosity which comes from UV stellar clumps. Finally, the turbulence in actively star-forming

galaxies is strongly connected to ISM conditions that favour an escape of Lyman- α radiation (Herenz et al. 2016; Kimm et al. 2019). In this scenario, the offset could be intrinsic or affected by dust effects (Behrens et al. 2019), which could locally obstruct the emission of Lyman- α photons and thus produce a small spatial offset. In their sample, Hoag et al. (2019) noticed that the less dusty galaxies present on average a larger spatial offset. We do not report a clear trend between

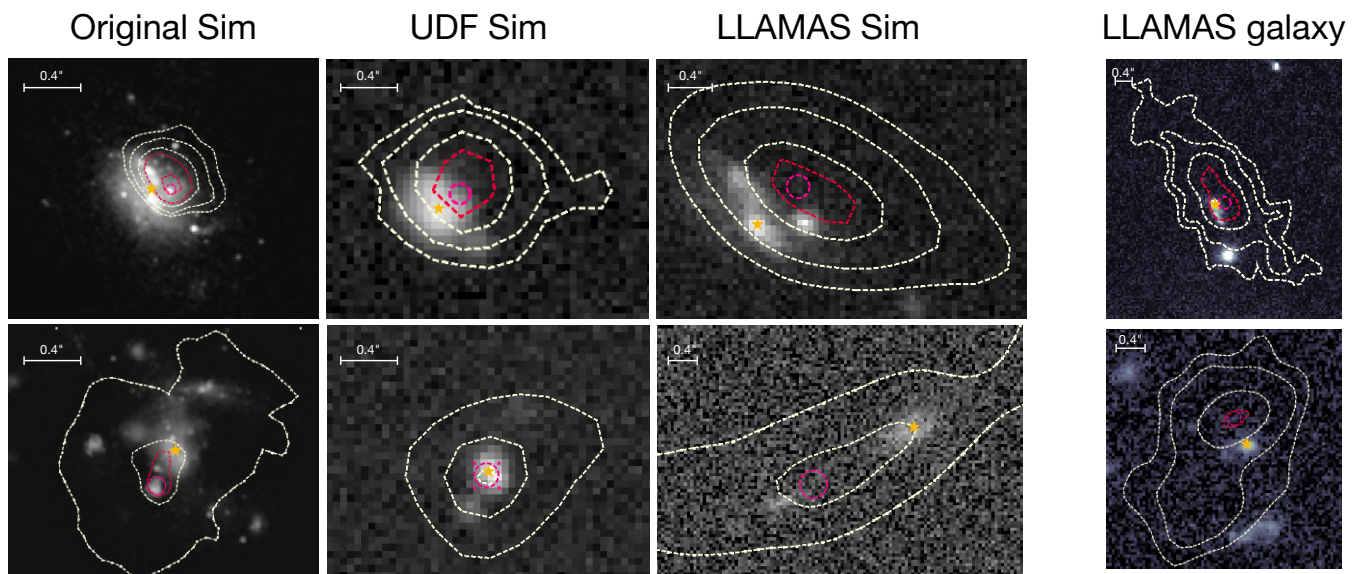


Fig. 17. Two examples of simulated galaxies. From left to right: high resolution image (UV emission), simulated HST image, simulated HST image of the same galaxy lensed by a LLAMAS cluster and HST image of a real LLAMAS galaxy. On each image, the contours represent the Lyman- α emission. The orange stars show the location of the centroid of the UV emission and the pink circle the location of the Lyman- α centroid. The first row presents an example of spatial offset produced by an offsetted UV bright clump. The second row presents an example of a spatial offset produced by a faint UV component spatially coincident with a strong Lyman- α emission peak.

the UV slope β and the spatial offset in the LLAMAS galaxies but we observed that the galaxies with larger offsets present higher β . Finally, the Lyman- α photons are produced in the vicinity of young short-lived stars while the 1500- \AA UV emission arises on longer timescales and could be dominated by more evolved massive stars which produce less Lyman- α photons. An external young SFR cluster in the outskirts of the main UV component will therefore produce a spatial offset with the UV total light centroid and a spatial offset between UV and Lyman- α emission.

2. Lyman- α emission from faint UV satellites producing larger offsets values. This scenario was already proposed to explain either the formation of very extended Lyman- α haloes (Mitchell et al. 2021), or spatial offsets at $z \sim 3 - 7$ (Shibuya et al. 2014; Maiolino et al. 2015). Lemaux et al. (2020) measured a correlation between the UV brightness and the spatial offsets in kiloparsec as we measured in the LLAMAS galaxies with the SFR. The UV brightest galaxies are also the most massive, they are therefore more likely to reside in a more massive dark matter halo and thus be surrounded by faint satellite or merger galaxies.
3. Scattering effects of the Lyman- α photons across an inhomogeneous medium in such a way that Lyman- α emission seems to be offsetted from the UV counterpart. This is more likely for the small offsets observed ($\Delta_{\text{ell}} < 2$). However, as the brightness of scattered Lyman- α emission decreases as a function of $1/r^2$, scattering effects alone are unlikely to produce the largest spatial offset such as those measured in the LLAMAS galaxies. The presence of ionised or low column density channels in the ISM and CGM, produced for instance by stellar feedbacks (Rivera-Thorsen et al. 2017; Erb et al. 2019; Reddy et al. 2021), could also produce this type spatial offsets.

Each offset measured can also be produced by a combination of several of these phenomena, as proposed by Matthee et al. (2020b) to explain a spatial offset measured in a $z = 6.6$ galaxy. Another way to try to distinguish all these scenarios is to

study the spatially resolved properties of the lines for the most extended objects. For example, Erb et al. (2019) measured in a spatial offset of 650 pc between UV and Lyman- α emission in a lensed galaxy at $z = 1.84$ extended by 12 arcseconds. They explained this offset by a significant variation of the neutral hydrogen column density across the object, which supports a model in which ionizing radiation escapes from galaxies through channels with low column density of neutral gas. In a similar way, Chen et al. (2021) identified 2 Lyman- α nebulae spatially offset from the associated star-forming regions. The variation of the Lyman- α surface brightness suggests large spatial fluctuations in the gas properties, and their results on spatial variations of the Lyman- α line profile, support a scenario in which high column density gas is driven toward up to 10 kpc. They conclude that the Lyman- α photons originate from a combination of resonant scattering from the star-forming regions and recombination radiation due to escaping ionizing photons, but they were unable to determine the relative contribution of these two mechanisms. A detailed study of the spectral and spatial properties of most extended Lyman- α haloes, as performed in Leclercq et al. (2020); Smit et al. (2017); Claeysens et al. (2019) will allow us to detect potential variations of the CGM gas properties, such as hydrogen column density and kinematics, across the halo. In Claeysens et al. (2019), we studied the spatial variation of the Lyman- α line within a lensed halo at sub-kpc scale. We identified a region, in the outskirts of the halo, presenting a smaller spectral Lyman- α line shift (with respect to the systemic redshift) than the rest of the extended emission. The local emission of Lyman- α photons by a faint, non-detected, UV component could explain the presence of weakly scattered Lyman- α photons at this location.

6. Summary and conclusions

We presented the largest statistical sample of lensed Lyman- α emitters observed with MUSE and HST. We observed 603 sources (producing 959 images) lensed by 17 different massive clusters. Thanks to the lensing magnification (ranging from 1.4

to 40 in the total sample), we characterized the spatial properties of this new population of small and faint LAEs. We observe that 97% of the LLAMAS galaxies present an extended Lyman- α halo. We measured that the spatial extent of Lyman- α emission seem to be correlated with the UV SFR and the FWHM of the line. We confirmed the correlation from Leclercq et al. (2017) between Lyman- α and UV emission spatial extent and extended it to fainter LAEs but with a higher dispersion. We measured also the axis ratio of the UV continuum and Lyman- α emission distribution and notice that the 48% of the halo present an elliptical morphology (this fraction increase if we consider only the most resolved haloes). The Lyman- α haloes are on average less elliptical than the UV emission. We measured secure spatial offsets between the UV and Lyman- α emissions for 63% of the sources, and found a distribution of values in very good agreement with Hoag et al. (2019); Lemaux et al. (2020); Ribeiro et al. (2020) with a median value of $\Delta = 0.58$ kpc. We found very small or no correlations between the offset measurements and the physical parameters of the host galaxies (UV star formation rate, Lyman- α equivalent width and Lyman- α line FWHM). We identified 2 regimes in the offset distribution. First, galaxies with small offsets values (38%) with respect to the UV emission distribution, are likely due to bright star formation clumps in the outskirts of the UV component, emitting a strong Lyman- α emission. For the 62% other sources showing larger offsets, many scenarios could explain the large offsets such as inflows of gas, scattering effects of the photons in the CGM, extinction, outflows or Lyman- α emission from faint satellite galaxies not detected in UV. This last scenario is supported by the fact that we found higher values of $r_{Ly\alpha}/r_{UV}$ for galaxies with higher elliptical distances. Finally we compared our results with a zoom-in RHD simulation, following one typical faint Lyman- α emitter from $z = 6$ to $z = 3$, by producing, both in UV and Lyman- α emission, high resolution, "UDF-like" and "LLAMAS-like" mocks. The simulated galaxy is representative of the LLAMAS sample in terms of UV magnitude and Lyman- α halo size. We measured a similar spatial offsets distribution for the 3 samples and the LLAMAS galaxies. The simulation favors the interpretation where substructures in star-forming galaxies account for the smaller offsets (with $\Delta_{ell} < 2$) and satellites/merger galaxies explain the larger offsets (with $\Delta_{ell} > 2$). The scattering of Lyman- α photons could also contribute to production of spatial offsets.

It is likely that future works on these galaxies, especially the study of the spatial variations of emission lines profiles, and future observations of lower redshift LAEs with BlueMUSE (Richard et al. 2019), will help us understand more about the nature and the origin of the spatial offsets and Lyman- α haloes.

Acknowledgements. AC and JR acknowledge support from the ERC starting grant 336736-CALENDS. TG and AV are supported by the ERC Starting grant 757258 'TRIPLE'. HK, FL and AV acknowledge support from SNF Professorship PP00P2_176808. FEB acknowledges support from ANID-Chile Basal AFB-170002, FONDECYT Regular 1200495 and 1190818, and Millennium Science Initiative Program – ICN12_009. HK acknowledges support from Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) Overseas Research Fellowship. Tran Thi Thai was funded by Vingroup JSC and supported by the Master, PhD Scholarship Programme of Vingroup Innovation Foundation (VINIF), Institute of Big Data, code VINIF.2021.TS.041.

References

Ahn, S.-H. 2004, ApJ, 601, L25. doi:10.1086/381750
 Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., et al. 2010, Proc. SPIE, 7735, 773508. doi:10.1117/12.856027

Bacon, R., Brinchmann, J., Richard, J., et al. 2015, A&A, 575, A75. doi:10.1051/0004-6361/201425419
 Bacon, R., Conseil, S., Mary, D., et al. 2017, A&A, 608, A1. doi:10.1051/0004-6361/201730833
 Behrens, C., Pallottini, A., Ferrara, A., et al. 2019, MNRAS, 486, 2197. doi:10.1093/mnras/stz980
 Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393. doi:10.1051/aas:1996164
 Bina, D., Pelló, R., Richard, J., et al. 2016, A&A, 590, A14. doi:10.1051/0004-6361/201527913
 Bradley, L., Sipocz, B., Robitaille, T., et al. 2016, Zenodo
 Caminha, G. B., Karman, W., Rosati, P., et al. 2016, A&A, 595, A100. doi:10.1051/0004-6361/201527995
 Chen, M. C., Chen, H.-W., Gronke, M., et al. 2021, MNRAS, 504, 2629. doi:10.1093/mnras/stab1041
 Chen, Y., Steidel, C. C., Erb, D. K., et al. 2021, arXiv:2104.10173
 Claeysens, A., Richard, J., Blaizot, J., et al. 2019, MNRAS, 489, 5022. doi:10.1093/mnras/stz2492
 Dekel, A. & Birnboim, Y. 2006, MNRAS, 368, 2. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.10145.x
 de La Vieuville, G., Bina, D., Pello, R., et al. 2019, A&A, 628, A3. doi:10.1051/0004-6361/201834471
 Dijkstra, M., Haiman, Z., & Spaans, M. 2006, ApJ, 649, 14. doi:10.1086/506243
 Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., Sánchez Almeida, J., et al. 2013, ApJ, 774, 86. doi:10.1088/0004-637X/774/1/86
 Erb, D. K., Steidel, C. C., & Chen, Y. 2018, ApJ, 862, L10. doi:10.3847/2041-8213/aacff6
 Erb, D. K., Berg, D. A., Auger, M. W., et al. 2019, ApJ, 884, 7. doi:10.3847/1538-4357/ab3daf
 Feldmeier, J. J., Hagen, A., Ciardullo, R., et al. 2013, ApJ, 776, 75. doi:10.1088/0004-637X/776/2/75
 Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., et al. 2013, PASP, 125, 306. doi:10.1086/670067
 Förster Schreiber, N. M., Renzini, A., Mancini, C., et al. 2018, ApJS, 238, 21. doi:10.3847/1538-4365/aadd49
 Fynbo, J. U., Møller, P., & Thomsen, B. 2001, A&A, 374, 443. doi:10.1051/0004-6361:20010739
 Garel, T., Blaizot, J., Rosdahl, J., et al. 2021, MNRAS, 504, 1902. doi:10.1093/mnras/stab990
 Ginolfi, M., Jones, G. C., Béthermin, M., et al. 2020, A&A, 633, A90. doi:10.1051/0004-6361/201936872
 Gronke, M., Bull, P., & Dijkstra, M. 2015, ApJ, 812, 123. doi:10.1088/0004-637X/812/2/123
 Gronke, M., Dijkstra, M., McCourt, M., et al. 2016, ApJ, 833, L26. doi:10.3847/2041-8213/833/2/L26
 Gronke, M. 2017, A&A, 608, A139. doi:10.1051/0004-6361/201731791
 Guaita, L., Melinder, J., Hayes, M., et al. 2015, A&A, 576, A51. doi:10.1051/0004-6361/201425053
 Gronke, M., Dijkstra, M., McCourt, M., et al. 2017, A&A, 607, A71. doi:10.1051/0004-6361/201731013
 Haiman, Z., Spaans, M., & Quataert, E. 2000, ApJ, 537, L5. doi:10.1086/312754
 Hayashino, T., Matsuda, Y., Tamura, H., et al. 2004, AJ, 128, 2073. doi:10.1086/424935
 Hayes, M., Östlin, G., Schaerer, D., et al. 2013, ApJ, 765, L27. doi:10.1088/2041-8205/765/2/L27
 Hayes, M., Östlin, G., Duval, F., et al. 2014, ApJ, 782, 6. doi:10.1088/0004-637X/782/1/6
 Heckman, T. M. 2001, Gas and Galaxy Evolution, 240, 345
 Henry, A., Scarlata, C., Martin, C. L., et al. 2015, ApJ, 809, 19. doi:10.1088/0004-637X/809/1/19
 Herenz, E. C., Gruyters, P., Orlitova, I., et al. 2016, A&A, 587, A78. doi:10.1051/0004-6361/201527373
 Herenz, E. C., Hayes, M., & Scarlata, C. 2020, A&A, 642, A55. doi:10.1051/0004-6361/202037464
 Hoag, A., Treu, T., Pentericci, L., et al. 2019, MNRAS, 488, 706. doi:10.1093/mnras/stz1768
 Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., et al. 2007, New Journal of Physics, 9, 447. doi:10.1088/1367-2630/9/12/447
 Karman, W., Caputi, K. I., Grillo, C., et al. 2015, A&A, 574, A11. doi:10.1051/0004-6361/201424962
 Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., et al. 2005, MNRAS, 363, 2. doi:10.1111/j.1365-2966.2005.09451.x
 Kennicutt, R. C. 1998, ARA&A, 36, 189. doi:10.1146/annurev.astro.36.1.189
 Kimm, T., Blaizot, J., Garel, T., et al. 2019, MNRAS, 486, 2215. doi:10.1093/mnras/stz989
 Lagattuta, D. J., Richard, J., Bauer, F. E., et al. 2019, MNRAS, 485, 3738. doi:10.1093/mnras/stz620
 Laursen, P. & Sommer-Larsen, J. 2007, ApJ, 657, L69. doi:10.1086/513191
 Law, D. R., Steidel, C. C., Chen, Y., et al. 2018, ApJ, 866, 119. doi:10.3847/1538-4357/aee156

- Leclercq, F., Bacon, R., Wisotzki, L., et al. 2017, *A&A*, 608, A8. doi:10.1051/0004-6361/201731480
- Leclercq, F., Bacon, R., Verhamme, A., et al. 2020, *A&A*, 635, A82. doi:10.1051/0004-6361/201937339
- Lemaux, B. C., Fuller, S., Bradač, M., et al. 2020, arXiv:2007.01310
- Li, Z., Steidel, C. C., Gronke, M., et al. 2021, *MNRAS*, 502, 2389. doi:10.1093/mnras/staa3951
- Lotz, J. M., Koekemoer, A., Coe, D., et al. 2017, *ApJ*, 837, 97. doi:10.3847/1538-4357/837/1/97
- Mahler, G., Richard, J., Clément, B., et al. 2018, *MNRAS*, 473, 663. doi:10.1093/mnras/stx1971
- Mas-Ribas, L. & Dijkstra, M. 2016, *ApJ*, 822, 84. doi:10.3847/0004-637X/822/2/84
- Mas-Ribas, L., Dijkstra, M., Hennawi, J. F., et al. 2017, *ApJ*, 841, 19. doi:10.3847/1538-4357/aa704e
- Matthee, J., Sobral, D., Gronke, M., et al. 2020, *MNRAS*, 492, 1778. doi:10.1093/mnras/stz3554
- Matthee, J., Pezzulli, G., Mackenzie, R., et al. 2020, *MNRAS*, 498, 3043. doi:10.1093/mnras/staa2550
- Maiolino, R., Carniani, S., Fontana, A., et al. 2015, *MNRAS*, 452, 54. doi:10.1093/mnras/stv1194
- Matsuda, Y., Yamada, T., Hayashino, T., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 878. doi:10.1111/j.1365-2966.2012.21143.x
- Mauerhofer, V., Verhamme, A., Blaizot, J., et al. 2021, *A&A*, 646, A80. doi:10.1051/0004-6361/202039449
- Mercurio, A., Rosati, P., Biviano, A., et al. 2021, arXiv:2109.03305
- Messa, M., Adamo, A., Östlin, G., et al. 2019, *MNRAS*, 487, 4238. doi:10.1093/mnras/stz1337
- Mitchell, P. D., Blaizot, J., Cadiou, C., et al. 2021, *MNRAS*, 501, 5757. doi:10.1093/mnras/stab035
- Møller, P. & Warren, S. J. 1998, *MNRAS*, 299, 661. doi:10.1046/j.1365-8711.1998.01749.x
- Momose, R., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 110. doi:10.1093/mnras/stu825
- Morrissey, P., Matuszewski, M., Martin, D. C., et al. 2018, *ApJ*, 864, 93. doi:10.3847/1538-4357/aad597
- Östlin, G., Hayes, M., Duval, F., et al. 2014, *ApJ*, 797, 11. doi:10.1088/0004-637X/797/1/11
- Ouchi, M., Ono, Y., & Shibuya, T. 2020, *ARA&A*, 58, 617. doi:10.1146/annurev-astro-032620-021859
- Patrício, V., Richard, J., Verhamme, A., et al. 2016, *MNRAS*, 456, 4191. doi:10.1093/mnras/stv2859
- Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. 1967, *ApJ*, 147, 868. doi:10.1086/149079
- Pelliccia, D., Mobasher, B., Darvish, B., et al. 2020, *ApJ*, 896, L26. doi:10.3847/2041-8213/ab9815
- Piqueras, L., Conseil, S., Shepherd, M., et al. 2019, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVI*, 521, 545
- Postman, M., Coe, D., Benítez, N., et al. 2012, *ApJS*, 199, 25. doi:10.1088/0067-0049/199/2/25
- Rasekh, A., Melinder, J., Östlin, G., et al. 2021, arXiv:2110.01626
- Rauch, M., Haehnelt, M., Bunker, A., et al. 2008, *Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution*, 399, 59
- Reddy, N. A., Topping, M. W., Shapley, A. E., et al. 2021, arXiv:2108.05363
- Ribeiro, B., Le Fèvre, O., Paulino-Afonso, A., et al. 2020, arXiv:2007.01322
- Richard, J., Claeysens, A., Lagattuta, D., et al. 2021, *A&A*, 646, A83. doi:10.1051/0004-6361/202039462
- Rivera-Thorsen, T. E., Dahle, H., Gronke, M., et al. 2017, *A&A*, 608, L4. doi:10.1051/0004-6361/201732173
- Richard, J., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2019, arXiv:1906.01657
- Rosdahl, J., Blaizot, J., Aubert, D., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 2188. doi:10.1093/mnras/stt1722
- Rosdahl, J. & Teyssier, R. 2015, *MNRAS*, 449, 4380. doi:10.1093/mnras/stv567
- Scannapieco, E. 2017, *ApJ*, 837, 28. doi:10.3847/1538-4357/aa5d0d
- Schaerer, D. & Verhamme, A. 2008, *A&A*, 480, 369. doi:10.1051/0004-6361:20078913
- Schaerer, D., Hayes, M., Verhamme, A., et al. 2011, *A&A*, 531, A12. doi:10.1051/0004-6361/201116709
- Shibuya T., Ouchi M., Nakajima K., Yuma S., Hashimoto T., Shimasaku K., Mori M., et al., 2014, *ApJ*, 785, 64. doi:10.1088/0004-637X/785/1/64
- Shibuya, T., Ouchi, M., Nakajima, K., et al. 2014, *ApJ*, 788, 74. doi:10.1088/0004-637X/788/1/74
- Smit, R., Swinbank, A. M., Massey, R., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 3306. doi:10.1093/mnras/stx245
- Steidel, C. C., Erb, D. K., Shapley, A. E., et al. 2010, *ApJ*, 717, 289. doi:10.1088/0004-637X/717/1/289
- Steidel, C. C., Bogosavljević, M., Shapley, A. E., et al. 2011, *ApJ*, 736, 160. doi:10.1088/0004-637X/736/2/160
- Song, H., Seon, K.-I., & Hwang, H. S. 2020, *ApJ*, 901, 41. doi:10.3847/1538-4357/abac02
- Swinbank, A. M., Bower, R. G., Smith, G. P., et al. 2007, *MNRAS*, 376, 479. doi:10.1111/j.1365-2966.2007.11454.x
- Swinbank, A. M., Vernet, J. D. R., Smail, I., et al. 2015, *MNRAS*, 449, 1298. doi:10.1093/mnras/stv366
- Vanzella, E., De Barros, S., Cupani, G., et al. 2016, *ApJ*, 821, L27. doi:10.3847/2041-8205/821/2/L27
- Vanzella, E., Meneghetti, M., Caminha, G. B., et al. 2020, *MNRAS*, 494, L81. doi:10.1093/mnras/slaa041
- Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, *A&A*, 460, 397. doi:10.1051/0004-6361:200655554
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., et al. 2008, *A&A*, 491, 89. doi:10.1051/0004-6361:200809648
- Verhamme, A., Orlitová, I., Schaerer, D., et al. 2017, *A&A*, 597, A13. doi:10.1051/0004-6361/201629264
- Verhamme, A., Garel, T., Ventou, E., et al. 2018, *MNRAS*, 478, L60. doi:10.1093/mnras/sly058
- Vernet, J., Lehnert, M. D., De Breuck, C., et al. 2017, *A&A*, 602, L6. doi:10.1051/0004-6361/201730865
- Weilbacher, P. M., Palsa, R., Streicher, O., et al. 2020, *A&A*, 641, A28. doi:10.1051/0004-6361/202037855
- Wisotzki, L., Bacon, R., Blaizot, J., et al. 2016, *A&A*, 587, A98. doi:10.1051/0004-6361/201527384
- Wisotzki, L., Bacon, R., Brinchmann, J., et al. 2018, *Nature*, 562, 229. doi:10.1038/s41586-018-0564-6
- Wu, J., Jiang, L., & Ning, Y. 2020, *ApJ*, 891, 105. doi:10.3847/1538-4357/ab7333
- Xue, R., Lee, K.-S., Dey, A., et al. 2017, *ApJ*, 837, 172. doi:10.3847/1538-4357/837/2/172
- Yang, H., Malhotra, S., Gronke, M., et al. 2016, *ApJ*, 820, 130. doi:10.3847/0004-637X/820/2/130
- Zheng, Z., Cen, R., Trac, H., et al. 2011, *ApJ*, 726, 38. doi:10.1088/0004-637X/726/1/38

