



**HAL**  
open science

# Etude et caracterisation du gaz tiède autour des galaxies

Maxime Cherrey

► **To cite this version:**

Maxime Cherrey. Etude et caracterisation du gaz tiède autour des galaxies. Astrophysique [astro-ph].  
Université Claude Bernard - Lyon I, 2024. Français. NNT : 2024LYO10187 . tel-04806999

**HAL Id: tel-04806999**

**<https://theses.hal.science/tel-04806999v1>**

Submitted on 27 Nov 2024

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

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

# THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

**Ecole Doctorale N° 52 PHAST**  
**Ecole Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon**

**Discipline :**  
Astrophysique

Soutenue publiquement le 18/10/2024, par:  
**Maxime CHERREY**

---

## Étude et caractérisation du gaz tiède autour des galaxies

---

Devant le jury composé de :

BLAIZOT, Jeremy	Astronome, CRAL, Lyon	Président
NOTERDAEME, Pasquier	Chargé de recherche CNRS, IAP, Paris	Rapporteur
VERHAMME, Anne	Professeure associée, Observatoire de Genève	Rapporteuse
PIERI, Matthew	Professeur des universités, LAM, Marseille	Examineur
SOUCAIL, Geneviève	Astronome, IRAP, Toulouse	Examinatrice
BOUCHÉ, Nicolas	Chargé de recherche, CRAL, Lyon	Directeur de thèse





# Remerciements

En premier lieu, je tiens ici à remercier tout particulièrement mon directeur de thèse Nicolas Bouché pour ses conseils, son soutien constant, sa disponibilité et sa patience. C'est grâce à ses remises en questions régulières, à ses critiques constructives et aux nombreuses discussions que nous avons eues que j'ai pu finalement réaliser ce travail de thèse.

Je tiens également à remercier les membres du jury qui ont accepté de prendre du temps pour examiner mon travail et de se déplacer à ma soutenance.

De façon générale, je voudrais remercier toutes les personnes avec qui j'ai interagi scientifiquement et humainement dans le cadre de cette thèse. En premier lieu les membres de l'équipe MEGAFLOW : Martin, Ilane, Johannes et Ivanna. Leur regard bienveillant et constructif a été d'une aide précieuse. Je remercie également les membres de l'observatoire de Lyon (permanents ou non) et parmi eux, tout particulièrement Antoine, Jules, Camille, Théo, Yucheng, Bianca, Alexandre. Je suis également reconnaissant envers les membres du consortium MUSE que j'ai pu rencontrer durant les Busy Week à travers l'Europe et qui m'ont beaucoup aidé dans la réalisation de mes articles scientifiques.

Il est également important pour moi de mentionner celles et ceux qui m'ont soutenu sur le plan personnel durant ces trois années. Je remercie affectueusement Cécile qui a été à mes côtés tout au long de cette thèse (elle en sait long désormais sur le CGM, la matière noire et la physique des galaxies). Je la remercie pour sa patience, ses conseils (toujours justes !) et ces cinq dernières années partagées ensemble.

Merci également à tous les copains et en particulier à Olimpiu (toujours là !), Tibo, Henri et Matthieu ainsi que Manu et Etienne (qui ont vécu l'épreuve de la thèse en même temps que moi). Merci aussi à tout les autres que je ne nomme pas ici.

Enfin, merci à mes parents pour leur soutien inconditionnel et merci à Clément mon frère, toujours source d'inspiration, de remises en question et de discussions inégalables !

Enfin j'ai une pensée pour celles et ceux qui ont disparu durant cette thèse et qui ont compté pour moi : ma grand-mère, mon grand-père, Odile ainsi que le vieux Soon.