Bibliographie

- Joshua J. Adams, Guillermo A. Blanc, Gary J. Hill, Karl Gebhardt, Niv Drory, Lei Hao, Ralf Bender, Joyce Byun, Robin Ciardullo, Mark E. Cornell, Steven L. Finkelstein, Alex Fry, Eric Gawiser, Caryl Gronwall, Ulrich Hopp, Donghui Jeong, Andreas Kelz, Ralf Kelzenberg, Eiichiro Komatsu, Phillip J. MacQueen, Jeremy Murphy, P. Samuel Odoms, Martin Roth, Donald P. Schneider, Joseph R. Tufts, and Christopher P. Wilkinson. The HETDEX Pilot Survey. I. Survey Design, Performance, and Catalog of Emission-line Galaxies. *??jnlApJS*, 192(1) :5, January 2011. doi : 10.1088/0067-0049/192/1/5.
- Oscar Agertz, Romain Teyssier, and Ben Moore. The formation of disc galaxies in a Λ CDM universe. *??jnlMNRAS*, 410(2) :1391–1408, January 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17530.x.
- Oscar Agertz, Andrey V. Kravtsov, Samuel N. Leitner, and Nickolay Y. Gnedin. Toward a Complete Accounting of Energy and Momentum from Stellar Feedback in Galaxy Formation Simulations. *??jnlApJ*, 770(1) :25, June 2013. doi : 10.1088/0004-637X/770/1/25.
- Franco D. Albareti, Carlos Allende Prieto, Andres Almeida, Friedrich Anders, Scott Anderson, Brett H. Andrews, Alfonso Aragón-Salamanca, Maria Argudo-Fernández, Eric Armengaud, Eric Aubourg, Vladimir Avila-Reese, Carles Badenes, Stephen Bailey, Beatriz Barbuy, Kat Barger, Jorge Barrera-Ballesteros, Curtis Bartosz, Sarbani Basu, Dominic Bates, Giuseppina Battaglia, Falk Baumgarten, Julien Baur, Julian Bautista, Timothy C. Beers, Francesco Belfiore, Matthew Bershady, Sara Bertran de Lis, Jonathan C. Bird, Dmitry Bizyaev, Guillermo A. Blanc, Michael Blanton, Michael Blomqvist, Adam S. Bolton, J. Borissova, Jo Bovy, William Nielsen Brandt, Jonathan Brinkmann, Joel R. Brownstein, Kevin Bundy, Etienne Burtin, Nicolás G. Busca, Hugo Orlando Camacho Chavez, M. Cano Díaz, Michele Cappellari, Ricardo Carrera, Yanping Chen, Brian Cherinka, Edmond Cheung, Cristina Chiappini, Drew Chojnowski, Chia-Hsun Chuang, Haeun Chung, Rafael Fernando Cirolini, Nicolas Clerc, Roger E. Cohen, Julia M. Comerford, Johan Comparat, Janaina Correa do Nascimento, Marie-Claude Cousinou, Kevin Covey, Jeffrey D. Crane, Rupert Croft, Katia Cunha, Jeremy Darling, Jr. Davidson, James W., Kyle Dawson, Luiz Da Costa, Gabriele Da Silva Ilha, Alice Deconto Machado, Timothée Delubac, Nathan De Lee, Axel De la Macorra, Sylvain De la Torre, Aleksandar M. Diamond-Stanic, John Donor, Juan Jose Downes, Niv Drory, Cheng Du, Hélión Du Mas des Bourboux, Tom Dwelly, Garrett Ebelke, Arthur Eigenbrot, Daniel J. Eisenstein, Yvonne P. Elsworth, Eric Em-sellem, Michael Eracleous, Stephanie Escoffier, Michael L. Evans, Jesús Falcón-Barroso, Xiaohui Fan, Ginevra Favole, Emma Fernandez-Alvar, J. G. Fernandez-Trincado, Diane Feuillet, Scott W. Fleming, Andreu Font-Ribera, Gordon Freisclad, Peter Frinchaboy, Hai Fu, Yang Gao, Rafael A. Garcia, R. Garcia-Dias, D. A. Garcia-Hernández, Ana E. Garcia Pérez, Patrick Gaulme, Junqiang Ge, Douglas Geisler, Bruce Gillespie, Hector Gil Marin, Léo Girardi, Daniel Goddard, Yilen Gomez Maqueo Chew, Violeta Gonzalez-Perez, Kathleen Grabowski, Paul Green, Catherine J. Grier, Thomas Grier, Hong Guo, Julien Guy, Alex Hagen, Matt Hall, Paul Harding, R. E. Harley, Sten Hasselquist, Suzanne Hawley, Christian R. Hayes, Fred Hearty, Saskia Hekker, Hector Hernandez Toledo, Shirley Ho, David W. Hogg, Kelly Holley-Bockelmann, Jon A. Holtzman, Parker H. Holzer, Jian Hu, Daniel Huber, Timothy Alan Hutchinson, Ho Seong Hwang, Héctor J. Ibarra-Medel, Inese I. Ivans, KeShawn Ivory, Kurt Jaehnig, Trey W. Jensen, Jennifer A. Johnson, Amy Jones, Eric Jullo, T. Kallinger, Karen Kinemuchi, David Kirkby, Mark Klaene,

Jean-Paul Kneib, Juna A. Kollmeier, Ivan Lacerna, Richard R. Lane, Dustin Lang, Pierre Laurent, David R. Law, Alexie Leauthaud, Jean-Marc Le Goff, Chen Li, Cheng Li, Niu Li, Ran Li, Fu-Heng Liang, Yu Liang, Marcos Lima, Lihwai Lin, Lin Lin, Yen-Ting Lin, Chao Liu, Dan Long, Sara Lucatello, Nicholas MacDonald, Chelsea L. MacLeod, J. Ted Mackereth, Suvrath Mahadevan, Marcio Antonio Geimba Maia, Roberto Maiolino, Steven R. Majewski, Olena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Nicolás Dullius Mallmann, Arturo Manchado, Claudia Maraston, Rui Marques-Chaves, Inma Martinez Valpuesta, Karen L. Masters, Savita Mathur, Ian D. McGreer, Andrea Merloni, Michael R. Merrifield, Szabolcs Mészáros, Andres Meza, Andrea Miglio, Ivan Minchev, Karan Molaverdikhani, Antonio D. Montero-Dorta, Benoit Mosser, Demitri Muna, Adam Myers, Preethi Nair, Kirpal Nandra, Melissa Ness, Jeffrey A. Newman, Robert C. Nichol, David L. Nidever, Christian Nitschelm, Julia O'Connell, Audrey Oravetz, Daniel J. Oravetz, Zachary Pace, Nelson Padilla, Nathalie Palanque-Delabrouille, Kaike Pan, John Parejko, Isabelle Paris, Changbom Park, John A. Peacock, Sebastien Peirani, Marcos Pellejero-Ibanez, Samantha Penny, Will J. Percival, Jeffrey W. Percival, Ismael Perez-Fournon, Patrick Petitjean, Matthew Pieri, Marc H. Pinsonneault, Alice Pisani, Francisco Prada, Abhishek Prakash, Natalie Price-Jones, M. Jordan Raddick, Mubdi Rahman, Anand Raichoor, Sandro Barboza Rembold, A. M. Reyna, James Rich, Hannah Richstein, Jethro Ridl, Rogemar A. Riffel, Rogério Riffel, Hans-Walter Rix, Annie C. Robin, Constance M. Rockosi, Sergio Rodríguez-Torres, Tháise S. Rodrigues, Natalie Roe, A. Roman Lopes, Carlos Román-Zúñiga, Ashley J. Ross, Graziano Rossi, John Ruan, Rossana Ruggeri, Jessie C. Runnoe, Salvador Salazar-Albornoz, Mara Salvato, Sebastian F. Sanchez, Ariel G. Sanchez, José R. Sanchez-Gallego, Basilio Xavier Santiago, Ricardo Schiavon, Jaderson S. Schimoia, Eddie Schlafly, David J. Schlegel, Donald P. Schneider, Ralph Schönrich, Mathias Schultheis, Axel Schwoppe, Hee-Jong Seo, Aldo Serenelli, Branimir Sesar, Zhengyi Shao, Matthew Shetrone, Michael Shull, Victor Silva Aguirre, M. F. Skrutskie, Anže Slosar, Michael Smith, Verne V. Smith, Jennifer Sobek, Garrett Somers, Diogo Souto, David V. Stark, Keivan G. Stassun, Matthias Steinmetz, Dennis Stello, Thaisa Storchi Bergmann, Michael A. Strauss, Alina Streblyanska, Guy S. Stringfellow, Genaro Suarez, Jing Sun, Manuchehr Taghizadeh-Popp, Baitian Tang, Charling Tao, Jamie Tayar, Mita Tembe, Daniel Thomas, Jeremy Tinker, Rita Tojeiro, Christy Tremonti, Nicholas Troup, Jonathan R. Trump, Eduardo Unda-Sanzana, O. Valenzuela, Remco Van den Bosch, Mariana Vargas-Magaña, Jose Alberto Vazquez, Sandro Villanova, M. Vivek, Nicole Vogt, David Wake, Rene Waltherbos, Yuting Wang, Enci Wang, Benjamin Alan Weaver, Anne-Marie Weijmans, David H. Weinberg, Kyle B. Westfall, David G. Whelan, Eric Wilcots, Vivienne Wild, Rob A. Williams, John Wilson, W. M. Wood-Vasey, Dominika Wylezalek, Ting Xiao, Renbin Yan, Meng Yang, Jason E. Ybarra, Christophe Yeche, Fang-Ting Yuan, Nadia Zakamska, Olga Zamora, Gail Zasowski, Kai Zhang, Cheng Zhao, Gong-Bo Zhao, Zheng Zheng, Zheng Zheng, Zhi-Min Zhou, Guangtun Zhu, Joel C. Zinn, and Hu Zou. The 13th Data Release of the Sloan Digital Sky Survey : First Spectroscopic Data from the SDSS-IV Survey Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory. *??jnlApJS*, 233(2) :25, December 2017. doi : 10.3847/1538-4365/aa8992.

Mehmet Alpaslan, Meiert Grootes, Pamela M. Marcum, Cristina Popescu, Richard Tuffs, Joss Bland-Hawthorn, Sarah Brough, Michael J. I. Brown, Luke J. M. Davies, Simon P. Driver, Benne W. Holwerda, Lee S. Kelvin, Maritza A. Lara-López, Ángel R. López-Sánchez, Jon Loveday, Amanda Moffett, Edward N. Taylor, Matt Owers, and Aaron S. G. Robotham. Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : stellar mass growth of spiral galaxies in the cosmic web. *??jnlMNRAS*, 457(3) :2287–2300, April 2016. doi : 10.1093/mnras/stw134.

Michael E. Anderson and Joel N. Bregman. Do Hot Halos Around Galaxies Contain the Missing Baryons? *??jnlApJ*, 714(1) :320–331, May 2010. doi : 10.1088/0004-637X/714/1/320.

Michael E. Anderson, Joel N. Bregman, and Xinyu Dai. Extended Hot Halos around Isolated Galaxies Observed in the ROSAT All-Sky Survey. *??jnlApJ*, 762(2) :106, January 2013. doi :

10.1088/0004-637X/762/2/106.

- M. A. Aragon-Calvo and L. F. Yang. The hierarchical nature of the spin alignment of dark matter haloes in filaments. *??jnlMNRAS*, 440 :L46–L50, May 2014. doi : 10.1093/mnrasl/slu009.
- Hakim Atek, Johan Richard, Jean-Paul Kneib, Mathilde Jauzac, Daniel Schaerer, Benjamin Clement, Marceau Limousin, Eric Jullo, Priyamvada Natarajan, Eiichi Egami, and Harald 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. *??jnlApJ*, 800(1) :18, February 2015. doi : 10.1088/0004-637X/800/1/18.
- Hakim Atek, Johan Richard, Jean-Paul Kneib, and Daniel Schaerer. The extreme faint end of the UV luminosity function at $z \sim 6$ through gravitational telescopes : a comprehensive assessment of strong lensing uncertainties. *??jnlMNRAS*, 479(4) :5184–5195, October 2018a. doi : 10.1093/mnras/sty1820.
- Hakim Atek, Johan Richard, Jean-Paul Kneib, and Daniel Schaerer. The extreme faint end of the UV luminosity function at $z \sim 6$ through gravitational telescopes : a comprehensive assessment of strong lensing uncertainties. *??jnlMNRAS*, 479(4) :5184–5195, October 2018b. doi : 10.1093/mnras/sty1820.
- R. Bacon, J. Brinchmann, J. Richard, T. Contini, A. Drake, M. Franx, S. Tacchella, J. Vernet, L. Wisotzki, J. Blaizot, N. Bouché, R. Bouwens, S. Cantalupo, C. M. Carollo, D. Carton, J. Caruana, B. Clément, S. Dreizler, B. Epinat, B. Guiderdoni, C. Herenz, T. O. Husser, S. Kamann, J. Kerutt, W. Kollatschny, D. Krajnovic, S. Lilly, T. Martinsson, L. Michel-Dansac, V. Patricio, J. Schaye, M. Shirazi, K. Soto, G. Soucail, M. Steinmetz, T. Urrutia, P. Weilbacher, and T. de Zeeuw. The MUSE 3D view of the Hubble Deep Field South. *??jnlA&A*, 575 :A75, March 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425419.
- R. Bacon, D. Mary, T. Garel, J. Blaizot, M. Maseda, J. Schaye, L. Wisotzki, S. Conseil, J. Brinchmann, F. Leclercq, V. Abril-Melgarejo, L. Boogaard, N. F. Bouché, T. Contini, A. Feltre, B. Guiderdoni, C. Herenz, W. Kollatschny, H. Kusakabe, J. Matthee, L. Michel-Dansac, T. Nanayakkara, J. Richard, M. Roth, K. B. Schmidt, M. Steinmetz, L. Tresse, T. Urrutia, A. Verhamme, P. M. Weilbacher, J. Zabl, and S. L. Zoutendijk. The MUSE Extremely Deep Field : The cosmic web in emission at high redshift. *??jnlA&A*, 647 :A107, March 2021. doi : 10.1051/0004-6361/202039887.
- Roland Bacon, Simon Conseil, David Mary, Jarle Brinchmann, Martin Shepherd, Mohammad Akhlaghi, Peter M. Weilbacher, Laure Piqueras, Lutz Wisotzki, David Lagattuta, Benoit Epinat, Adrien Guerou, Hanae Inami, Sebastiano Cantalupo, Jean Baptiste Courbot, Thierry Contini, Johan Richard, Michael Maseda, Rychard Bouwens, Nicolas Bouché, Wolfram Kollatschny, Joop Schaye, Raffaella Anna Marino, Roser Pello, Christian Herenz, Bruno Guiderdoni, and Marcella Carollo. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. I. Survey description, data reduction, and source detection. *??jnlA&A*, 608 :A1, November 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201730833.
- John N. Bahcall and Jr. Spitzer, Lyman. Absorption Lines Produced by Galactic Halos. *??jnlApJ*, 156 :L63, May 1969. doi : 10.1086/180350.
- I. K. Baldry, M. Alpaslan, A. E. Bauer, J. Bland -Hawthorn, S. Brough, M. E. Cluver, S. M. Croom, L. J. M. Davies, S. P. Driver, M. L. P. Gunawardhana, B. W. Holwerda, A. M. Hopkins, L. S. Kelvin, J. Liske, Á. R. López-Sánchez, J. Loveday, P. Norberg, J. Peacock, A. S. G. Robotham, and E. N. Taylor. Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : AUTOZ spectral redshift measurements, confidence and errors. *??jnlMNRAS*, 441(3) :2440–2451, July 2014. doi : 10.1093/mnras/stu727.
- I. Balestra, A. Mercurio, B. Sartoris, M. Girardi, C. Grillo, M. Nonino, P. Rosati, A. Biviano, S. Ettori, W. Forman, C. Jones, A. Koekemoer, E. Medezinski, J. Merten, G. A. Ogreaan, P. Tozzi, K. Umetsu,

- E. Vanzella, R. J. van Weeren, A. Zitrin, M. Annunziatella, G. B. Caminha, T. Broadhurst, D. Coe, M. Donahue, A. Fritz, B. Frye, D. Kelson, M. Lombardi, C. Maier, M. Meneghetti, A. Monna, M. Postman, M. Scodreggio, S. Seitz, and B. Ziegler. CLASH-VLT : Dissecting the Frontier Fields Galaxy Cluster MACS J0416.1-2403 with 800 Spectra of Member Galaxies. *??jnlApJS*, 224(2) :33, June 2016. doi : 10.3847/0067-0049/224/2/33.
- Benjamin Beuchese, Benjamin Clément, Johan Richard, and Jean-Paul Kneib. Improving parametric mass modelling of lensing clusters through a perturbative approach. *??jnlMNRAS*, June 2021. doi : 10.1093/mnras/stab1684.
- C. Behrens, A. Pallottini, A. Ferrara, S. Gallerani, and L. Vallini. Ly α emission from galaxies in the Epoch of Reionization. *??jnlMNRAS*, 486(2) :2197–2209, June 2019. doi : 10.1093/mnras/stz980.
- V. Belokurov, M. G. Walker, N. W. Evans, D. C. Faria, G. Gilmore, M. J. Irwin, S. Koposov, M. Mateo, E. Olszewski, and D. B. Zucker. Leo V : A Companion of a Companion of the Milky Way Galaxy? *??jnlApJ*, 686(2) :L83, October 2008. doi : 10.1086/592962.
- V. Belokurov, M. G. Walker, N. W. Evans, G. Gilmore, M. J. Irwin, D. Just, S. Koposov, M. Mateo, E. Olszewski, L. Watkins, and L. Wyrzykowski. Big Fish, Little Fish : Two New Ultra-faint Satellites of the Milky Way. *??jnlApJ*, 712(1) :L103–L106, March 2010. doi : 10.1088/2041-8205/712/1/L103.
- A. J. Benson, C. S. Frenk, C. G. Lacey, C. M. Baugh, and S. Cole. The effects of photoionization on galaxy formation - II. Satellite galaxies in the Local Group. *??jnlMNRAS*, 333(1) :177–190, June 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05388.x.
- E. Bertin and S. Arnouts. SExtractor : Software for source extraction. *??jnlA&AS*, 117 :393–404, June 1996. doi : 10.1051/aas:1996164.
- D. Bina, R. Pelló, J. Richard, J. Lewis, V. Patrício, S. Cantalupo, E. C. Herenz, K. Soto, P. M. Weilbacher, R. Bacon, J. D. R. Vernet, L. Wisotzki, B. Clément, J. G. Cuby, D. J. Lagattuta, G. Soucail, and A. Verhamme. MUSE observations of the lensing cluster Abell 1689. *??jnlA&A*, 590 :A14, May 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527913.
- J. Binney. Anisotropic gravitational collapse. *??jnlApJ*, 215 :492–496, July 1977. doi : 10.1086/155379.
- Roger Blandford and Ramesh Narayan. Fermat’s Principle, Caustics, and the Classification of Gravitational Lens Images. *??jnlApJ*, 310 :568, November 1986. doi : 10.1086/164709.
- J. Richard Bond, Lev Kofman, and Dmitry Pogosyan. How filaments of galaxies are woven into the cosmic web. *??jnlNature*, 380(6575) :603–606, April 1996. doi : 10.1038/380603a0.
- Nicholas A. Bond, John J. Feldmeier, Ana Matković, Caryl Gronwall, Robin Ciardullo, and Eric Gawiser. Evidence for Spatially Compact Ly α Emission in $z = 3.1$ Ly α -emitting Galaxies. *??jnlApJ*, 716(2) :L200–L204, June 2010. doi : 10.1088/2041-8205/716/2/L200.
- R. Bordoloi, S. J. Lilly, C. Knobel, M. Bolzonella, P. Kampczyk, C. M. Carollo, A. Iovino, E. Zucca, T. Contini, J. P. Kneib, O. Le Fevre, V. Mainieri, A. Renzini, M. Scodreggio, G. Zamorani, I. Balestra, S. Bardelli, A. Bongiorno, K. Caputi, O. Cucciati, S. de la Torre, L. de Ravel, B. Garilli, K. Kovač, F. Lamareille, J. F. Le Borgne, V. Le Brun, C. Maier, M. Mignoli, R. Pello, Y. Peng, E. Perez Montero, V. Presotto, C. Scarlata, J. Silverman, M. Tanaka, L. Tasca, L. Tresse, D. Vergani, L. Barnes, A. Cappi, A. Cimatti, G. Coppa, C. Diener, P. Franzetti, A. Koekemoer, C. López-Sanjuan, H. J. McCracken, M. Moresco, P. Nair, P. Oesch, L. Pozzetti, and N. Welikala. The Radial and Azimuthal Profiles of Mg II Absorption around $0.5 < z < 0.9$ zCOSMOS Galaxies

- of Different Colors, Masses, and Environments. *??jnlApJ*, 743(1) :10, December 2011. doi : 10.1088/0004-637X/743/1/10.
- Sarah E. I. Bosman, Koki Kakiichi, Romain A. Meyer, Max Gronke, Nicolas Laporte, and Richard S. Ellis. Three Ly α Emitting Galaxies within a Quasar Proximity Zone at $z \sim 5.8$. *??jnlApJ*, 896(1) : 49, June 2020. doi : 10.3847/1538-4357/ab85cd.
- N. Bouché, W. Hohensee, R. Vargas, G. G. Kacprzak, C. L. Martin, J. Cooke, and C. W. Churchill. Physical properties of galactic winds using background quasars. *??jnlMNRAS*, 426(2) :801–815, October 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21114.x.
- N. Bouché, H. Finley, I. Schroetter, M. T. Murphy, P. Richter, R. Bacon, T. Contini, J. Richard, M. Wendt, S. Kamann, B. Epinat, S. Cantalupo, L. A. Straka, J. Schaye, C. L. Martin, C. Péroux, L. Wisotzki, K. Soto, S. Lilly, C. M. Carollo, J. Brinchmann, and W. Kollatschny. Possible Signatures of a Cold-flow Disk from MUSE Using a $z \sim 1$ Galaxy-Quasar Pair toward SDSS J1422-0001. *??jnlApJ*, 820(2) :121, April 2016. doi : 10.3847/0004-637X/820/2/121.
- J. Brinchmann, S. Charlot, S. D. M. White, C. Tremonti, G. Kauffmann, T. Heckman, and J. Brinkmann. The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe. *??jnlMNRAS*, 351(4) :1151–1179, July 2004. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.07881.x.
- Alyson M. Brooks, Michael Kuhlen, Adi Zolotov, and Dan Hooper. A Baryonic Solution to the Missing Satellites Problem. *??jnlApJ*, 765(1) :22, March 2013. doi : 10.1088/0004-637X/765/1/22.
- Greg Bryan. Simulating the Circumgalactic Medium (CGM). In *37th COSPAR Scientific Assembly*, volume 37, page 391, January 2008.
- A. Burkert. The Structure of Dark Matter Halos in Dwarf Galaxies. *??jnlApJ*, 447 :L25–L28, July 1995. doi : 10.1086/309560.
- C. Byrohl and M. Gronke. Variations in shape among observed Lyman- α spectra due to intergalactic absorption. *??jnlA&A*, 642 :L16, October 2020a. doi : 10.1051/0004-6361/202038685.
- C. Byrohl and M. Gronke. Variations in shape among observed Lyman- α spectra due to intergalactic absorption. *??jnlA&A*, 642 :L16, October 2020b. doi : 10.1051/0004-6361/202038685.
- G. B. Caminha, W. Karman, P. Rosati, K. I. Caputi, F. Arrigoni Battaia, I. Balestra, C. Grillo, A. Mercurio, M. Nonino, and E. Vanzella. Discovery of a faint, star-forming, multiply lensed, Lyman- α blob. *??jnlA&A*, 595 :A100, November 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527995.
- G. B. Caminha, C. Grillo, P. Rosati, I. Balestra, A. Mercurio, E. Vanzella, A. Biviano, K. I. Caputi, C. Delgado-Correal, W. Karman, M. Lombardi, M. Meneghetti, B. Sartoris, and P. Tozzi. A refined mass distribution of the cluster MACS J0416.1-2403 from a new large set of spectroscopic multiply lensed sources. *??jnlA&A*, 600 :A90, April 2017a. doi : 10.1051/0004-6361/201629297.
- G. B. Caminha, C. Grillo, P. Rosati, M. Meneghetti, A. Mercurio, S. Ettori, I. Balestra, A. Biviano, K. Umetsu, E. Vanzella, M. Annunziatella, M. Bonamigo, C. Delgado-Correal, M. Girardi, M. Lombardi, M. Nonino, B. Sartoris, P. Tozzi, M. Bartelmann, L. Bradley, K. I. Caputi, D. Coe, H. Ford, A. Fritz, R. Gobat, M. Postman, S. Seitz, and A. Zitrin. Mass distribution in the core of MACS J1206. Robust modeling from an exceptionally large sample of central multiple images. *??jnlA&A*, 607 :A93, November 2017b. doi : 10.1051/0004-6361/201731498.
- G. B. Caminha, P. Rosati, C. Grillo, G. Rosani, K. I. Caputi, M. Meneghetti, A. Mercurio, I. Balestra, P. Bergamini, A. Biviano, M. Nonino, K. Umetsu, E. Vanzella, M. Annunziatella, T. Broadhurst, C. Delgado-Correal, R. Demarco, A. M. Koekemoer, M. Lombardi, C. Maier, M. Verdugo, and

- A. Zitrin. Strong lensing models of eight CLASH clusters from extensive spectroscopy : Accurate total mass reconstructions in the cores. *??jnlA&A*, 632 :A36, December 2019a. doi : 10.1051/0004-6361/201935454.
- G. B. Caminha, P. Rosati, C. Grillo, G. Rosani, K. I. Caputi, M. Meneghetti, A. Mercurio, I. Balestra, P. Bergamini, A. Biviano, M. Nonino, K. Umetsu, E. Vanzella, M. Annunziatella, T. Broadhurst, C. Delgado-Correal, R. Demarco, A. M. Koekemoer, M. Lombardi, C. Maier, M. Verdugo, and A. Zitrin. Strong lensing models of eight CLASH clusters from extensive spectroscopy : Accurate total mass reconstructions in the cores. *??jnlA&A*, 632 :A36, December 2019b. doi : 10.1051/0004-6361/201935454.
- G. B. Caminha, P. Rosati, C. Grillo, G. Rosani, K. I. Caputi, M. Meneghetti, A. Mercurio, I. Balestra, P. Bergamini, A. Biviano, M. Nonino, K. Umetsu, E. Vanzella, M. Annunziatella, T. Broadhurst, C. Delgado-Correal, R. Demarco, A. M. Koekemoer, M. Lombardi, C. Maier, M. Verdugo, and A. Zitrin. Strong lensing models of eight CLASH clusters from extensive spectroscopy : Accurate total mass reconstructions in the cores. *??jnlA&A*, 632 :A36, December 2019c. doi : 10.1051/0004-6361/201935454.
- Sebastiano Cantalupo, Cristiano Porciani, Simon J. Lilly, and Francesco Miniati. Fluorescent Ly α Emission from the High-Redshift Intergalactic Medium. *??jnlApJ*, 628(1) :61–75, July 2005. doi : 10.1086/430758.
- Sebastiano Cantalupo, Simon J. Lilly, and Martin G. Haehnelt. Detection of dark galaxies and circum-galactic filaments fluorescently illuminated by a quasar at $z = 2.4$. *??jnlMNRAS*, 425(3) :1992–2014, September 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21529.x.
- Sebastiano Cantalupo, Gabriele Pezzulli, Simon J. Lilly, Raffaella Anna Marino, Sofia G. Gallego, Joop Schaye, Roland Bacon, Anna Feltre, Wolfram Kollatschny, Themiya Nanayakkara, Johan Richard, Martin Wendt, Lutz Wisotzki, and J. Xavier Prochaska. The large- and small-scale properties of the intergalactic gas in the Slug Ly α nebula revealed by MUSE He II emission observations. *??jnlMNRAS*, 483(4) :5188–5204, March 2019. doi : 10.1093/mnras/sty3481.
- Xiaoyue Cao, Ran Li, Yiping Shu, Shude Mao, Jean-Paul Kneib, and Liang Gao. LESSER : a catalogue of spectroscopically selected sample of Lyman- α emitters lensed by galaxies. *??jnlMNRAS*, 499(3) :3610–3619, December 2020. doi : 10.1093/mnras/staa3058.
- Michele Cappellari and Yannick Copin. Adaptive spatial binning of integral-field spectroscopic data using Voronoi tessellations. *??jnlMNRAS*, 342(2) :345–354, June 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06541.x.
- Joseph Caruana, Lutz Wisotzki, Edmund Christian Herenz, Josephine Kerutt, Tanya Urrutia, Kasper Borello Schmidt, Rychard Bouwens, Jarle Brinchmann, Sebastiano Cantalupo, Marcella Carollo, Catrina Diener, Alyssa Drake, Thibault Garel, Raffaella Anna Marino, Johan Richard, Rikke Saust, Joop Schaye, and Anne Verhamme. The MUSE-Wide survey : a measurement of the Ly α emitting fraction among $z > 3$ galaxies. *??jnlMNRAS*, 473(1) :30–37, January 2018. doi : 10.1093/mnras/stx2307.
- P. Cassata, L. Morselli, A. Faisst, M. Ginolfi, M. Béthermin, P. Capak, O. Le Fèvre, D. Schaerer, J. Silverman, L. Yan, B. C. Lemaux, M. Romano, M. Talia, S. Bardelli, M. Boquien, A. Cimatti, M. Dessauges-Zavadsky, Y. Fudamoto, S. Fujimoto, M. Giavalisco, N. P. Hathi, E. Ibar, G. Jones, A. M. Koekemoer, H. Méndez-Hernandez, C. Mancini, P. A. Oesch, F. Pozzi, D. A. Riechers, G. Rodighiero, D. Vergani, G. Zamorani, and E. Zucca. The ALPINE-ALMA [CII] survey. Small Ly α -[CII] velocity offsets in main-sequence galaxies at $4.4 < z < 6$. *??jnlA&A*, 643 :A6, November 2020. doi : 10.1051/0004-6361/202037517.

- Mandy C. Chen, Hsiao-Wen Chen, Max Gronke, Michael Rauch, and Tom Broadhurst. Resolved galactic superwinds reconstructed around their host galaxies at $z > 3$. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2012.03959, December 2020.
- Mandy C. Chen, Hsiao-Wen Chen, Max Gronke, Michael Rauch, and Tom Broadhurst. Resolved galactic superwinds reconstructed around their host galaxies at $z > 3$. *??jnlMNRAS*, 504(2) : 2629–2657, June 2021a. doi : 10.1093/mnras/stab1041.
- Yuguang Chen, Charles C. Steidel, Dawn K. Erb, David R. Law, Ryan F. Trainor, Naveen A. Reddy, Alice E. Shapley, Anthony J. Pahl, Allison L. Strom, Zhihui Li, and Gwen C. Rudie. The KBSS-KCWI Survey : The connection between extended Ly α halos and galaxy azimuthal angle at $z \sim 2 - 3$. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2104.10173, April 2021b.
- Lise Christensen, Johan Richard, Jens Hjorth, Bo Milvang-Jensen, Peter Laursen, Marceau Limousin, Miroslava Dessauges-Zavadsky, Claudio Grillo, and Harald Ebeling. The low-mass end of the fundamental relation for gravitationally lensed star-forming galaxies at $1 < z < 6$. *??jnlMNRAS*, 427(3) :1953–1972, December 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.22006.x.
- A. Claeysens, J. Richard, J. Blaizot, T. Garel, F. Leclercq, V. Patrício, A. Verhamme, L. Wisotzki, R. Bacon, D. Carton, B. Clément, E. C. Herenz, R. A. Marino, S. Muzahid, R. Saust, and J. Schaye. Spectral variations of Lyman α emission within strongly lensed sources observed with MUSE. *??jnlMNRAS*, 489(4) :5022–5029, November 2019. doi : 10.1093/mnras/stz2492.
- Sandrine Codis, Christophe Pichon, and Dmitry Pogosyan. Spin alignments within the cosmic web : a theory of constrained tidal torques near filaments. *??jnlMNRAS*, 452(4) :3369–3393, October 2015. doi : 10.1093/mnras/stv1570.
- T. Contini, B. Epinat, N. Bouché, J. Brinchmann, L. A. Boogaard, E. Ventou, R. Bacon, J. Richard, P. M. Weilbacher, L. Wisotzki, D. Krajnović, J. B. Vielfaure, E. Emsellem, H. Finley, H. Inami, J. Schaye, M. Swinbank, A. Guérou, T. Martinsson, L. Michel-Dansac, I. Schroetter, M. Shirazi, and G. Soucail. Deep MUSE observations in the HDFs. Morpho-kinematics of distant star-forming galaxies down to $10^8 M_{\odot}$. *??jnlA&A*, 591 :A49, June 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527866.
- G. Covone, J. P. Kneib, G. Soucail, J. Richard, E. Jullo, and H. Ebeling. VIMOS-IFU survey of $z \sim 0.2$ massive galaxy clusters. I. Observations of the strong lensing cluster Abell 2667. *??jnlA&A*, 456 (2) :409–420, September 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053384.
- Lennox L. Cowie and Esther M. Hu. High- z Ly α Emitters. I. A Blank-Field Search for Objects near Redshift $Z = 3.4$ in and around the Hubble Deep Field and the Hawaii Deep Field SSA 22. *??jnlAJ*, 115(4) :1319–1328, April 1998. doi : 10.1086/300309.
- G. Cresci, V. Mainieri, M. Brusa, A. Marconi, M. Perna, F. Mannucci, E. Piconcelli, R. Maiolino, C. Feruglio, F. Fiore, A. Bongiorno, G. Lanzuisi, A. Merloni, M. Schramm, J. D. Silverman, and F. Civano. Blowin’ in the Wind : Both “Negative” and “Positive” Feedback in an Obscured High- z Quasar. *??jnlApJ*, 799(1) :82, January 2015. doi : 10.1088/0004-637X/799/1/82.
- O. Cucciati, L. Tresse, O. Ilbert, O. Le Fèvre, B. Garilli, V. Le Brun, P. Cassata, P. Franzetti, D. Maccagni, M. Scodeggio, E. Zucca, G. Zamorani, S. Bardelli, M. Bolzonella, R. M. Bielby, H. J. McCracken, A. Zanichelli, and D. Vergani. The star formation rate density and dust attenuation evolution over 12 Gyr with the VVDS surveys. *??jnlA&A*, 539 :A31, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118010.
- W. J. G. de Blok, Stacy S. McGaugh, Albert Bosma, and Vera C. Rubin. Mass Density Profiles of Low Surface Brightness Galaxies. *??jnlApJ*, 552(1) :L23–L26, May 2001. doi : 10.1086/320262.

- G. de La Vieuville, D. Bina, R. Pello, G. Mahler, J. Richard, A. B. Drake, E. C. Herenz, F. E. Bauer, B. Clément, D. Lagattuta, N. Laporte, J. Martinez, V. Patrício, L. Wisotzki, J. Zabl, R. J. Bouwens, T. Contini, T. Garel, B. Guiderdoni, R. A. Marino, M. V. Maseda, J. Matthee, J. Schaye, and G. Soucail. Faint end of the z 3-7 luminosity function of Lyman-alpha emitters behind lensing clusters observed with MUSE. *??jnlA&A*, 628 :A3, August 2019a. doi : 10.1051/0004-6361/201834471.
- G. de La Vieuville, D. Bina, R. Pello, G. Mahler, J. Richard, A. B. Drake, E. C. Herenz, F. E. Bauer, B. Clément, D. Lagattuta, N. Laporte, J. Martinez, V. Patrício, L. Wisotzki, J. Zabl, R. J. Bouwens, T. Contini, T. Garel, B. Guiderdoni, R. A. Marino, M. V. Maseda, J. Matthee, J. Schaye, and G. Soucail. Faint end of the $z \sim 3-7$ luminosity function of Lyman-alpha emitters behind lensing clusters observed with MUSE. *??jnlA&A*, 628 :A3, August 2019b. doi : 10.1051/0004-6361/201834471.
- V. de Lapparent, M. J. Geller, and J. P. Huchra. A Slice of the Universe. *??jnlApJ*, 302 :L1, March 1986. doi : 10.1086/184625.
- Avishai Dekel and Yuval Birnboim. Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating. *??jnlMNRAS*, 368(1) :2–20, May 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10145.x.
- Avishai Dekel and Joanna Woo. Feedback and the fundamental line of low-luminosity low-surface-brightness/dwarf galaxies. *??jnlMNRAS*, 344(4) :1131–1144, October 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06923.x.
- A. Del Popolo and M. Le Delliou. A unified solution to the small scale problems of the Λ CDM model II : introducing parent-satellite interaction. *??jnlJ. Cosmology Astropart. Phys.*, 2014(12) : 051, December 2014. doi : 10.1088/1475-7516/2014/12/051.
- M. Dessauges-Zavadsky, M. Zamojski, W. Rujopakarn, J. Richard, P. Sklias, D. Schaerer, F. Combes, H. Ebeling, T. D. Rawle, E. Egami, F. Boone, B. Clément, J. P. Kneib, K. Nyland, and G. Walth. Molecular gas properties of a lensed star-forming galaxy at z 3.6 : a case study. *??jnlA&A*, 605 : A81, September 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201628513.
- Mark Dijkstra. Ly α Emitting Galaxies as a Probe of Reionisation. *??jnlPASA*, 31 :e040, October 2014. doi : 10.1017/pasa.2014.33.
- Mark Dijkstra, Zoltán Haiman, and Marco Spaans. Ly α Radiation from Collapsing Protogalaxies. I. Characteristics of the Emergent Spectrum. *??jnlApJ*, 649(1) :14–36, September 2006. doi : 10.1086/506243.
- M. A. Dopita and R. S. Sutherland. *Astrophysics of the diffuse universe*. 2003.
- A. G. Doroshkevich and S. F. Shandarin. Statistical problems of the theory of galaxies formation. *??jnlAZh*, 55 :1144–1156, December 1978.
- A. B. Drake, T. Garel, L. Wisotzki, F. Leclercq, T. Hashimoto, J. Richard, R. Bacon, J. Blaizot, J. Caruana, S. Conseil, T. Contini, B. Guiderdoni, E. C. Herenz, H. Inami, J. Lewis, G. Mahler, R. A. Marino, R. Pello, J. Schaye, A. Verhamme, E. Ventou, and P. M. Weilbacher. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. VI. The faint-end of the Ly α luminosity function at $2.91 < z < 6.64$ and implications for reionisation. *??jnlA&A*, 608 :A6, November 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731431.
- Yohan Dubois, Sébastien Peirani, Christophe Pichon, Julien Devriendt, Raphaël Gavazzi, Charlotte Welker, and Marta Volonteri. The HORIZON-AGN simulation : morphological diversity of galaxies promoted by AGN feedback. *??jnlMNRAS*, 463(4) :3948–3964, December 2016. doi : 10.1093/mnras/stw2265.

- Florent Duval, Göran Östlin, Matthew Hayes, Erik Zackrisson, Anne Verhamme, Ivana Orlitova, Angela Adamo, Lucia Guaita, Jens Melinder, John M. Cannon, Peter Laursen, Thoger Rivera-Thorsen, E. Christian Herenz, Pieter Gruyters, J. Miguel Mas-Hesse, Daniel Kunth, Andreas Sandberg, Daniel Schaerer, and Tore Månsson. The Lyman alpha reference sample. VI. Lyman alpha escape from the edge-on disk galaxy Mrk 1486. *??jnlA&A*, 587 :A77, March 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201526876.
- F. W. Dyson, A. S. Eddington, and C. Davidson. A Determination of the Deflection of Light by the Sun's Gravitational Field, from Observations Made at the Total Eclipse of May 29, 1919. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 220 :291–333, January 1920. doi : 10.1098/rsta.1920.0009.
- H. Ebeling, A. C. Edge, and J. P. Henry. MACS : A Quest for the Most Massive Galaxy Clusters in the Universe. *??jnlApJ*, 553(2) :668–676, June 2001. doi : 10.1086/320958.
- H. Ebeling, E. Barrett, D. Donovan, C. J. Ma, A. C. Edge, and L. van Speybroeck. A Complete Sample of 12 Very X-Ray Luminous Galaxy Clusters at $z > 0.5$. *??jnlApJ*, 661(1) :L33–L36, May 2007. doi : 10.1086/518603.
- H. Ebeling, C. J. Ma, J. P. Kneib, E. Jullo, N. J. D. Courtney, E. Barrett, A. C. Edge, and J. F. Le Borgne. A spectacular giant arc in the massive cluster lens MACSJ1206.2-0847. *??jnlMNRAS*, 395(3) :1213–1224, May 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14502.x.
- G. Efstathiou. Large-scale structure in the Universe. *Physica Scripta Volume T*, 36 :88–96, January 1991. doi : 10.1088/0031-8949/1991/T36/009.
- Albert Einstein. Zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, pages 778–786, January 1915.
- Amr El-Zant, Isaac Shlosman, and Yehuda Hoffman. Dark Halos : The Flattening of the Density Cusp by Dynamical Friction. *??jnlApJ*, 560(2) :636–643, October 2001. doi : 10.1086/322516.
- Dawn K. Erb, Anna M. Quider, Alaina L. Henry, and Crystal L. Martin. Galactic Outflows in Absorption and Emission : Near-ultraviolet Spectroscopy of Galaxies at $1 < z < 2$. *??jnlApJ*, 759(1) :26, November 2012. doi : 10.1088/0004-637X/759/1/26.
- Dawn K. Erb, Charles C. Steidel, Ryan F. Trainor, Milan Bogosavljević, Alice E. Shapley, Daniel B. Nestor, Kristin R. Kulas, David R. Law, Allison L. Strom, Gwen C. Rudie, Naveen A. Reddy, Max Pettini, Nicholas P. Konidaris, Gregory Mace, Keith Matthews, and Ian S. McLean. The Ly α Properties of Faint Galaxies at $z \sim 2-3$ with Systemic Redshifts and Velocity Dispersions from Keck-MOSFIRE. *??jnlApJ*, 795(1) :33, November 2014. doi : 10.1088/0004-637X/795/1/33.
- Dawn K. Erb, Charles C. Steidel, and Yuguang Chen. The Kinematics of Extended Ly α Emission in a Low-mass, Low-metallicity Galaxy at $z = 2.3$. *??jnlApJ*, 862(1) :L10, July 2018. doi : 10.3847/2041-8213/aacff6.
- I. M. H. Etherington. On the Definition of Distance in General Relativity. *Philosophical Magazine*, 15(18) :761, January 1933.
- S. M. Faber and R. E. Jackson. Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *??jnlApJ*, 204 :668–683, March 1976. doi : 10.1086/154215.
- S. M. Fall and G. Efstathiou. Formation and rotation of disc galaxies with haloes. *??jnlMNRAS*, 193 :189–206, October 1980. doi : 10.1093/mnras/193.2.189.

- Mark A. Fardal, Neal Katz, Jeffrey P. Gardner, Lars Hernquist, David H. Weinberg, and Romeel Davé. Cooling Radiation and the Ly α Luminosity of Forming Galaxies. *??jnlApJ*, 562(2) :605–617, December 2001. doi : 10.1086/323519.
- John J. Feldmeier, Alex Hagen, Robin Ciardullo, Caryl Gronwall, Eric Gawiser, Lucia Guaita, Lea M. Z. Hagen, Nicholas A. Bond, Viviana Acquaviva, Guillermo A. Blanc, Alvaro Orsi, and Peter Kurczynski. Searching for Neutral Hydrogen Halos around $z \sim 2.1$ and $z \sim 3.1$ Ly α Emitting Galaxies. *??jnlApJ*, 776(2) :75, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/776/2/75.
- Anna Feltre, Michael V. Maseda, Roland Bacon, Jayadev Pradeep, Floriane Leclercq, Haruka Kusakabe, Lutz Wisotzki, Takuya Hashimoto, Kasper B. Schmidt, Jeremy Blaizot, Jarle Brinchmann, Leindert Boogaard, Sebastiano Cantalupo, David Carton, Hanae Inami, Wolfram Kollatschny, Raffaella A. Marino, Jorryt Matthee, Themiya Nanayakkara, Johan Richard, Joop Schaye, Laurence Tresse, Tanya Urrutia, Anne Verhamme, and Peter M. Weilbacher. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. XV. The mean rest-UV spectra of Ly α emitters at $z > 3$. *??jnlA&A*, 641 : A118, September 2020. doi : 10.1051/0004-6361/202038133.
- Amanda Brady Ford, Benjamin D. Oppenheimer, Romeel Davé, Neal Katz, Juna A. Kollmeier, and David H. Weinberg. Hydrogen and metal line absorption around low-redshift galaxies in cosmological hydrodynamic simulations. *??jnlMNRAS*, 432(1) :89–112, June 2013. doi : 10.1093/mnras/stt393.
- F. Fraternali, T. Oosterloo, and R. Sancisi. Kinematics of the ionised gas in the spiral galaxy NGC 2403. *??jnlA&A*, 424 :485–495, September 2004. doi : 10.1051/0004-6361:20040529.
- Wendy L. Freedman, Barry F. Madore, Brad K. Gibson, Laura Ferrarese, Daniel D. Kelson, Shoko Sakai, Jeremy R. Mould, Jr. Kennicutt, Robert C., Holland C. Ford, John A. Graham, John P. Huchra, Shaun M. G. Hughes, Garth D. Illingworth, Lucas M. Macri, and Peter B. Stetson. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *??jnlApJ*, 553(1) :47–72, May 2001. doi : 10.1086/320638.
- A. Friedmann. Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10 :377–386, January 1922. doi : 10.1007/BF01332580.
- J. U. Fynbo, P. Møller, and B. Thomsen. Probing the faint end of the Galaxy luminosity function at $z = 3$ with Ly α emission. *??jnlA&A*, 374 :443–453, August 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20010739.
- Sofia G. Gallego, Sebastiano Cantalupo, Simon Lilly, Raffaella Anna Marino, Gabriele Pezzulli, Joop Schaye, Lutz Wisotzki, Roland Bacon, Hanae Inami, Mohammad Akhlaghi, Sandro Tacchella, Johan Richard, Nicolas F. Bouche, Matthias Steinmetz, and Marcella Carollo. Stacking the Cosmic Web in fluorescent Ly α emission with MUSE. *??jnlMNRAS*, 475(3) :3854–3869, April 2018. doi : 10.1093/mnras/sty037.
- Eric Gawiser, Harold Francke, Kamson Lai, Kevin Schawinski, Caryl Gronwall, Robin Ciardullo, Ryan Quadri, Alvaro Orsi, L. Felipe Barrientos, Guillermo A. Blanc, Giovanni Fazio, John J. Feldmeier, Jia-sheng Huang, Leopoldo Infante, Paulina Lira, Nelson Padilla, Edward N. Taylor, Ezequiel Treister, C. Megan Urry, Pieter G. van Dokkum, and Shanil N. Virani. Ly α -Emitting Galaxies at $z = 3.1$: L* Progenitors Experiencing Rapid Star Formation. *??jnlApJ*, 671(1) :278–284, December 2007. doi : 10.1086/522955.
- S. Gazagnes, J. Chisholm, D. Schaerer, A. Verhamme, and Y. Izotov. The origin of the escape of Lyman α and ionizing photons in Lyman continuum emitters. *??jnlA&A*, 639 :A85, July 2020. doi : 10.1051/0004-6361/202038096.

- Mauro Giavalisco, Eros Vanzella, Sara Salimbeni, Todd M. Tripp, Mark Dickinson, Paolo Cassata, Alvio Renzini, Yicheng Guo, Henry C. Ferguson, Mario Nonino, Andrea Cimatti, Jaron Kurk, Marco Mignoli, and Yuping Tang. Discovery of Cold, Pristine Gas Possibly Accreting onto an Overdensity of Star-forming Galaxies at Redshift $z \sim 1.6$. *??jnlApJ*, 743(1) :95, December 2011. doi : 10.1088/0004-637X/743/1/95.
- Nickolay Y. Gnedin. Effect of Reionization on Structure Formation in the Universe. *??jnlApJ*, 542 (2) :535–541, October 2000. doi : 10.1086/317042.
- Tobias Goerdt, Ben Moore, J. I. Read, and Joachim Stadel. Core Creation in Galaxies and Halos Via Sinking Massive Objects. *??jnlApJ*, 725(2) :1707–1716, December 2010. doi : 10.1088/0004-637X/725/2/1707.
- G. Golse, J. P. Kneib, and G. Soucail. Constraints on (Ω_{M0} , Ω_{Λ}) from strong lensing in AC 114. *arXiv e-prints*, art. astro-ph/0205357, May 2002.
- F. Governato, B. Willman, L. Mayer, A. Brooks, G. Stinson, O. Valenzuela, J. Wadsley, and T. Quinn. Forming disc galaxies in Λ CDM simulations. *??jnlMNRAS*, 374(4) :1479–1494, February 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.11266.x.
- Max Gronke. Modeling 237 Lyman- α spectra of the MUSE-Wide survey. *??jnlA&A*, 608 :A139, December 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731791.
- Max Gronke, Mark Dijkstra, Michael McCourt, and S. Peng Oh. Resonant line transfer in a fog : using Lyman-alpha to probe tiny structures in atomic gas. *??jnlA&A*, 607 :A71, November 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731013.
- Max Gronke, Pierre Ocvirk, Charlotte Mason, Jorryt Matthee, Sarah E. I. Bosman, Jenny G. Sorce, Joseph Lewis, Kyungjin Ahn, Dominique Aubert, Taha Dawoodbhoy, Ilian T. Iliev, Paul R. Shapiro, and Gustavo Yepes. Lyman-alpha transmission properties of the intergalactic medium in the CoDaII simulation. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2004.14496, April 2020.
- L. Guaita, J. Melinder, M. Hayes, G. Östlin, J. E. Gonzalez, G. Micheva, A. Adamo, J. M. Mas-Hesse, A. Sandberg, H. Oti-Floranes, D. Schaerer, A. Verhamme, E. Freeland, I. Orlitová, P. Laurson, J. M. Cannon, F. Duval, T. Rivera-Thorsen, E. C. Herenz, D. Kunth, H. Atek, J. Puschnig, P. Gruyters, and S. A. Pardy. The Lyman alpha reference sample. IV. Morphology at low and high redshift. *??jnlA&A*, 576 :A51, April 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425053.
- A. Guérou, E. Emsellem, D. Krajnović, R. M. McDermid, T. Contini, and P. M. Weilbacher. Exploring the mass assembly of the early-type disc galaxy NGC 3115 with MUSE. *??jnlA&A*, 591 :A143, July 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201628743.
- Qi Guo, Simon White, Cheng Li, and Michael Boylan-Kolchin. How do galaxies populate dark matter haloes? *??jnlMNRAS*, 404(3) :1111–1120, May 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16341.x.
- N. Gupta, R. Srianand, P. Petitjean, J. Bergeron, P. Noterdaeme, and S. Muzahid. Search for cold gas in strong Mg II absorbers at $0.5 < z < 1.5$: nature and evolution of 21-cm absorbers. *??jnlA&A*, 544 :A21, August 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219159.
- Zoltán Haiman, Marco Spaans, and Eliot Quataert. Ly α Cooling Radiation from High-Redshift Halos. *??jnlApJ*, 537(1) :L5–L8, July 2000. doi : 10.1086/312754.
- A. Halkola, H. Hildebrandt, T. Schrabback, M. Lombardi, M. Bradač, T. Erben, P. Schneider, and D. Wuttke. The mass distribution of RX J1347-1145 from strong lensing. *??jnlA&A*, 481(1) :65–77, April 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078877.

- S. Hancock, R. D. Davies, A. N. Lasenby, C. M. Gutierrez de La Cruz, R. A. Watson, R. Rebolo, and J. E. Beckman. Direct observation of structure in the cosmic microwave background. *??jnlNature*, 367(6461) :333–338, January 1994. doi : 10.1038/367333a0.
- T. Hashimoto, T. Garel, B. Guiderdoni, A. B. Drake, R. Bacon, J. Blaizot, J. Richard, F. Leclercq, H. Inami, A. Verhamme, R. Bouwens, J. Brinchmann, S. Cantalupo, M. Carollo, J. Caruana, E. C. Herenz, J. Kerutt, R. A. Marino, P. Mitchell, and J. Schaye. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. X. Ly α equivalent widths at $2.9 < z < 6.6$. *??jnlA&A*, 608 :A10, November 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731579.
- Takuya Hashimoto, Masami Ouchi, Kazuhiro Shimasaku, Yoshiaki Ono, Kimihiko Nakajima, Michael Rauch, Janice Lee, and Sadanori Okamura. Erratum : “Gas Motion Study of Ly α Emitters at $z \sim 2$ Using Far-ultraviolet and Optical Spectral Lines” (2013, ApJ, 765, 70). *??jnlApJ*, 775(2) :140, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/775/2/140.
- Tomoki Hayashino, Yuichi Matsuda, Hajime Tamura, Ryosuke Yamauchi, Toru Yamada, Masaru Ajiki, Shinobu S. Fujita, Takashi Murayama, Tohru Nagao, Kouji Ohta, Sadanori Okamura, Masami Ouchi, Kazuhiro Shimasaku, Yasuhiro Shioya, and Yoshiaki Taniguchi. Large-Scale Structure of Emission-Line Galaxies at $z=3.1$. *??jnlAJ*, 128(5) :2073–2079, November 2004. doi : 10.1086/424935.
- Matthew Hayes, Göran Östlin, Daniel Schaerer, Anne Verhamme, J. Miguel Mas-Hesse, Angela Adamo, Hakim Atek, John M. Cannon, Florent Duval, Lucia Guaita, E. Christian Herenz, Daniel Kunth, Peter Laursen, Jens Melinder, Ivana Orlitová, Héctor Otí-Floranes, and Andreas Sandberg. The Lyman Alpha Reference Sample : Extended Lyman Alpha Halos Produced at Low Dust Content. *??jnlApJ*, 765(2) :L27, March 2013a. doi : 10.1088/2041-8205/765/2/L27.
- Matthew Hayes, Göran Östlin, Daniel Schaerer, Anne Verhamme, J. Miguel Mas-Hesse, Angela Adamo, Hakim Atek, John M. Cannon, Florent Duval, Lucia Guaita, E. Christian Herenz, Daniel Kunth, Peter Laursen, Jens Melinder, Ivana Orlitová, Héctor Otí-Floranes, and Andreas Sandberg. The Lyman Alpha Reference Sample : Extended Lyman Alpha Halos Produced at Low Dust Content. *??jnlApJ*, 765(2) :L27, March 2013b. doi : 10.1088/2041-8205/765/2/L27.
- Matthew Hayes, Jens Melinder, Göran Östlin, Claudia Scarlata, Matthew D. Lehnert, and Gustav Mannerström-Jansson. O VI Emission Imaging of a Galaxy with the Hubble Space Telescope : a Warm Gas Halo Surrounding the Intense Starburst SDSS J115630.63+500822.1. *??jnlApJ*, 828(1) : 49, September 2016. doi : 10.3847/0004-637X/828/1/49.
- Matthew J. Hayes, Axel Runnholm, Max Gronke, and Claudia Scarlata. Spectral Shapes of the Ly α Emission from Galaxies. I. Blueshifted Emission and Intrinsic Invariance with Redshift. *??jnlApJ*, 908(1) :36, February 2021. doi : 10.3847/1538-4357/abd246.
- Timothy M. Heckman, Lee Armus, and George K. Miley. On the Nature and Implications of Starburst-driven Galactic Superwinds. *??jnlApJS*, 74 :833, December 1990. doi : 10.1086/191522.
- Alaina Henry, Claudia Scarlata, Crystal L. Martin, and Dawn Erb. Ly α Emission from Green Peas : The Role of Circumgalactic Gas Density, Covering, and Kinematics. *??jnlApJ*, 809(1) :19, August 2015. doi : 10.1088/0004-637X/809/1/19.
- Edmund Christian Herenz, Pieter Gruyters, Ivana Orlitova, Matthew Hayes, Göran Östlin, John M. Cannon, Martin M. Roth, Arjan Bik, Stephen Pardy, Héctor Otí-Floranes, J. Miguel Mas-Hesse, Angela Adamo, Hakim Atek, Florent Duval, Lucia Guaita, Daniel Kunth, Peter Laursen,

- Jens Melinder, Johannes Puschign, Thøger E. Rivera-Thorsen, Daniel Schaerer, and Anne Verhamme. The Lyman alpha reference sample. VII. Spatially resolved H α kinematics. *??jnlA&A*, 587 :A78, March 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527373.
- Edmund Christian Herenz, Lutz Wisotzki, Rikke Saust, Josephine Kerutt, Tanya Urrutia, Catrina Diener, Kasper Borello Schmidt, Raffaella Anna Marino, Geoffroy de la Vieuville, Leindert Boogaard, Joop Schaye, Bruno Guiderdoni, Johan Richard, and Roland Bacon. The MUSE-Wide Survey : A determination of the Lyman α emitter luminosity function at $3 < z < 6$. *??jnlA&A*, 621 :A107, January 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834164.
- Antonio Hernán-Caballero, Pablo G. Pérez-González, Jose M. Diego, David Lagattuta, Johan Richard, Daniel Schaerer, Almudena Alonso-Herrero, Raffaella Anna Marino, Panos Sklias, Belén Alcalde Pampliega, Antonio Cava, Christopher J. Conselice, Helmut Dannerbauer, Helena Domínguez-Sánchez, Carmen Eliche-Moral, Pilar Esquej, Marc Huertas-Company, Rui Marques-Chaves, Ismael Pérez-Fournon, Tim Rawle, José Miguel Rodríguez Espinosa, Daniel Rosa González, and Wiphu Rujopakarn. SHARDS Frontier Fields : Physical Properties of a Low-mass Ly α Emitter at $z = 5.75$. *??jnlApJ*, 849(2) :82, November 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa917f.
- Samuel Hinton. MARZ : Redshifting Program, May 2016.
- A. Hoag, K. H. Huang, T. Treu, M. Bradač, K. B. Schmidt, X. Wang, G. B. Brammer, A. Broussard, R. Amorin, M. Castellano, A. Fontana, E. Merlin, T. Schrabback, M. Trenti, and B. Vulcani. The Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS). VI. Comparing the Mass and Light in MACS J0416.1-2403 Using Frontier Field Imaging and GLASS Spectroscopy. *??jnlApJ*, 831(2) : 182, November 2016. doi : 10.3847/0004-637X/831/2/182.
- A. Hoag, T. Treu, L. Pentericci, R. Amorin, M. Bolzonella, M. Bradač, M. Castellano, F. Cullen, J. P. U. Fynbo, B. Garilli, L. Guaita, N. Hathi, A. Henry, T. Jones, C. Mason, D. McLeod, R. McLure, T. Morishita, L. Pozzetti, D. Schaerer, K. B. Schmidt, M. Talia, and R. Thomas. Constraining Lyman-alpha spatial offsets at $3 < z < 5.5$ from VANDELs slit spectroscopy. *??jnlMNRAS*, 488(1) :706–719, September 2019. doi : 10.1093/mnras/stz1768.
- Matthias Hoesft, Gustavo Yepes, Stefan Gottlöber, and Volker Springel. Dwarf galaxies in voids : suppressing star formation with photoheating. *??jnlMNRAS*, 371(1) :401–414, September 2006. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10678.x.
- Philip F. Hopkins, Eliot Quataert, and Norman Murray. Self-regulated star formation in galaxies via momentum input from massive stars. *??jnlMNRAS*, 417(2) :950–973, October 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19306.x.
- K. Horne. An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *??jnlPASP*, 98 :609–617, June 1986. doi : 10.1086/131801.
- E. M. Hu, L. L. Cowie, A. Songaila, A. J. Barger, B. Rosenwasser, and I. G. B. Wold. An Ultraluminous Ly α Emitter with a Blue Wing at $z = 6.6$. *??jnlApJ*, 825(1) :L7, July 2016. doi : 10.3847/2041-8205/825/1/L7.
- H. Inami, R. Bacon, J. Brinchmann, J. Richard, T. Contini, S. Conseil, S. Hamer, M. Akhlaghi, N. Bouché, B. Clément, G. Desprez, A. B. Drake, T. Hashimoto, F. Leclercq, M. Maseda, L. Michel-Dansac, M. Paalvast, L. Tresse, E. Ventou, W. Kollatschny, L. A. Boogaard, H. Finley, R. A. Marino, J. Schaye, and L. Wisotzki. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. II. Spectroscopic redshifts and comparisons to color selections of high-redshift galaxies. *??jnlA&A*, 608 : A2, November 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731195.

- Shigeki Inoue and Takayuki R. Saitoh. Cores and revived cusps of dark matter haloes in disc galaxy formation through clump clusters. *??jnlMNRAS*, 418(4) :2527–2531, December 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.19873.x.
- M. J. Irwin, V. Belokurov, N. W. Evans, E. V. Ryan-Weber, J. T. A. de Jong, S. Koposov, D. B. Zucker, S. T. Hodgkin, G. Gilmore, P. Prema, L. Hebb, A. Begum, M. Fellhauer, P. C. Hewett, Jr. Kennicutt, R. C., M. I. Wilkinson, D. M. Bramich, S. Vidrih, H. W. Rix, T. C. Beers, J. C. Barentine, H. Brewington, M. Harvanek, J. Krzesinski, D. Long, A. Nitta, and S. A. Snedden. Discovery of an Unusual Dwarf Galaxy in the Outskirts of the Milky Way. *??jnlApJ*, 656(1) :L13–L16, February 2007. doi : 10.1086/512183.
- Tomoaki Ishiyama, Steven Rieder, Junichiro Makino, Simon Portegies Zwart, Derek Groen, Keigo Nitadori, Cees de Laet, Stephen McMillan, Kei Hiraki, and Stefan Harfst. The Cosmogrid Simulation : Statistical Properties of Small Dark Matter Halos. *??jnlApJ*, 767(2) :146, April 2013. doi : 10.1088/0004-637X/767/2/146.
- M. Jauzac, B. Clément, M. Limousin, J. Richard, E. Jullo, H. Ebeling, H. Atek, J. P. Kneib, K. Knowles, P. Natarajan, D. Eckert, E. Egami, R. Massey, and M. Rexroth. Hubble Frontier Fields : a high-precision strong-lensing analysis of galaxy cluster MACSJ0416.1-2403 using ~ 200 multiple images. *??jnlMNRAS*, 443(2) :1549–1554, September 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1355.
- M. Jauzac, J. Richard, E. Jullo, B. Clément, M. Limousin, J. P. Kneib, H. Ebeling, P. Natarajan, S. Rodney, H. Atek, R. Massey, D. Eckert, E. Egami, and M. Rexroth. Hubble Frontier Fields : a high-precision strong-lensing analysis of the massive galaxy cluster Abell 2744 using ~ 180 multiple images. *??jnlMNRAS*, 452(2) :1437–1446, September 2015. doi : 10.1093/mnras/stv1402.
- M. Jauzac, D. Eckert, J. Schwinn, D. Harvey, C. M. Baugh, A. Robertson, S. Bose, R. Massey, M. Owers, H. Ebeling, H. Y. Shan, E. Jullo, J. P. Kneib, J. Richard, H. Atek, B. Clément, E. Egami, H. Israel, K. Knowles, M. Limousin, P. Natarajan, M. Rexroth, P. Taylor, and C. Tchernin. The extraordinary amount of substructure in the Hubble Frontier Fields cluster Abell 2744. *??jnlMNRAS*, 463(4) :3876–3893, December 2016. doi : 10.1093/mnras/stw2251.
- Mathilde Jauzac, Baptiste Klein, Jean-Paul Kneib, Johan Richard, Markus Rexroth, Christoph Schäfer, and Aurélien Verdier. Galaxy cluster cores as seen with VLT/MUSE : new strong-lensing analyses of RX J2129.4+0009, MS 0451.6-0305 & MACSJ2129.4-0741. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2006.10700, June 2020.
- Linhua Jiang, Eiichi Egami, Matthew Mechtley, Xiaohui Fan, Seth H. Cohen, Rogier A. Windhorst, Romeel Davé, Kristian Finlator, Nobunari Kashikawa, Masami Ouchi, and Kazuhiro Shimasaku. Physical Properties of Spectroscopically Confirmed Galaxies at $z \geq 6$. I. Basic Characteristics of the Rest-frame UV Continuum and $Ly\alpha$ Emission. *??jnlApJ*, 772(2) :99, August 2013. doi : 10.1088/0004-637X/772/2/99.
- E. Jullo and J. P. Kneib. Multiscale cluster lens mass mapping - I. Strong lensing modelling. *??jnlMNRAS*, 395(3) :1319–1332, May 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14654.x.
- Eric Jullo, Jason Rhodes, Alina Kiessling, James E. Taylor, Richard Massey, Joel Berge, Carlo Schmid, Jean-Paul Kneib, and Nick Scoville. COSMOS : Stochastic Bias from Measurements of Weak Lensing and Galaxy Clustering. *??jnlApJ*, 750(1) :37, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/750/1/37.
- Glenn G. Kacprzak, Christopher W. Churchill, and Nikole M. Nielsen. Tracing Outflows and Accretion : A Bimodal Azimuthal Dependence of Mg II Absorption. *??jnlApJ*, 760(1) :L7, November 2012. doi : 10.1088/2041-8205/760/1/L7.

- Koki Kakiichi and Max Gronke. Lyman Radiation Hydrodynamics of Turbulent H II Regions in Molecular Clouds : A Physical Origin of LyC Leakage and the Associated Ly α Spectra. *arXiv e-prints*, art. arXiv :1905.02480, May 2019.
- S. Kamann, T. O. Husser, J. Brinchmann, E. Emsellem, P. M. Weilbacher, L. Wisotzki, M. Wendt, D. Krajnović, M. M. Roth, R. Bacon, and S. Dreizler. MUSE crowded field 3D spectroscopy of over 12 000 stars in the globular cluster NGC 6397. II. Probing the internal dynamics and the presence of a central black hole. *??jnlA&A*, 588 :A149, April 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527065.
- S. Kamann, N. Bastian, T. O. Husser, S. Martocchia, C. Usher, M. den Brok, S. Dreizler, A. Kelz, D. Krajnović, J. Richard, M. Steinmetz, and P. M. Weilbacher. Cluster kinematics and stellar rotation in NGC 419 with MUSE and adaptive optics. *??jnlMNRAS*, 480(2) :1689–1695, October 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1958.
- W. Karman, K. I. Caputi, C. Grillo, I. Balestra, P. Rosati, E. Vanzella, D. Coe, L. Christensen, A. M. Koekemoer, T. Krühler, M. Lombardi, A. Mercurio, M. Nonino, and A. van der Wel. MUSE integral-field spectroscopy towards the Frontier Fields cluster Abell S1063. I. Data products and redshift identifications. *??jnlA&A*, 574 :A11, February 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424962.
- W. Karman, K. I. Caputi, G. B. Caminha, M. Gronke, C. Grillo, I. Balestra, P. Rosati, E. Vanzella, D. Coe, M. Dijkstra, A. M. Koekemoer, D. McLeod, A. Mercurio, and M. Nonino. MUSE integral-field spectroscopy towards the Frontier Fields cluster Abell S1063. II. Properties of low luminosity Lyman α emitters at $z > 3$. *??jnlA&A*, 599 :A28, March 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629055.
- G. Kauffmann, S. D. M. White, and B. Guiderdoni. The formation and evolution of galaxies within merging dark matter haloes. *??jnlMNRAS*, 264 :201–218, September 1993. doi : 10.1093/mnras/264.1.201.
- Jr. Kennicutt, Robert C. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *??jnlApJ*, 498(2) :541–552, May 1998. doi : 10.1086/305588.
- Dušan Kereš, Neal Katz, David H. Weinberg, and Romeel Davé. How do galaxies get their gas? *??jnlMNRAS*, 363(1) :2–28, October 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09451.x.
- Taysun Kimm, Jérémy Blaizot, Thibault Garel, Léo Michel-Dansac, Harley Katz, Joakim Rosdahl, Anne Verhamme, and Martin Haehnelt. Understanding the escape of LyC and Ly α photons from turbulent clouds. *??jnlMNRAS*, 486(2) :2215–2237, June 2019. doi : 10.1093/mnras/stz989.
- Anatoly Klypin, Andrey V. Kravtsov, Octavio Valenzuela, and Francisco Prada. Where Are the Missing Galactic Satellites? *??jnlApJ*, 522(1) :82–92, September 1999. doi : 10.1086/307643.
- J. P. Kneib. PhD thesis, -, January 1993.
- Jean-Paul Kneib and Priyamvada Natarajan. Cluster lenses. *??jnlA&A Rev.*, 19 :47, November 2011. doi : 10.1007/s00159-011-0047-3.
- Juna A. Kollmeier, Zheng Zheng, Romeel Davé, Andrew Gould, Neal Katz, Jordi Miralda-Escudé, and David H. Weinberg. Ly α Emission from Cosmic Structure. I. Fluorescence. *??jnlApJ*, 708(2) :1048–1075, January 2010. doi : 10.1088/0004-637X/708/2/1048.
- Kristin R. Kulas, Alice E. Shapley, Juna A. Kollmeier, Zheng Zheng, Charles C. Steidel, and Kevin N. Hainline. The Kinematics of Multiple-peaked Ly α Emission in Star-forming Galaxies at $z \sim 2-3$. *??jnlApJ*, 745(1) :33, January 2012. doi : 10.1088/0004-637X/745/1/33.

- Daniel Kunth, Claus Leitherer, J. Miguel Mas-Hesse, Göran Östlin, and Artashes Petrosian. The First Deep Advanced Camera for Surveys Ly α Images of Local Starburst Galaxies. *??jnlApJ*, 597 (1) :263–268, November 2003. doi : 10.1086/378396.
- David J. Lagattuta, Johan Richard, Franz E. Bauer, Benjamin Clément, Guillaume Mahler, Geneviève Soucail, David Carton, Jean-Paul Kneib, Nicolas Laporte, Johany Martinez, Vera Patrićio, Anna V. Payne, Roser Pelló, Kasper B. Schmidt, and Geoffroy de la Vieuville. Probing 3D structure with a large MUSE mosaic : extending the mass model of Frontier Field Abell 370. *??jnlMNRAS*, 485(3) :3738–3760, May 2019. doi : 10.1093/mnras/stz620.
- C. Laigle, C. Pichon, S. Arnouts, H. J. McCracken, Y. Dubois, J. Devriendt, A. Slyz, D. Le Borgne, A. Benoit-Lévy, Ho Seong Hwang, O. Ilbert, K. Kraljic, N. Malavasi, Changbom Park, and D. Viber. COSMOS2015 photometric redshifts probe the impact of filaments on galaxy properties. *??jnlMNRAS*, 474(4) :5437–5458, March 2018. doi : 10.1093/mnras/stx3055.
- Willis E. Lamb and Robert C. Retherford. Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method. *Physical Review*, 72(3) :241–243, August 1947. doi : 10.1103/PhysRev.72.241.
- Peter Laursen and Jesper Sommer-Larsen. Ly α Resonant Scattering in Young Galaxies : Predictions from Cosmological Simulations. *??jnlApJ*, 657(2) :L69–L72, March 2007. doi : 10.1086/513191.
- Floriane Leclercq, Roland Bacon, Lutz Wisotzki, Peter Mitchell, Thibault Garel, Anne Verhamme, Jérémy Blaizot, Takuya Hashimoto, Edmund Christian Herenz, Simon Conseil, Sebastiano Cantalupo, Hanae Inami, Thierry Contini, Johan Richard, Michael Maseda, Joop Schaye, Raffaella Anna Marino, Mohammad Akhlaghi, Jarle Brinchmann, and Marcella Carollo. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. VIII. Extended Lyman- α haloes around high- z star-forming galaxies. *??jnlA&A*, 608 :A8, December 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731480.
- Floriane Leclercq, Roland Bacon, Anne Verhamme, Thibault Garel, Jérémy Blaizot, Jarle Brinchmann, Sebastiano Cantalupo, Adélaïde Claeysens, Simon Conseil, Thierry Contini, Takuya Hashimoto, Edmund Christian Herenz, Haruka Kusakabe, Raffaella Anna Marino, Michael Maseda, Jorjyt Matthee, Peter Mitchell, Gabriele Pezzulli, Johan Richard, Kasper Borello Schmidt, and Lutz Wisotzki. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. XIII. Spatially resolved spectral properties of Lyman α haloes around star-forming galaxies at $z > 3$. *??jnlA&A*, 635 :A82, March 2020. doi : 10.1051/0004-6361/201937339.
- Nicha Leethochawalit, Tucker A. Jones, Richard S. Ellis, Daniel P. Stark, and Adi Zitrin. Absorption-line Spectroscopy of Gravitationally Lensed Galaxies : Further Constraints on the Escape Fraction of Ionizing Photons at High Redshift. *??jnlApJ*, 831(2) :152, November 2016. doi : 10.3847/0004-637X/831/2/152.
- B. C. Lemaux, S. Fuller, M. Bradač, L. Pentericci, A. Hoag, V. Strait, T. Treu, C. Alvarez, P. Bolan, P. J. Gandhi, K. H. Huang, T. Jones, C. Mason, D. Pelliccia, B. Ribeiro, R. E. Ryan, K. B. Schmidt, E. Vanzella, Y. Khusanova, O. Le Fèvre, L. Guaita, N. P. Hathi, A. Koekemoer, and J. Pforr. The size and pervasiveness of Ly α -UV spatial offsets in star-forming galaxies at $z \sim 6$. *??jnlMNRAS*, 504(3) :3662–3681, July 2021. doi : 10.1093/mnras/stab924.
- Marceau Limousin, Johan Richard, Eric Jullo, Jean-Paul Kneib, Bernard Fort, Geneviève Soucail, Árdís Elíasdóttir, Priyamvada Natarajan, Richard S. Ellis, Ian Smail, Oliver Czoske, Graham P. Smith, Patrick Hudelot, Sébastien Bardeau, Harald Ebeling, Eiichi Egami, and Kirsten K. Knudsen. Combining Strong and Weak Gravitational Lensing in Abell 1689. *??jnlApJ*, 668(2) :643–666, October 2007. doi : 10.1086/521293.

- Yen-Ting Lin, Joseph J. Mohr, Anthony H. Gonzalez, and S. Adam Stanford. Evolution of the K-Band Galaxy Cluster Luminosity Function and Scaling Relations. *??jnlApJ*, 650(2) :L99–L102, October 2006. doi : 10.1086/508940.
- C. H. Lineweaver, G. F. Smoot, L. Tenorio, and A. Kogut. The Cosmic Microwave Background Dipole Anisotropy Testing the Standard Model. *Astrophysical Letters and Communications*, 32 : 173, January 1995.
- J. M. Lotz, A. Koekemoer, D. Coe, N. Grogin, P. Capak, J. Mack, J. Anderson, R. Avila, E. A. Barker, D. Borncamp, G. Brammer, M. Durbin, H. Gunning, B. Hilbert, H. Jenkner, H. Khandrika, Z. Levay, R. A. Lucas, J. MacKenty, S. Ogaz, B. Porterfield, N. Reid, M. Robberto, P. Royle, L. J. Smith, L. J. Storrie-Lombardi, B. Sunnquist, J. Surace, D. C. Taylor, R. Williams, J. Bullock, M. Dickinson, S. Finkelstein, P. Natarajan, J. Richard, B. Robertson, J. Tumlinson, A. Zitrin, K. Flanagan, K. Sembach, B. T. Soifer, and M. Mountain. The Frontier Fields : Survey Design and Initial Results. *??jnlApJ*, 837(1) :97, March 2017. doi : 10.3847/1538-4357/837/1/97.
- Piero Madau and Mark Dickinson. Cosmic Star-Formation History. *??jnlARA&A*, 52 :415–486, August 2014. doi : 10.1146/annurev-astro-081811-125615.
- Piero Madau, Lucia Pozzetti, and Mark Dickinson. The Star Formation History of Field Galaxies. *??jnlApJ*, 498(1) :106–116, May 1998. doi : 10.1086/305523.
- G. Mahler, J. Richard, B. Clément, D. Lagattuta, K. Schmidt, V. Patrício, G. Soucail, R. Bacon, R. Pello, R. Bouwens, M. Maseda, J. Martinez, M. Carollo, H. Inami, F. Leclercq, and L. Wisotzki. Strong-lensing analysis of A2744 with MUSE and Hubble Frontier Fields images. *??jnlMNRAS*, 473(1) :663–692, January 2018. doi : 10.1093/mnras/stx1971.
- R. Maiolino, S. Carniani, A. Fontana, L. Vallini, L. Pentericci, A. Ferrara, E. Vanzella, A. Grazian, S. Gallerani, M. Castellano, S. Cristiani, G. Brammer, P. Santini, J. Wagg, and R. Williams. The assembly of ‘normal’ galaxies at $z \sim 7$ probed by ALMA. *??jnlMNRAS*, 452(1) :54–68, September 2015. doi : 10.1093/mnras/stv1194.
- Nicola Malavasi, Lucia Pozzetti, Olga Cucciati, Sandro Bardelli, Olivier Ilbert, and Andrea Cimatti. Reconstructing the galaxy density field with photometric redshifts - II. Environment-dependent galaxy evolution since $z \sim 3$. *??jnlMNRAS*, 470(2) :1274–1290, September 2017. doi : 10.1093/mnras/stx1323.
- Sangeeta Malhotra and James E. Rhoads. Large Equivalent Width $\text{Ly}\alpha$ line Emission at $z=4.5$: Young Galaxies in a Young Universe? *??jnlApJ*, 565(2) :L71–L74, February 2002. doi : 10.1086/338980.
- Ariyeh H. Maller and Avishai Dekel. Towards a resolution of the galactic spin crisis : mergers, feedback and spin segregation. *??jnlMNRAS*, 335(2) :487–498, September 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05646.x.
- Davide Martizzi, Romain Teyssier, Ben Moore, and Tina Wentz. The effects of baryon physics, black holes and active galactic nucleus feedback on the mass distribution in clusters of galaxies. *??jnlMNRAS*, 422(4) :3081–3091, June 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20879.x.
- Davide Martizzi, Romain Teyssier, and Ben Moore. Cusp-core transformations induced by AGN feedback in the progenitors of cluster galaxies. *??jnlMNRAS*, 432(3) :1947–1954, July 2013. doi : 10.1093/mnras/stt297.
- J. M. Mas-Hesse, D. Kunth, G. Tenorio-Tagle, C. Leitherer, R. J. Terlevich, and E. Terlevich. $\text{Ly}\alpha$ Emission in Starbursts : Implications for Galaxies at High Redshift. *??jnlApJ*, 598(2) :858–877, December 2003. doi : 10.1086/379116.

- Lluís Mas-Ribas, Joseph F. Hennawi, Mark Dijkstra, Frederick B. Davies, Jonathan Stern, and Hans-Walter Rix. Small-scale Intensity Mapping : Extended Halos as a Probe of the Ionizing Escape Fraction and Faint Galaxy Populations during Reionization. *??jnlApJ*, 846(1) :11, September 2017. doi : 10.3847/1538-4357/aa8328.
- J. C. Mather, E. S. Cheng, Jr. Eplee, R. E., R. B. Isaacman, S. S. Meyer, R. A. Shafer, R. Weiss, E. L. Wright, C. L. Bennett, N. W. Boggess, E. Dwek, S. Gulkis, M. G. Hauser, M. Janssen, T. Kelsall, P. M. Lubin, Jr. Moseley, S. H., T. L. Murdock, R. F. Silverberg, G. F. Smoot, and D. T. Wilkinson. A Preliminary Measurement of the Cosmic Microwave Background Spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) Satellite. *??jnlApJ*, 354 :L37, May 1990. doi : 10.1086/185717.
- Y. Matsuda, Y. Nakamura, N. Morimoto, Ian Smail, C. De Breuck, K. Ohta, T. Kodama, A. K. Inoue, T. Hayashino, K. Kousai, E. Nakamura, M. Horie, T. Yamada, M. Kitamura, T. Saito, Y. Taniguchi, I. Tanaka, and P. Hibon. Ly α blobs like company : the discovery of a candidate 100kpc Ly α blob near to a radio galaxy with a giant Ly α halo B3J2330+3927 at $z = 3.1$. *??jnlMNRAS*, 400(1) : L66–L70, November 2009. doi : 10.1111/j.1745-3933.2009.00764.x.
- Y. Matsuda, T. Yamada, T. Hayashino, R. Yamauchi, Y. Nakamura, N. Morimoto, M. Ouchi, Y. Ono, M. Umemura, and M. Mori. Diffuse Ly α haloes around Ly α emitters at $z=3$: do dark matter distributions determine the Ly α spatial extents? *??jnlMNRAS*, 425(2) :878–883, September 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21143.x.
- Jorryt Matthee, David Sobral, Max Gronke, Ana Paulino-Afonso, Mauro Stefanon, and Huub Röttgering. Confirmation of double peaked Ly α emission at $z = 6.593$. Witnessing a galaxy directly contributing to the reionisation of the Universe. *??jnlA&A*, 619 :A136, November 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201833528.
- Jorryt Matthee, David Sobral, Matthew Hayes, Gabriele Pezzulli, Max Gronke, Daniel Schaerer, Rohan P. Naidu, Huub Röttgering, João Calhau, Ana Paulino-Afonso, Sérgio Santos, and Ricardo Amorín. The X-SHOOTER lyman- α survey at $z = 2$ (XLS-z2) I : What makes a galaxy a lyman- α emitter? *??jnlMNRAS*, May 2021. doi : 10.1093/mnras/stab1304.
- V. Mauerhofer, A. Verhamme, J. Blaizot, T. Garel, T. Kimm, L. Michel-Dansac, and J. Rosdahl. UV absorption lines and their potential for tracing the Lyman continuum escape fraction. *??jnlA&A*, 646 :A80, February 2021. doi : 10.1051/0004-6361/202039449.
- Ian G. McCarthy, Joop Schaye, Simeon Bird, and Amandine M. C. Le Brun. The BAHAMAS project : calibrated hydrodynamical simulations for large-scale structure cosmology. *??jnlMNRAS*, 465(3) :2936–2965, March 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2792.
- Patrick J. McCarthy. Distant Radio Galaxies in the Near-IR. *??jnlPASP*, 105 :1051, September 1993. doi : 10.1086/133281.
- Matteo Messa, Angela Adamo, Göran Östlin, Jens Melinder, Matthew Hayes, Johanna S. Bridge, and John Cannon. Star-forming clumps in the Lyman Alpha Reference Sample of galaxies - I. Photometric analysis and clumpiness. *??jnlMNRAS*, 487(3) :4238–4260, August 2019. doi : 10.1093/mnras/stz1337.
- G. R. Meurer, T. M. Heckman, C. Leitherer, A. Kinney, C. Robert, and D. R. Garnett. Starbursts and Star Clusters in the Ultraviolet. *??jnlAJ*, 110 :2665, December 1995. doi : 10.1086/117721.
- Romain A. Meyer, Nicolas Laporte, Richard S. Ellis, Anne Verhamme, and Thibault Garel. Double-peaked Lyman α emission at $z = 6.803$: a reionization-era galaxy self-ionizing its local H II bubble. *??jnlMNRAS*, 500(1) :558–564, January 2021. doi : 10.1093/mnras/staa3216.

- Peter D. Mitchell, J r my Blaizot, Corentin Cadiou, Yohan Dubois, Thibault Garel, and Joakim Rosdahl. Tracing the simulated high-redshift circumgalactic medium with Lyman α emission. *??jnlMNRAS*, 501(4) :5757–5775, March 2021. doi : 10.1093/mnras/stab035.
- A. F. J. Moffat. A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry. *??jnlA&A*, 3 :455, December 1969.
- Rieko Momose, Masami Ouchi, Kimihiko Nakajima, Yoshiaki Ono, Takatoshi Shibuya, Kazuhiro Shimasaku, Suraphong Yuma, Masao Mori, and Masayuki Umemura. Diffuse Ly α haloes around galaxies at $z = 2.2$ -6.6 : implications for galaxy formation and cosmic reionization. *??jnlMNRAS*, 442(1) :110–120, July 2014. doi : 10.1093/mnras/stu825.
- Rieko Momose, Masami Ouchi, Kimihiko Nakajima, Yoshiaki Ono, Takatoshi Shibuya, Kazuhiro Shimasaku, Suraphong Yuma, Masao Mori, and Masayuki Umemura. Statistical properties of diffuse Ly α haloes around star-forming galaxies at $z \sim 2$. *??jnlMNRAS*, 457(3) :2318–2330, April 2016. doi : 10.1093/mnras/stw021.
- A. Monreal-Ibero, P. M. Weilbacher, and M. Wendt. Diffuse interstellar bands $\lambda 5780$ and $\lambda 5797$ in the Antennae Galaxy as seen by MUSE. *??jnlA&A*, 615 :A33, July 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201732178.
- Benjamin P. Moster, Rachel S. Somerville, Christian Maubetsch, Frank C. van den Bosch, Andrea V. Macci , Thorsten Naab, and Ludwig Oser. Constraints on the Relationship between Stellar Mass and Halo Mass at Low and High Redshift. *??jnlApJ*, 710(2) :903–923, February 2010. doi : 10.1088/0004-637X/710/2/903.
- John S. Mulchaey. X-ray Properties of Groups of Galaxies. *??jnlARA&A*, 38 :289–335, January 2000. doi : 10.1146/annurev.astro.38.1.289.
- Priyamvada Natarajan and Jean-Paul Kneib. Lensing by galaxy haloes in clusters of galaxies. *??jnlMNRAS*, 287(4) :833–847, June 1997. doi : 10.1093/mnras/287.4.833.
- Julio F. Navarro and Willy Benz. Dynamics of Cooling Gas in Galactic Dark Halos. *??jnlApJ*, 380 :320, October 1991. doi : 10.1086/170590.
- Julio F. Navarro and Matthias Steinmetz. Dark Halo and Disk Galaxy Scaling Laws in Hierarchical Universes. *??jnlApJ*, 538(2) :477–488, August 2000. doi : 10.1086/309175.
- Julio F. Navarro and Simon D. M. White. Simulations of dissipative galaxy formation in hierarchically clustering universes-2. Dynamics of the baryonic component in galactic haloes. *??jnlMNRAS*, 267(2) :401–412, March 1994. doi : 10.1093/mnras/267.2.401.
- Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *??jnlApJ*, 462 :563, May 1996. doi : 10.1086/177173.
- Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *??jnlApJ*, 490(2) :493–508, December 1997. doi : 10.1086/304888.
- Julio F. Navarro, Aaron Ludlow, Volker Springel, Jie Wang, Mark Vogelsberger, Simon D. M. White, Adrian Jenkins, Carlos S. Frenk, and Amina Helmi. The diversity and similarity of simulated cold dark matter haloes. *??jnlMNRAS*, 402(1) :21–34, February 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15878.x.
- Dylan Nelson, Chris Byrohl, Celine Peroux, Kate H. R. Rubin, and Joseph N. Burchett. The cold circumgalactic medium in emission : MgII halos in TNG50. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2106.09023, June 2021.

- Sarah F. Newman, Reinhard Genzel, Natascha M. Förster-Schreiber, Kristen Shapiro Griffin, Chiara Mancini, Simon J. Lilly, Alvio Renzini, Nicolas Bouché, Andreas Burkert, Peter Busch-kamp, C. Marcella Carollo, Giovanni Cresci, Ric Davies, Frank Eisenhauer, Shy Genel, Erin K. S. Hicks, Jaron Kurk, Dieter Lutz, Thorsten Naab, Yingjie Peng, Amiel Sternberg, Linda J. Tacconi, Daniela Vergani, Stijn Wuyts, and Gianni Zamorani. The SINS/zC-SINF Survey of $z \sim 2$ Galaxy Kinematics : Outflow Properties. *??jnlApJ*, 761(1) :43, December 2012. doi : 10.1088/0004-637X/761/1/43.
- P. Ocvirk, C. Pichon, and R. Teyssier. Bimodal gas accretion in the Horizon-MareNostrum galaxy formation simulation. *??jnlMNRAS*, 390(4) :1326–1338, November 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13763.x.
- Pierre Ocvirk, Joseph S. W. Lewis, Nicolas Gillet, Jonathan Chardin, Dominique Aubert, Nicolas Deparis, and Emilie Thelie. Lyman-alpha opacities at $z=4-6$ require low mass, radiatively-suppressed galaxies to drive cosmic reionization. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2105.01663, May 2021.
- Se-Heon Oh, Chris Brook, Fabio Governato, Elias Brinks, Lucio Mayer, W. J. G. de Blok, Alyson Brooks, and Fabian Walter. The Central Slope of Dark Matter Cores in Dwarf Galaxies : Simulations versus THINGS. *??jnlAJ*, 142(1) :24, July 2011. doi : 10.1088/0004-6256/142/1/24.
- J. B. Oke. Photoelectric Spectrophotometry of OQ 172 and OH 471. *??jnlApJ*, 189 :L47, April 1974. doi : 10.1086/181461.
- I. Orlitová, A. Verhamme, A. Henry, C. Scarlata, A. Jaskot, M. S. Oey, and D. Schaerer. Puzzling Lyman-alpha line profiles in green pea galaxies. *??jnlA&A*, 616 :A60, August 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201732478.
- Masami Ouchi. *Formation History of Galaxies and Large-Scale Structures in the Subaru Deep Fields*. PhD thesis, The University of Tokyo, September 2003.
- D. Paraficz, J. P. Kneib, J. Richard, A. Morandi, M. Limousin, E. Jullo, and J. Martinez. The Bullet cluster at its best : weighing stars, gas, and dark matter. *??jnlA&A*, 594 :A121, October 2016a. doi : 10.1051/0004-6361/201527959.
- D. Paraficz, J. P. Kneib, J. Richard, A. Morandi, M. Limousin, E. Jullo, and J. Martinez. The Bullet cluster at its best : weighing stars, gas, and dark matter. *??jnlA&A*, 594 :A121, October 2016b. doi : 10.1051/0004-6361/201527959.
- R. B. Partridge and P. J. E. Peebles. Are Young Galaxies Visible? *??jnlApJ*, 147 :868, March 1967. doi : 10.1086/149079.
- V. Patrício, J. Richard, D. Carton, T. Contini, B. Epinat, J. Brinchmann, K. B. Schmidt, D. Krajnović, N. Bouché, P. M. Weilbacher, R. Pelló, J. Caruana, M. Maseda, H. Finley, F. E. Bauer, J. Martinez, G. Mahler, D. Lagattuta, B. Clément, G. Soucail, and L. Wisotzki. Kinematics, turbulence, and star formation of $z \sim 1$ strongly lensed galaxies seen with MUSE. *??jnlMNRAS*, 477(1) :18–44, June 2018. doi : 10.1093/mnras/sty555.
- Vera Patrício, Johan Richard, Anne Verhamme, Lutz Wisotzki, Jarle Brinchmann, Monica L. Turner, Lise Christensen, Peter M. Weilbacher, Jérémy Blaizot, Roland Bacon, Thierry Contini, David Lagattuta, Sebastiano Cantalupo, Benjamin Clément, and Geneviève Soucail. A young star-forming galaxy at $z = 3.5$ with an extended Lyman α halo seen with MUSE. *??jnlMNRAS*, 456 (4) :4191–4208, March 2016a. doi : 10.1093/mnras/stv2859.

- Vera Patrício, Johan Richard, Anne Verhamme, Lutz Wisotzki, Jarle Brinchmann, Monica L. Turner, Lise Christensen, Peter M. Weillbacher, Jérémy Blaizot, Roland Bacon, Thierry Contini, David Lagattuta, Sebastiano Cantalupo, Benjamin Clément, and Geneviève Soucail. A young star-forming galaxy at $z = 3.5$ with an extended Lyman α halo seen with MUSE. *??jnlMNRAS*, 456 (4) :4191–4208, March 2016b. doi : 10.1093/mnras/stv2859.
- P. J. E. Peebles. Origin of the Angular Momentum of Galaxies. *??jnlApJ*, 155 :393, February 1969. doi : 10.1086/149876.
- R. Pelló, J. P. Kneib, J. F. Le Borgne, J. Bézecourt, T. M. Ebbels, I. Tijera, G. Bruzual, J. M. Miralles, I. Smail, G. Soucail, and T. J. Bridges. Two multiple-imaged $Z = 4.05$ galaxies in the cluster-lens Abell 2390. *??jnlA&A*, 346 :359–368, June 1999.
- Y. Peng, R. Maiolino, and R. Cochrane. Strangulation as the primary mechanism for shutting down star formation in galaxies. *??jnlNature*, 521(7551) :192–195, May 2015. doi : 10.1038/nature14439.
- Ying-jie Peng, Simon J. Lilly, Katarina Kovač, Micol Bolzonella, Lucia Pozzetti, Alvio Renzini, Gianni Zamorani, Olivier Ilbert, Christian Knobel, Angela Iovino, Christian Maier, Olga Cucciati, Lidia Tasca, C. Marcella Carollo, John Silverman, Pawel Kampczyk, Loic de Ravel, David Sanders, Nicholas Scoville, Thierry Contini, Vincenzo Mainieri, Marco Scodreggio, Jean-Paul Kneib, Olivier Le Fèvre, Sandro Bardelli, Angela Bongiorno, Karina Caputi, Graziano Coppia, Sylvain de la Torre, Paolo Franzetti, Bianca Garilli, Fabrice Lamareille, Jean-Francois Le Borgne, Vincent Le Brun, Marco Mignoli, Enrique Perez Montero, Roser Pello, Elena Ricciardelli, Masayuki Tanaka, Laurence Tresse, Daniela Vergani, Niraj Welikala, Elena Zucca, Pascal Oesch, Ummi Abbas, Luke Barnes, Rongmon Bordoloi, Dario Bottini, Alberto Cappi, Paolo Cassata, Andrea Cimatti, Marco Fumana, Gunther Hasinger, Anton Koekemoer, Alexei Leauthaud, Dario Maccagni, Christian Marinoni, Henry McCracken, Pierdomenico Memeo, Baptiste Meneux, Preethi Nair, Cristiano Porciani, Valentina Presotto, and Roberto Scaramella. Mass and Environment as Drivers of Galaxy Evolution in SDSS and zCOSMOS and the Origin of the Schechter Function. *??jnlApJ*, 721(1) :193–221, September 2010. doi : 10.1088/0004-637X/721/1/193.
- A. A. Penzias and R. W. Wilson. Measurement of the Flux Density of CAS a at 4080 Mc/s. *??jnlApJ*, 142 :1149, October 1965. doi : 10.1086/148384.
- Will J. Percival, Carlton M. Baugh, Joss Bland-Hawthorn, Terry Bridges, Russell Cannon, Shaun Cole, Matthew Colless, Chris Collins, Warrick Couch, Gavin Dalton, Roberto De Propris, Simon P. Driver, George Efstathiou, Richard S. Ellis, Carlos S. Frenk, Karl Glazebrook, Carole Jackson, Ofer Lahav, Ian Lewis, Stuart Lumsden, Steve Maddox, Stephen Moody, Peder Norberg, John A. Peacock, Bruce A. Peterson, Will Sutherland, and Keith Taylor. The 2dF Galaxy Redshift Survey : the power spectrum and the matter content of the Universe. *??jnlMNRAS*, 327 (4) :1297–1306, November 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04827.x.
- 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, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *??jnlApJ*, 517(2) :565–586, June 1999. doi : 10.1086/307221.
- Céline Péroux, Samuel Quiret, Hadi Rahmani, Varsha P. Kulkarni, Benoit Epinat, Bruno Milliard, Lorrie A. Straka, Donald G. York, Alireza Rahmati, and Thierry Contini. A SINFONI integral field spectroscopy survey for galaxy counterparts to damped Lyman α systems - VI. Metallicity and geometry as gas flow probes. *??jnlMNRAS*, 457(1) :903–916, March 2016. doi : 10.1093/mnras/stw016.

- Christoph Pfrommer, Philip Chang, and Avery E. Broderick. The Cosmological Impact of Luminous TeV Blazars. III. Implications for Galaxy Clusters and the Formation of Dwarf Galaxies. *??jnlApJ*, 752(1) :24, June 2012. doi : 10.1088/0004-637X/752/1/24.
- I. Pintos-Castro, H. K. C. Yee, A. Muzzin, L. Old, and G. Wilson. The Evolution of the Quenching of Star Formation in Cluster Galaxies since $z \sim 1$. *??jnlApJ*, 876(1) :40, May 2019. doi : 10.3847/1538-4357/ab14ee.
- L. Piqueras, S. Conseil, M. Shepherd, R. Bacon, F. Leclercq, and J. Richard. MPDAF - A Python Package for the Analysis of VLT/MUSE Data. In Marco Molinaro, Keith Shortridge, and Fabio Pasian, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVI*, volume 521 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 545, October 2019.
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, H. Aussel, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, R. Barrena, M. Bartelmann, J. G. Bartlett, N. Bartolo, S. Basak, E. Battaner, R. Battye, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, B. Bertin-court, M. Bethermin, P. Bielewicz, I. Bikmaev, A. Blanchard, J. Bobin, J. J. Bock, H. Böhringer, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, H. Bourdin, J. W. Bowyer, M. Bridges, M. L. Brown, M. Bucher, R. Burenin, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, B. Cappellini, J. F. Cardoso, R. Carr, P. Carvalho, M. Casale, G. Castex, A. Catalano, A. Challinor, A. Chamballu, R. R. Chary, X. Chen, H. C. Chiang, L. Y. Chiang, G. Chon, P. R. Christensen, E. Churazov, S. Church, M. Clemens, D. L. Clements, S. Colombi, L. P. L. Colombo, C. Combet, B. Comis, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, M. Cruz, A. Curto, F. Cuttaia, A. Da Silva, H. Dahle, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, T. Déchelette, J. Delabrouille, J. M. Delouis, J. Démoclès, F. X. Désert, J. Dick, C. Dickinson, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, J. Dunkley, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, O. Fabre, E. Falgarone, M. C. Falvella, Y. Fantaye, J. Fergusson, C. Filliard, F. Finelli, I. Flores-Cacho, S. Foley, O. Forni, P. Fosalba, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, M. Freschi, S. Fromenteau, M. Frommert, T. C. Gaier, S. Galeotta, J. Gallegos, S. Galli, B. Gandofo, K. Ganga, C. Gauthier, R. T. Génova-Santos, T. Ghosh, M. Giard, G. Giardino, M. Gilfanov, D. Girard, Y. Giraud-Héraud, E. Gjerløw, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Haissinski, J. Hamann, F. K. Hansen, M. Hansen, D. Hanson, D. L. Harrison, A. Heavens, G. Helou, A. Hempel, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, S. Ho, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, Z. Hou, W. Hovest, G. Huey, K. M. Huffenberger, G. Hurier, S. Ilić, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, J. Jasche, J. Jewell, W. C. Jones, M. Juvela, P. Kalberla, P. Kangaslahti, E. Keihänen, J. Kerp, R. Keskitalo, I. Khamitov, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, L. Knox, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, F. Lacasa, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J. M. Lamarre, M. Langer, A. Lasenby, M. Lattanzi, R. J. Laureijs, A. Lavabre, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, S. Leach, J. P. Leahy, R. Leonardi, J. León-Tavares, C. Leroy, J. Lesgourgues, A. Lewis, C. Li, A. Liddle, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, V. Lindholm, M. López-Caniego, S. Lowe, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, C. J. MacTavish, B. Maffei, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, D. Marinucci, M. Maris, F. Marleau, D. J. Marshall, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, M. Massardi, S. Matarrese, T. Matsumura, F. Matthai, L. Maurin, P. Mazzotta, A. McDonald, J. D. McEwen, P. McGehee, S. Mei, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, J. B. Melin, L. Mendes, E. Menegoni, A. Mennella, M. Migliaccio, K. Mikkelsen, M. Millea, R. Miniscalco, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, N. Morisset, D. Mortlock, A. Moss, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, M. Negrello, N. P. H. Nesvadba, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, C. North, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, I. J. O'Dwyer, F. Orioux, S. Osborne, C. O'Sullivan, C. A. Oxborrow, F. Paci, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, S. Pandolfi, D. Paoletti, B. Partridge, F. Pasian,

- G. Patanchon, P. Paykari, D. Pearson, T. J. Pearson, M. Peel, H. V. Peiris, O. Perdureau, L. Perotto, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, P. Platania, D. Pogosyan, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, L. Popa, T. Poutanen, G. W. Pratt, G. Prézeau, S. Prunet, J. L. Puget, A. R. Pullen, J. P. Rachen, B. Racine, A. Rahlin, C. R  th, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, A. Riazuelo, S. Ricciardi, T. Riller, C. Ringeval, I. Ristorcelli, G. Robbers, G. Rocha, M. Roman, C. Rosset, M. Rossetti, G. Roudier, M. Rowan-Robinson, J. A. Rubi  o-Mart  n, B. Ruiz-Granados, B. Rusholme, E. Sallerno, M. Sandri, L. Sanselme, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, B. M. Schaefer, F. Schiavon, D. Scott, M. D. Seiffert, P. Serra, E. P. S. Shellard, K. Smith, G. F. Smoot, T. Souradeep, L. D. Spencer, J. L. Starck, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, R. Sunyaev, F. Sureau, P. Sutter, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, D. Taylor, L. Terenzi, D. Texier, L. Toffolatti, M. Tomasi, J. P. Torre, M. Tristram, M. Tucci, J. Tuovinen, M. T  rl  r, M. Tuttlebee, G. Umana, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, J. Varis, L. Vibert, M. Viel, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, L. A. Wade, B. D. Wandelt, C. Watson, R. Watson, I. K. Wehus, N. Welikala, J. Weller, M. White, S. D. M. White, A. Wilkinson, B. Winkel, J. Q. Xia, D. Yvon, A. Zacchei, J. P. Zibin, and A. Zonca. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. *??jnlA&A*, 571 :A1, November 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201321529.
- Andrew Pontzen and Fabio Governato. How supernova feedback turns dark matter cusps into cores. *??jnlMNRAS*, 421(4) :3464–3471, April 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20571.x.
- Marc Postman, Dan Coe, Narciso Ben  tez, Larry Bradley, Tom Broadhurst, Megan Donahue, Holland Ford, Or Graur, Genevieve Graves, Stephanie Jouvel, Anton Koekemoer, Doron Lemze, Elinor Medezinski, Alberto Molino, Leonidas Moustakas, Sara Ogaz, Adam Riess, Steve Rodney, Piero Rosati, Keiichi Umetsu, Wei Zheng, Adi Zitrin, Matthias Bartelmann, Rychard Bouwens, Nicole Czakon, Sunil Golwala, Ole Host, Leopoldo Infante, Saurabh Jha, Yolanda Jimenez-Teja, Daniel Kelson, Ofer Lahav, Ruth Lazkoz, Dani Maoz, Curtis McCully, Peter Melchior, Massimo Meneghetti, Julian Merten, John Moustakas, Mario Nonino, Brandon Patel, Enik   Reg  s, Jack Sayers, Stella Seitz, and Arjen Van der Wel. The Cluster Lensing and Supernova Survey with Hubble : An Overview. *??jnlApJS*, 199(2) :25, April 2012. doi : 10.1088/0067-0049/199/2/25.
- Thomas Quinn, Neal Katz, and George Efstathiou. Photoionization and the formation of dwarf galaxies. *??jnlMNRAS*, 278(4) :L49–L54, February 1996. doi : 10.1093/mnras/278.4.L49.
- Michael Rauch, Martin Haehnelt, Andrew Bunker, George Becker, Francine Marleau, James Graham, Stefano Cristiani, Matt Jarvis, Cedric Lacey, Simon Morris, Celine Peroux, Huub Rottgering, and Tom Theuns. A Population of Faint Extended Line Emitters and the Host Galaxies of Optically Thick QSO Absorption Systems. *??jnlApJ*, 681(2) :856–880, July 2008. doi : 10.1086/525846.
- J. I. Read and G. Gilmore. Mass loss from dwarf spheroidal galaxies : the origins of shallow dark matter cores and exponential surface brightness profiles. *??jnlMNRAS*, 356(1) :107–124, January 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2004.08424.x.
- Timothy A. Reichard, Timothy M. Heckman, Gregory Rudnick, Jarle Brinchmann, and Guinevere Kauffmann. The Lopsidedness of Present-Day Galaxies : Results from the Sloan Digital Sky Survey. *??jnlApJ*, 677(1) :186–200, April 2008. doi : 10.1086/526506.
- A. Repp and H. Ebeling. Science from a glimpse : Hubble SNAPshot observations of massive galaxy clusters. *??jnlMNRAS*, 479(1) :844–864, September 2018. doi : 10.1093/mnras/sty1489.
- James E. Rhoads, Sangeeta Malhotra, Arjun Dey, Daniel Stern, Hyron Spinrad, and Buell T. Januzzi. First Results from the Large-Area Lyman Alpha Survey. *??jnlApJ*, 545(2) :L85–L88, December 2000. doi : 10.1086/317874.

- B. Ribeiro, O. Le Fèvre, A. Paulino-Afonso, P. Cassata, V. Le Brun, B. C. Lemaux, D. Maccagni, L. Pentericci, R. Thomas, G. Zamorani, E. Zucca, R. Amorín, S. Bardelli, L. P. Cassarà, L. Guaita, N. P. Hathi, A. Koekemoer, D. Schaerer, M. Talia, J. Pforr, L. Tresse, S. Fotopoulou, and D. Vergani. The VIMOS Ultra-Deep Survey : the Ly α emission line morphology at $2 < z < 6$. *arXiv e-prints*, art. arXiv :2007.01322, July 2020.
- J. Richard, V. Patricio, J. Martinez, R. Bacon, B. Clement, P. Weilbacher, K. Soto, L. Wisotzki, J. Ver-net, R. Pello, J. Schaye, M. Turner, and T. Martinsson. MUSE observations of the lensing cluster SMACSJ2031.8-4036 : new constraints on the mass distribution in the cluster core. *??jnlMNRAS*, 446 :L16–L20, January 2015. doi : 10.1093/mnras/slu150.
- Johan Richard, Daniel P. Stark, Richard S. Ellis, Matthew R. George, Eiichi Egami, Jean-Paul Kneib, and Graham P. Smith. A Hubble and Spitzer Space Telescope Survey for Gravitationally Lensed Galaxies : Further Evidence for a Significant Population of Low-Luminosity Galaxies beyond $z = 7$. *??jnlApJ*, 685(2) :705–724, October 2008. doi : 10.1086/591312.
- Johan Richard, Graham P. Smith, Jean-Paul Kneib, Richard S. Ellis, A. J. R. Sanderson, L. Pei, T. A. Targett, D. J. Sand, A. M. Swinbank, H. Dannerbauer, P. Mazzotta, M. Limousin, E. Egami, E. Jullo, V. Hamilton-Morris, and S. M. Moran. LoCuSS : first results from strong-lensing analysis of 20 massive galaxy clusters at $z = 0.2$. *??jnlMNRAS*, 404(1) :325–349, May 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.16274.x.
- Johan Richard, Mathilde Jauzac, Marceau Limousin, Eric Jullo, Benjamin Clément, Harald Ebeling, Jean-Paul Kneib, Hakim Atek, Priya Natarajan, Eiichi Egami, Rachael Livermore, and Richard Bower. Mass and magnification maps for the Hubble Space Telescope Frontier Fields clusters : implications for high-redshift studies. *??jnlMNRAS*, 444(1) :268–289, October 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1395.
- Johan Richard, Adélaïde Claeysens, David Lagattuta, Lucia Guaita, Franz Erik Bauer, Roser Pello, David Carton, Roland Bacon, Geneviève Soucail, Gonzalo Prieto Lyon, Jean-Paul Kneib, Guillaume Mahler, Benjamin Clément, Wilfried Mercier, Andrei Variu, Amélie Tamone, Harald Ebeling, Kasper B. Schmidt, Themiya Nanayakkara, Michael Maseda, Peter M. Weilbacher, Nicolas Bouché, Rychard J. Bouwens, Lutz Wisotzki, Geoffroy de la Vieuville, Johany Martinez, and Vera Patrício. An atlas of MUSE observations towards twelve massive lensing clusters. *??jnlA&A*, 646 :A83, February 2021. doi : 10.1051/0004-6361/202039462.
- Adam G. Riess and Filippenko. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *??jnlAJ*, 116(3) :1009–1038, September 1998. doi : 10.1086/300499.
- H. P. Robertson. On the Foundations of Relativistic Cosmology. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15(11) :822–829, November 1929. doi : 10.1073/pnas.15.11.822.
- Piero Rosati, Stefano Borgani, and Colin Norman. The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies. *??jnlARA&A*, 40 :539–577, January 2002. doi : 10.1146/annurev.astro.40.120401.150547.
- J. Rosdahl and J. Blaizot. Extended Ly α emission from cold accretion streams. *??jnlMNRAS*, 423 (1) :344–366, June 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20883.x.
- J. Rosdahl, J. Blaizot, D. Aubert, T. Stranex, and R. Teyssier. RAMSES-RT : radiation hydrodynamics in the cosmological context. *??jnlMNRAS*, 436(3) :2188–2231, December 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1722.
- Martin M. Roth, Christer Sandin, Sebastian Kamann, Tim-Oliver Husser, Peter M. Weilbacher, Ana Monreal-Ibero, Roland Bacon, Mark den Brok, Stefan Dreizler, Andreas Kelz, Raffaella Anna

- Marino, and Matthias Steinmetz. MUSE crowded field 3D spectroscopy in NGC 300. I. First results from central fields. *??jnlA&A*, 618 :A3, October 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201833007.
- Rok Roškar, Victor P. Debattista, and Sarah R. Loebman. The effects of radial migration on the vertical structure of Galactic discs. *??jnlMNRAS*, 433(2) :976–985, August 2013. doi : 10.1093/mnras/stt788.
- Kate H. R. Rubin, J. Xavier Prochaska, David C. Koo, Andrew C. Phillips, Crystal L. Martin, and Lucas O. Winstrom. Evidence for Ubiquitous Collimated Galactic-scale Outflows along the Star-forming Sequence at $z \sim 0.5$. *??jnlApJ*, 794(2) :156, October 2014. doi : 10.1088/0004-637X/794/2/156.
- Gwen C. Rudie, Charles C. Steidel, Ryan F. Trainor, Olivera Rakic, Milan Bogosavljević, Max Pettini, Naveen Reddy, Alice E. Shapley, Dawn K. Erb, and David R. Law. The Gaseous Environment of High- z Galaxies : Precision Measurements of Neutral Hydrogen in the Circumgalactic Medium of $z \sim 2-3$ Galaxies in the Keck Baryonic Structure Survey. *??jnlApJ*, 750(1) :67, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/750/1/67.
- Axel Runnholm, Max Gronke, and Matthew Hayes. The Lyman Alpha Spectral Database (LASD). *??jnlPASP*, 133(1021) :034507, March 2021. doi : 10.1088/1538-3873/abe3ca.
- F. Sarron, C. Adami, F. Durret, and C. Laigle. Pre-processing of galaxies in cosmic filaments around AMASCFI clusters in the CFHTLS. *??jnlA&A*, 632 :A49, December 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201935394.
- D. Schaerer, M. Hayes, A. Verhamme, and R. Teyssier. Grid of $\text{Ly}\alpha$ radiation transfer models for interpreting distant galaxies. *??jnlA&A*, 531 :A12, July 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116709.
- Joop Schaye, Robert A. Crain, Richard G. Bower, Michelle Furlong, Matthieu Schaller, Tom Theuns, Claudio Dalla Vecchia, Carlos S. Frenk, I. G. McCarthy, John C. Helly, Adrian Jenkins, Y. M. Rosas-Guevara, Simon D. M. White, Maarten Baes, C. M. Booth, Peter Camps, Julio F. Navarro, Yan Qu, Alireza Rahmati, Till Sawala, Peter A. Thomas, and James Trayford. The EAGLE project : simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments. *??jnlMNRAS*, 446(1) :521–554, January 2015. doi : 10.1093/mnras/stu2058.
- K. B. Schmidt, T. Treu, G. B. Brammer, M. Bradač, X. Wang, M. Dijkstra, A. Dressler, A. Fontana, R. Gavazzi, A. L. Henry, A. Hoag, T. A. Jones, P. L. Kelly, M. A. Malkan, C. Mason, L. Pentericci, B. Poggianti, M. Stiavelli, M. Trenti, A. von der Linden, and B. Vulcani. Through the Looking GLASS : HST Spectroscopy of Faint Galaxies Lensed by the Frontier Fields Cluster MACSJ0717.5+3745. *??jnlApJ*, 782(2) :L36, February 2014. doi : 10.1088/2041-8205/782/2/L36.
- Peter Schneider, Jürgen Ehlers, and Emilio E. Falco. *Gravitational Lenses*. 1992. doi : 10.1007/978-3-662-03758-4.
- I. Schroetter, N. Bouché, M. Wendt, T. Contini, H. Finley, R. Pelló, R. Bacon, S. Cantalupo, R. A. Marino, J. Richard, S. J. Lilly, J. Schaye, K. Soto, M. Steinmetz, L. A. Straka, and L. Wisotzki. Muse Gas Flow and Wind (MEGAFLOW). I. First MUSE Results on Background Quasars. *??jnlApJ*, 833(1) :39, December 2016. doi : 10.3847/1538-4357/833/1/39.
- Ilane Schroetter, Nicolas Bouché, Céline Péroux, Michael T. Murphy, Thierry Contini, and Hayley Finley. The VLT SINFONI Mg II Program for Line Emitters (SIMPLE). II. Background Quasars Probing $Z \sim 1$ Galactic Winds. *??jnlApJ*, 804(2) :83, May 2015. doi : 10.1088/0004-637X/804/2/83.
- J. L. Sérsic. Influence of the atmospheric and instrumental dispersion on the brightness distribution in a galaxy. *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina*, 6 :41–43, February 1963.

- Alice E. Shapley, Charles C. Steidel, Max Pettini, and Kurt L. Adelberger. Rest-Frame Ultraviolet Spectra of $z \sim 3$ Lyman Break Galaxies. *??jnlApJ*, 588(1) :65–89, May 2003. doi : 10.1086/373922.
- Soniya Sharma, Johan Richard, Tiantian Yuan, Vera Patr icio, Lisa Kewley, Jane R. Rigby, Anshu Gupta, and Nicha Leethochawalit. Resolving star-forming clumps in a $z \sim 2$ lensed galaxy : a pixelated Bayesian approach. *??jnlMNRAS*, 505(1) :L1–L5, July 2021. doi : 10.1093/mnrasl/slab040.
- Sijing Shen, Piero Madau, Javiera Guedes, Lucio Mayer, J. Xavier Prochaska, and James Wadsley. The Circumgalactic Medium of Massive Galaxies at $z \sim 3$: A Test for Stellar Feedback, Galactic Outflows, and Cold Streams. *??jnlApJ*, 765(2) :89, March 2013. doi : 10.1088/0004-637X/765/2/89.
- Takatoshi Shibuya, Masami Ouchi, Kimihiko Nakajima, Takuya Hashimoto, Yoshiaki Ono, Michael Rauch, Jean-Rene Gauthier, Kazuhiro Shimasaku, Ryosuke Goto, Masao Mori, and Masayuki Umemura. What is the Physical Origin of Strong Ly α Emission? II. Gas Kinematics and Distribution of Ly α Emitters. *??jnlApJ*, 788(1) :74, June 2014. doi : 10.1088/0004-637X/788/1/74.
- Takatoshi Shibuya, Masami Ouchi, and Yuichi Harikane. Morphologies of $\sim 190,000$ Galaxies at $z = 0-10$ Revealed with HST Legacy Data. I. Size Evolution. *??jnlApJS*, 219(2) :15, August 2015. doi : 10.1088/0067-0049/219/2/15.
- Takatoshi Shibuya, Masami Ouchi, Mariko Kubo, and Yuichi Harikane. Morphologies of $\sim 190,000$ Galaxies at $z = 0-10$ Revealed with HST Legacy Data. II. Evolution of Clumpy Galaxies. *??jnlApJ*, 821(2) :72, April 2016. doi : 10.3847/0004-637X/821/2/72.
- Takatoshi Shibuya, Masami Ouchi, Yuichi Harikane, and Kimihiko Nakajima. Morphologies of $\sim 190,000$ Galaxies at $z = 0-10$ Revealed with HST Legacy Data. III. Continuum Profile and Size Evolution of Ly α Emitters. *??jnlApJ*, 871(2) :164, February 2019. doi : 10.3847/1538-4357/aaf64b.
- J. Silk. On the fragmentation of cosmic gas clouds. I. The formation of galaxies and the first generation of stars. *??jnlApJ*, 211 :638–648, February 1977. doi : 10.1086/154972.
- Joshua D. Simon and Marla Geha. The Kinematics of the Ultra-faint Milky Way Satellites : Solving the Missing Satellite Problem. *??jnlApJ*, 670(1) :313–331, November 2007. doi : 10.1086/521816.
- Renske Smit, A. M. Swinbank, Richard Massey, Johan Richard, Ian Smail, and J. P. Kneib. A gravitationally boosted MUSE survey for emission-line galaxies at $z \sim 5$ behind the massive cluster RCS 0224. *??jnlMNRAS*, 467(3) :3306–3323, May 2017. doi : 10.1093/mnras/stx245.
- Aaron Smith, Xiangcheng Ma, Volker Bromm, Steven L. Finkelstein, Philip F. Hopkins, Claude-Andr e Faucher-Gigu ere, and Duřan Kereř. The physics of Lyman α escape from high-redshift galaxies. *??jnlMNRAS*, 484(1) :39–59, March 2019. doi : 10.1093/mnras/sty3483.
- G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, J. Aymon, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, S. Gulkis, M. G. Hauser, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall, P. Keegstra, C. Lineweaver, K. Loewenstein, P. Lubin, J. Mather, S. S. Meyer, S. H. Moseley, T. Murdock, L. Rokke, R. F. Silverberg, L. Tenorio, R. Weiss, and D. T. Wilkinson. Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps. *??jnlApJ*, 396 :L1, September 1992. doi : 10.1086/186504.
- Hyunmi Song, Kwang-Il Seon, and Ho Seong Hwang. Ly α Radiative Transfer : Modeling Spectrum and Surface Brightness Profiles of Ly α -emitting Galaxies at $Z = 3-6$. *??jnlApJ*, 901(1) :41, September 2020. doi : 10.3847/1538-4357/abac02.

- A. Songaila, E. M. Hu, A. J. Barger, L. L. Cowie, G. Hasinger, B. Rosenwasser, and C. Waters. Complex Ly α Profiles in Redshift 6.6 Ultraluminous Ly α Emitters. *??jnlApJ*, 859(2) :91, June 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aac021.
- Kurt T. Soto, Simon J. Lilly, Roland Bacon, Johan Richard, and Simon Conseil. ZAP - enhanced PCA sky subtraction for integral field spectroscopy. *??jnlMNRAS*, 458(3) :3210–3220, May 2016. doi : 10.1093/mnras/stw474.
- G. Soucail, Y. Mellier, B. Fort, G. Mathez, and M. Cailloux. The giant arc in A 370 : spectroscopic evidence for gravitational lensing from a source at $Z=0.724$. *??jnlA&A*, 191 :L19–L21, February 1988.
- T. Sousbie. The persistent cosmic web and its filamentary structure - I. Theory and implementation. *??jnlMNRAS*, 414(1) :350–383, June 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18394.x.
- Kristine Spekkens, Riccardo Giovanelli, and Martha P. Haynes. The Cusp/Core Problem in Galactic Halos : Long-Slit Spectra for a Large Dwarf Galaxy Sample. *??jnlAJ*, 129(5) :2119–2137, May 2005. doi : 10.1086/429592.
- D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *??jnlApJS*, 148(1) :175–194, September 2003. doi : 10.1086/377226.
- D. N. Spergel, R. Bean, O. Doré, M. R. Nolta, C. L. Bennett, J. Dunkley, G. Hinshaw, N. Jarosik, E. Komatsu, L. Page, H. V. Peiris, L. Verde, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology. *??jnlApJS*, 170(2) :377–408, June 2007. doi : 10.1086/513700.
- Volker Springel, Simon D. M. White, Adrian Jenkins, Carlos S. Frenk, Naoki Yoshida, Liang Gao, Julio Navarro, Robert Thacker, Darren Croton, John Helly, John A. Peacock, Shaun Cole, Peter Thomas, Hugh Couchman, August Evrard, Jörg Colberg, and Frazer Pearce. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *??jnlNature*, 435(7042) :629–636, June 2005. doi : 10.1038/nature03597.
- Volker Springel, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. The large-scale structure of the Universe. *??jnlNature*, 440(7088) :1137–1144, April 2006. doi : 10.1038/nature04805.
- Volker Springel, Rüdiger Pakmor, Annalisa Pillepich, Rainer Weinberger, Dylan Nelson, Lars Hernquist, Mark Vogelsberger, Shy Genel, Paul Torrey, Federico Marinacci, and Jill Naiman. First results from the IllustrisTNG simulations : matter and galaxy clustering. *??jnlMNRAS*, 475(1) :676–698, March 2018. doi : 10.1093/mnras/stx3304.
- Daniel P. Stark, Richard S. Ellis, Johan Richard, Jean-Paul Kneib, Graham P. Smith, and Michael R. Santos. A Keck Survey for Gravitationally Lensed Ly α Emitters in the Redshift Range $8.5 < z < 10.4$: New Constraints on the Contribution of Low-Luminosity Sources to Cosmic Reionization. *??jnlApJ*, 663(1) :10–28, July 2007. doi : 10.1086/518098.
- Charles C. Steidel, Kurt L. Adelberger, Alice E. Shapley, Max Pettini, Mark Dickinson, and Mauro Giavalisco. Ly α Imaging of a Proto-Cluster Region at $\langle z \rangle = 3.09$. *??jnlApJ*, 532(1) :170–182, March 2000. doi : 10.1086/308568.

- Charles C. Steidel, Dawn K. Erb, Alice E. Shapley, Max Pettini, Naveen Reddy, Milan Bogosavljević, Gwen C. Rudie, and Olivera Rakic. The Structure and Kinematics of the Circumgalactic Medium from Far-ultraviolet Spectra of $z \sim 2-3$ Galaxies. *??jnlApJ*, 717(1) :289–322, July 2010. doi : 10.1088/0004-637X/717/1/289.
- Charles C. Steidel, Milan Bogosavljević, Alice E. Shapley, Juna A. Kollmeier, Naveen A. Reddy, Dawn K. Erb, and Max Pettini. Diffuse Ly α Emitting Halos : A Generic Property of High-redshift Star-forming Galaxies. *??jnlApJ*, 736(2) :160, August 2011. doi : 10.1088/0004-637X/736/2/160.
- Kyle R. Stewart, Tobias Kaufmann, James S. Bullock, Elizabeth J. Barton, Ariyeh H. Maller, Jürg Diemand, and James Wadsley. Observing the End of Cold Flow Accretion Using Halo Absorption Systems. *??jnlApJ*, 735(1) :L1, July 2011. doi : 10.1088/2041-8205/735/1/L1.
- G. S. Stinson, C. Brook, J. Xavier Prochaska, Joe Hennawi, Sijing Shen, J. Wadsley, Andrew Pontzen, H. M. P. Couchman, T. Quinn, Andrea V. Macciò, and Brad K. Gibson. MAGICC haloes : confronting simulations with observations of the circumgalactic medium at $z=0$. *??jnlMNRAS*, 425(2) :1270–1277, September 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21522.x.
- G. S. Stinson, C. Brook, A. V. Macciò, J. Wadsley, T. R. Quinn, and H. M. P. Couchman. Making Galaxies In a Cosmological Context : the need for early stellar feedback. *??jnlMNRAS*, 428(1) : 129–140, January 2013. doi : 10.1093/mnras/sts028.
- Joshua Suresh, Kate H. R. Rubin, Rahul Kannan, Jessica K. Werk, Lars Hernquist, and Mark Vogelsberger. On the OVI abundance in the circumgalactic medium of low-redshift galaxies. *??jnlMNRAS*, 465(3) :2966–2982, March 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2499.
- Joshua Suresh, Dylan Nelson, Shy Genel, Kate H. R. Rubin, and Lars Hernquist. Zooming in on accretion - II. Cold circumgalactic gas simulated with a super-Lagrangian refinement scheme. *??jnlMNRAS*, 483(3) :4040–4059, March 2019. doi : 10.1093/mnras/sty3402.
- Sherry H. Suyu, Tzu-Ching Chang, Frédéric Courbin, and Teppei Okumura. Cosmological Distance Indicators. *??jnlSpace Sci. Rev.*, 214(5) :91, August 2018. doi : 10.1007/s11214-018-0524-3.
- R. A. Swaters, B. F. Madore, Frank C. van den Bosch, and M. Balcells. The Central Mass Distribution in Dwarf and Low Surface Brightness Galaxies. *??jnlApJ*, 583(2) :732–751, February 2003. doi : 10.1086/345426.
- A. M. Swinbank, J. D. R. Vernet, Ian Smail, C. De Breuck, R. Bacon, T. Contini, J. Richard, H. J. A. Röttgering, T. Urrutia, and B. Venemans. Mapping the dynamics of a giant Ly α halo at $z = 4.1$ with MUSE : the energetics of a large-scale AGN-driven outflow around a massive, high-redshift galaxy. *??jnlMNRAS*, 449(2) :1298–1308, May 2015. doi : 10.1093/mnras/stv366.
- E. Tempel, R. S. Stoica, V. J. Martínez, L. J. Liivamägi, G. Castellan, and E. Saar. Detecting filamentary pattern in the cosmic web : a catalogue of filaments for the SDSS. *??jnlMNRAS*, 438(4) : 3465–3482, March 2014. doi : 10.1093/mnras/stt2454.
- R. Teyssier. Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES. *??jnlA&A*, 385 :337–364, April 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20011817.
- Romain Teyssier, Andrew Pontzen, Yohan Dubois, and Justin I. Read. Cusp-core transformations in dwarf galaxies : observational predictions. *??jnlMNRAS*, 429(4) :3068–3078, March 2013. doi : 10.1093/mnras/sts563.
- Christopher Thom, Jason Tumlinson, Jessica K. Werk, J. Xavier Prochaska, Benjamin D. Oppenheimer, Molly S. Peeples, Todd M. Tripp, Neal S. Katz, John M. O’Meara, Amanda Brady Ford,

- Romeel Davé, Kenneth R. Sembach, and David H. Weinberg. Not Dead Yet : Cool Circumgalactic Gas in the Halos of Early-type Galaxies. *??jnlApJ*, 758(2) :L41, October 2012. doi : 10.1088/2041-8205/758/2/L41.
- Ryan F. Trainor, Charles C. Steidel, Allison L. Strom, and Gwen C. Rudie. The Spectroscopic Properties of Ly α -Emitters at $z \sim 2.7$: Escaping Gas and Photons from Faint Galaxies. *??jnlApJ*, 809(1) :89, August 2015. doi : 10.1088/0004-637X/809/1/89.
- Christy A. Tremonti, Timothy M. Heckman, Guinevere Kauffmann, Jarle Brinchmann, Stéphane Charlot, Simon D. M. White, Mark Seibert, Eric W. Peng, David J. Schlegel, Alan Uomoto, Masataka Fukugita, and Jon Brinkmann. The Origin of the Mass-Metallicity Relation : Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. *??jnlApJ*, 613(2) :898–913, October 2004. doi : 10.1086/423264.
- T. Treu, K. B. Schmidt, G. B. Brammer, B. Vulcani, X. Wang, M. Bradač, M. Dijkstra, A. Dressler, A. Fontana, R. Gavazzi, A. L. Henry, A. Hoag, K. H. Huang, T. A. Jones, P. L. Kelly, M. A. Malkan, C. Mason, L. Pentericci, B. Poggianti, M. Stiavelli, M. Trenti, and A. von der Linden. The Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS). I. Survey Overview and First Data Release. *??jnlApJ*, 812(2) :114, October 2015. doi : 10.1088/0004-637X/812/2/114.
- Todd M. Tripp, Joseph D. Meiring, J. Xavier Prochaska, Christopher N. A. Willmer, J. Christopher Howk, Jessica K. Werk, Edward B. Jenkins, David V. Bowen, Nicolas Lehner, Kenneth R. Sembach, Christopher Thom, and Jason Tumlinson. The Hidden Mass and Large Spatial Extent of a Post-Starburst Galaxy Outflow. *Science*, 334(6058) :952, November 2011. doi : 10.1126/science.1209850.
- J. Tumlinson, J. K. Werk, C. Thom, J. D. Meiring, J. X. Prochaska, T. M. Tripp, J. M. O’Meara, M. Okrochkov, and K. R. Sembach. Multiphase Gas in Galaxy Halos : The O VI Lyman-limit System toward J1009+0713. *??jnlApJ*, 733(2) :111, June 2011. doi : 10.1088/0004-637X/733/2/111.
- Jason Tumlinson, Molly S. Peeples, and Jessica K. Werk. The Circumgalactic Medium. *??jnlARA&A*, 55(1) :389–432, August 2017. doi : 10.1146/annurev-astro-091916-055240.
- T. Urrutia, L. Wisotzki, J. Kerutt, K. B. Schmidt, E. C. Herenz, J. Klar, R. Saust, M. Werhahn, C. Diener, J. Caruana, D. Krajnović, R. Bacon, L. Boogaard, J. Brinchmann, H. Enke, M. Maseda, T. Nanayakkara, J. Richard, M. Steinmetz, and P. M. Weilbacher. The MUSE-Wide Survey : survey description and first data release. *??jnlA&A*, 624 :A141, April 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834656.
- Freeke van de Voort and Joop Schaye. Properties of gas in and around galaxy haloes. *??jnlMNRAS*, 423(4) :2991–3010, July 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20949.x.
- Frank C. van den Bosch. The origin of the density distribution of disc galaxies : a new problem for the standard model of disc formation. *??jnlMNRAS*, 327(4) :1334–1352, November 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04861.x.
- E. Vanzella, S. De Barros, G. Cupani, W. Karman, M. Gronke, I. Balestra, D. Coe, M. Mignoli, M. Brusa, F. Calura, G. B. Caminha, K. Caputi, M. Castellano, L. Christensen, A. Comastri, S. Cristiani, M. Dijkstra, A. Fontana, E. Giallongo, M. Giavalisco, R. Gilli, A. Grazian, C. Grillo, A. Koekemoer, M. Meneghetti, M. Nonino, L. Pentericci, P. Rosati, D. Schaerer, A. Verhamme, C. Vignali, and G. Zamorani. High-resolution Spectroscopy of a Young, Low-metallicity Optically Thin L = 0.02L* Star-forming Galaxy at $z = 3.12$. *??jnlApJ*, 821(2) :L27, April 2016. doi : 10.3847/2041-8205/821/2/L27.

- E. Vanzella, I. Balestra, M. Gronke, W. Karman, G. B. Caminha, M. Dijkstra, P. Rosati, S. De Barros, K. Caputi, C. Grillo, P. Tozzi, M. Meneghetti, A. Mercurio, and R. Gilli. Illuminating gas inflows/outflows in the MUSE deepest fields : Ly α nebulae around forming galaxies at $z \approx 3.3$. *MNRAS*, 465(4) :3803–3816, March 2017. doi : 10.1093/mnras/stw2442.
- E. Vanzella, G. B. Caminha, P. Rosati, A. Mercurio, M. Castellano, M. Meneghetti, C. Grillo, E. Sani, P. Bergamini, F. Calura, K. Caputi, S. Cristiani, G. Cupani, A. Fontana, R. Gilli, A. Grazian, M. Gronke, M. Mignoli, M. Nonino, L. Pentericci, P. Tozzi, T. Treu, I. Balestra, and M. Dijkstra. The MUSE Deep Lensed Field on the Hubble Frontier Field MACS0416. *A&A in press*, art. arXiv :2009.08458, September 2020a.
- E. Vanzella, M. Meneghetti, G. B. Caminha, M. Castellano, F. Calura, P. Rosati, C. Grillo, M. Dijkstra, M. Gronke, E. Sani, A. Mercurio, P. Tozzi, M. Nonino, S. Cristiani, M. Mignoli, L. Pentericci, R. Gilli, T. Treu, K. Caputi, G. Cupani, A. Fontana, A. Grazian, and I. Balestra. Candidate Population III stellar complex at $z = 6.629$ in the MUSE Deep Lensed Field. *MNRAS*, 494(1) : L81–L85, March 2020b. doi : 10.1093/mnras/slaa041.
- E. Vanzella, M. Meneghetti, A. Pastorello, F. Calura, E. Sani, G. Cupani, G. B. Caminha, M. Castellano, P. Rosati, V. D’Odorico, S. Cristiani, C. Grillo, A. Mercurio, M. Nonino, G. B. Brammer, and H. Hartman. Probing the circumstellar medium 2.8 Gyr after the big bang : detection of Bowen fluorescence in the Sunburst arc. *MNRAS*, 499(1) :L67–L71, December 2020c. doi : 10.1093/mnras/slaa163.
- E. Vanzella, G. B. Caminha, P. Rosati, A. Mercurio, M. Castellano, M. Meneghetti, C. Grillo, E. Sani, P. Bergamini, F. Calura, K. Caputi, S. Cristiani, G. Cupani, A. Fontana, R. Gilli, A. Grazian, M. Gronke, M. Mignoli, M. Nonino, L. Pentericci, P. Tozzi, T. Treu, I. Balestra, and M. Dijkstra. The MUSE Deep Lensed Field on the Hubble Frontier Field MACS J0416. Star-forming complexes at cosmological distances. *A&A*, 646 :A57, February 2021. doi : 10.1051/0004-6361/202039466.
- E. Ventou, T. Contini, N. Bouché, B. Epinat, J. Brinchmann, R. Bacon, H. Inami, D. Lam, A. Drake, T. Garel, L. Michel-Dansac, R. Pello, M. Steinmetz, P. M. Weilbacher, L. Wisotzki, and M. Carollo. The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. IX. Evolution of galaxy merger fraction since $z \approx 6$. *A&A*, 608 :A9, December 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201731586.
- A. Verhamme, D. Schaerer, and A. Maselli. 3D Ly α radiation transfer. I. Understanding Ly α line profile morphologies. *A&A*, 460(2) :397–413, December 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065554.
- A. Verhamme, D. Schaerer, H. Atek, and C. Tapken. 3D Ly α radiation transfer. III. Constraints on gas and stellar properties of $z \sim 3$ Lyman break galaxies (LBG) and implications for high- z LBGs and Ly α emitters. *A&A*, 491(1) :89–111, November 2008. doi : 10.1051/0004-6361:200809648.
- A. Verhamme, I. Orlitová, D. Schaerer, Y. Izotov, G. Worseck, T. X. Thuan, and N. Guseva. Lyman- α spectral properties of five newly discovered Lyman continuum emitters. *A&A*, 597 :A13, January 2017. doi : 10.1051/0004-6361/201629264.
- A. Verhamme, T. Garel, E. Ventou, T. Contini, N. Bouché, EC Herenz, J. Richard, R. Bacon, KB Schmidt, M. Maseda, RA Marino, J. Brinchmann, S. Cantalupo, J. Caruana, B. Clément, C. Diener, AB Drake, T. Hashimoto, H. Inami, J. Kerutt, W. Kollatschny, F. Leclercq, V. Patrićio, J. Schaye, L. Wisotzki, and J. Zabl. Recovering the systemic redshift of galaxies from their Lyman alpha line profile. *MNRAS*, 478(1) :L60–L65, July 2018. doi : 10.1093/mnrasl/sly058.

- Anne Verhamme, Ivana Orlitová, Daniel Schaerer, and Matthew Hayes. Using Lyman- α to detect galaxies that leak Lyman continuum. *??jnlA&A*, 578 :A7, June 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201423978.
- Markus Wadepuhl and Volker Springel. Satellite galaxies in hydrodynamical simulations of Milky Way sized galaxies. *??jnlMNRAS*, 410(3) :1975–1992, January 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17576.x.
- A. G. Walker. On Riemannian spaces with spherical symmetry about a line, and the conditions for isotropy in general relativity. *The Quarterly Journal of Mathematics*, 1 :81–93, January 1935. doi : 10.1093/qmath/os-6.1.81.
- D. Walsh, R. F. Carswell, and R. J. Weymann. 0957+561 A, B : twin quasistellar objects or gravitational lens? *??jnlNature*, 279 :381–384, May 1979. doi : 10.1038/279381a0.
- Fabian Walter, Elias Brinks, W. J. G. de Blok, Frank Bigiel, Jr. Kennicutt, Robert C., Michele D. Thornley, and Adam Leroy. THINGS : The H I Nearby Galaxy Survey. *??jnlAJ*, 136(6) :2563–2647, December 2008. doi : 10.1088/0004-6256/136/6/2563.
- M. L. Weil, V. R. Eke, and G. Efstathiou. The formation of disc galaxies. *??jnlMNRAS*, 300(3) : 773–789, November 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01931.x.
- Peter M. Weilbacher, Ana Monreal-Ibero, Anne Verhamme, Christer Sandin, Matthias Steinmetz, Wolfram Kollatschny, Davor Krajinović, Sebastian Kamann, Martin M. Roth, Santiago Erroz-Ferrer, Raffaella Anna Marino, Michael V. Maseda, Martin Wendt, Roland Bacon, Stefan Dreizler, Johan Richard, and Lutz Wisotzki. Lyman-continuum leakage as dominant source of diffuse ionized gas in the Antennae galaxy. *??jnlA&A*, 611 :A95, April 2018. doi : 10.1051/0004-6361/201731669.
- Peter M. Weilbacher, Ralf Palsa, Ole Streicher, Roland Bacon, Tanya Urrutia, Lutz Wisotzki, Simon Conseil, Bernd Husemann, Aurélien Jarno, Andreas Kelz, Arlette Pécontal-Rousset, Johan Richard, Martin M. Roth, Fernando Selman, and Joël Vernet. The data processing pipeline for the MUSE instrument. *??jnlA&A*, 641 :A28, September 2020. doi : 10.1051/0004-6361/202037855.
- Steven Weinberg. *Gravitation and Cosmology : Principles and Applications of the General Theory of Relativity*. 1972.
- Benjamin J. Weiner, Alison L. Coil, Jason X. Prochaska, Jeffrey A. Newman, Michael C. Cooper, Kevin Bundy, Christopher J. Conselice, Aaron A. Dutton, S. M. Faber, David C. Koo, Jennifer M. Lotz, G. H. Rieke, and K. H. R. Rubin. Ubiquitous Outflows in DEEP2 Spectra of Star-Forming Galaxies at $z = 1.4$. *??jnlApJ*, 692(1) :187–211, February 2009. doi : 10.1088/0004-637X/692/1/187.
- Jessica K. Werk, J. Xavier Prochaska, Sebastiano Cantalupo, Andrew J. Fox, Benjamin Oppenheimer, Jason Tumlinson, Todd M. Tripp, Nicolas Lehner, and Matthew McQuinn. The COS-Halos Survey : Origins of the Highly Ionized Circumgalactic Medium of Star-Forming Galaxies. *??jnlApJ*, 833(1) :54, December 2016. doi : 10.3847/1538-4357/833/1/54.
- S. D. M. White and M. J. Rees. Core condensation in heavy halos : a two-stage theory for galaxy formation and clustering. *??jnlMNRAS*, 183 :341–358, May 1978. doi : 10.1093/mnras/183.3.341.
- Rik J. Williams, Smita Mathur, Fabrizio Nicastro, Martin Elvis, Jeremy J. Drake, Taotao Fang, Fabrizio Fiore, Yair Krongold, Q. Daniel Wang, and Yangsen Yao. Probing the Local Group Medium toward Markarian 421 with Chandra and the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. *??jnlApJ*, 631(2) :856–867, October 2005. doi : 10.1086/431343.

- L. Wisotzki, R. Bacon, J. Blaizot, J. Brinchmann, E. C. Herenz, J. Schaye, N. Bouché, S. Cantalupo, T. Contini, C. M. Carollo, J. Caruana, J. B. Courbot, E. Emsellem, S. Kamann, J. Kerutt, F. Leclercq, S. J. Lilly, V. Patrício, C. Sandin, M. Steinmetz, L. A. Straka, T. Urrutia, A. Verhamme, P. M. Weilbacher, and M. Wendt. Extended Lyman α haloes around individual high-redshift galaxies revealed by MUSE. *??jnlA&A*, 587 :A98, March 2016. doi : 10.1051/0004-6361/201527384.
- L. Wisotzki, R. Bacon, J. Brinchmann, S. Cantalupo, P. Richter, J. Schaye, K. B. Schmidt, T. Urrutia, P. M. Weilbacher, M. Akhlaghi, N. Bouché, T. Contini, B. Guiderdoni, E. C. Herenz, H. Inami, J. Kerutt, F. Leclercq, R. A. Marino, M. Maseda, A. Monreal-Ibero, T. Nanayakkara, J. Richard, R. Saust, M. Steinmetz, and M. Wendt. Nearly all the sky is covered by Lyman- α emission around high-redshift galaxies. *??jnlNature*, 562(7726) :229–232, October 2018. doi : 10.1038/s41586-018-0564-6.
- Jin Wu, Linhua Jiang, and Yuanhang Ning. Diffuse Ly α Halos around 300 Spectroscopically Confirmed Ly α Emitters at $z \sim 5.7$. *??jnlApJ*, 891(2) :105, March 2020. doi : 10.3847/1538-4357/ab7333.
- Rui Xue, Kyoung-Soo Lee, Arjun Dey, Naveen Reddy, Sungryong Hong, Moire K. M. Prescott, Hanae Inami, Buell T. Jannuzi, and Anthony H. Gonzalez. The Diversity of Diffuse Ly α Nebulae around Star-forming Galaxies at High Redshift. *??jnlApJ*, 837(2) :172, March 2017. doi : 10.3847/1538-4357/837/2/172.
- T. Yamada, Y. Matsuda, K. Kousai, T. Hayashino, N. Morimoto, and M. Umemura. Profiles of Ly α Emission Lines of the Emitters at $z = 3.1$. *??jnlApJ*, 751(1) :29, May 2012. doi : 10.1088/0004-637X/751/1/29.
- Johannes Zabl, Nicolas F. Bouché, Ilane Schroetter, Martin Wendt, Hayley Finley, Joop Schaye, Simon Conseil, Thierry Contini, Raffaella A. Marino, Peter Mitchell, Sowgat Muzahid, Gabriele Pezzulli, and Lutz Wisotzki. MUSE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) II. A study of gas accretion around $z \approx 1$ star-forming galaxies with background quasars. *??jnlMNRAS*, 485(2) : 1961–1980, May 2019. doi : 10.1093/mnras/stz392.
- Johannes Zabl, Nicolas F. Bouché, Lutz Wisotzki, Joop Schaye, Floriane Leclercq, Thibault Garel, Martin Wendt, Ilane Schroetter, Sowgat Muzahid, Sebastiano Cantalupo, Thierry Contini, Roland Bacon, Jarle Brinchmann, and Johan Richard. MUSE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) VIII. Discovery of a MgII emission halo probed by a quasar sightline. *??jnlMNRAS*, 507(3) : 4294–4315, November 2021. doi : 10.1093/mnras/stab2165.
- T. Zafar, C. Péroux, A. Popping, B. Milliard, J. M. Deharveng, and S. Frank. The ESO UVES advanced data products quasar sample. II. Cosmological evolution of the neutral gas mass density. *??jnlA&A*, 556 :A141, August 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321154.
- Y. B. Zel'Dovich. Reprint of 1970A&A.....5...84Z. Gravitational instability : an approximate theory for large density perturbations. *??jnlA&A*, 500 :13–18, March 1970.
- Zheng Zheng and Joshua Wallace. Anisotropic Lyman-alpha Emission. *??jnlApJ*, 794(2) :116, October 2014. doi : 10.1088/0004-637X/794/2/116.
- A. Zitrin, J. Moustakas, L. Bradley, D. Coe, L. A. Moustakas, M. Postman, X. Shu, W. Zheng, N. Benítez, R. Bouwens, T. Broadhurst, H. Ford, O. Host, S. Jouvel, A. Koekemoer, M. Meneghetti, P. Rosati, M. Donahue, C. Grillo, D. Kelson, D. Lemze, E. Medezinski, A. Molino, M. Noino, and S. Ogaz. CLASH : Discovery of a Bright $z \sim 6.2$ Dwarf Galaxy Quadruply Lensed by MACS J0329.6-0211. *??jnlApJ*, 747(1) :L9, March 2012. doi : 10.1088/2041-8205/747/1/L9.
- F. Zwicky. On the Probability of Detecting Nebulae Which Act as Gravitational Lenses. *Physical Review*, 51(8) :679–679, April 1937. doi : 10.1103/PhysRev.51.679.