# Résumé

Le Milieu Circumgalactique (CGM) désigne la zone située autour des galaxies qui constitue l'interface entre celles-ci et le milieu intergalactique. Le gaz qu'il contient provient notamment de phénomènes d'accrétion permettant d'alimenter la formation d'étoiles sur de longues périodes, et d'éjections provenant de l'explosion de supernovae et causant des vents galactiques. Aujourd'hui le CGM constitue un test pour les modèles théoriques et les simulations qui ne parviennent pas encore à reproduire l'ensemble de ses caractéristiques physiques. Du point de vue observationnel, son étude est rendue compliquée par son aspect multi-phase et sa faible densité. Celle-ci implique une faible brillance de surface qui le rend presque invisible en émission avec les instruments actuels. C'est pourquoi il est, la plupart du temps, étudié en absorption, notamment grâce à des lignes de visée de quasars. Dans cette thèse nous avons tenté d'améliorer la connaissance de la phase tiède du CGM ( $T \approx 10^4\text{K}$ ) en nous basant sur le doublet d'absorption à 2796,2803 Å du Mg II. Pour cela nous avons utilisé l'échantillon MEGAFLOW qui se compose de 22 champs de quasars observés avec le spectrographe intégral de champs MUSE et le spectrographe haute résolution UVES. Le large champ de vue de MUSE et sa grande sensibilité le rendent idéal pour détecter les galaxies causant les absorptions. Cet échantillon, parmi les plus larges disponibles actuellement, est particulièrement adapté à l'étude du CGM des galaxies actives à redshift  $0.4 < z < 1.5$ . Dans un premier temps nous nous sommes intéressés aux galaxies isolées, car celles-ci peuvent être associées sans ambiguïté aux absorptions Mg II observées. Nous avons mesuré leur profil d'absorption en fonction du paramètre d'impact et étudié sa dépendance à différentes propriétés (masses stellaires, taux de formation d'étoiles et redshift). Dans un second temps nous avons conduit une analyse similaire pour les groupes de galaxies en les identifiant à l'aveugle grâce à une méthode combinant deux algorithmes de détection. Nous constatons d'abord que les absorptions de Mg II sont principalement causées par des petits ensembles de galaxies (1 à 3) compatibles avec la corrélation naturelle et non par des groupes. La sélection rigoureuse des galaxies isolées permet d'obtenir une faible dispersion autour du profil d'absorption. Celui-ci s'étend sensiblement plus loin que ceux prédit par les simulations actuelles. Il semble en particulier que toutes les galaxies ayant une masse  $> 10^9 M_\odot$  présentent une absorption  $> 0.1 \text{ \AA}$  dans un paramètre d'impact de 50 kpc. Nous observons également que l'étendue des absorptions Mg II est significativement plus importante le long du petit axe que le long du grand axe ce qui indique le rôle prépondérant des vents sur le CGM. D'autre part, Les halos de Mg II s'étendent beaucoup plus loin pour les groupes que pour les galaxies isolées, et ce, même pour des masses de halos similaires et quelle que soit la définition du paramètre d'impact utilisée. Cela témoigne des mécanismes différents pour ces deux environnements. L'intensité et la probabilité des absorptions Mg II est positivement corrélée au SFR et à la masse stellaire. Elles ont également tendance à stagner ou diminuer avec le temps cosmique ce qui indique que la phase tiède ne croît pas comme les halos de matière noire. Nos observations favorisent plutôt le scénario de halos de

gaz qui suivent la baisse du SFR cosmique. Enfin nous avons exploré de possibles liens entre les propriétés des halos de matière noire et les absorptions traçant la phase tiède. Nous pensons que le travail présenté ici mériterait d'être prolongé sur d'autres populations de galaxies et d'être comparé à des simulations afin de mieux contraindre les processus gouvernant l'évolution des galaxies.

# Abstract

The Circumgalactic Medium (CGM) refers to the area surrounding galaxies that constitutes the interface between them and the intergalactic medium. The gas it contains originates, in particular, from accretion mechanisms which fuel star formation over long periods, and from ejections caused by supernova explosions that create galactic winds. Today, the CGM presents a test for theoretical models and simulations, which have not yet succeeded in reproducing all of its physical characteristics. Observationally, studying the CGM is challenging because of its multi-phase nature and low density. Its low surface brightness, makes it almost invisible in emission with current instruments. Therefore, it is mostly studied in absorption, particularly through quasar sightlines. In this thesis, we aimed to improve the understanding of the warm phase of the CGM ( $T \approx 10^4$  K) traced by the 2796,2803 Å Mg II absorption doublet. To this end, we used the MEGAFLOW sample, consisting of 22 quasar fields observed with the integral field spectrograph MUSE and the high-resolution spectrograph UVES. The wide field of view and high sensitivity of MUSE make it ideal for detecting galaxies causing the absorptions. This sample, one of the largest currently available, is particularly suited for studying the CGM of active galaxies at redshift  $0.4 < z < 1.5$ . First, we focused on isolated galaxies because they can be unambiguously associated with the observed Mg II absorptions. We measured their absorption profiles as a function of impact parameter and studied its dependence on various properties (stellar masses, star formation rates, and redshift). Subsequently, we conducted a similar analysis for galaxy groups, identifying them blindly using a method combining two detection algorithms. We find that Mg II absorptions are primarily caused by small ensembles of galaxies (1 to 3) compatible with natural correlation and not by groups. The rigorous selection of isolated galaxies results in a low dispersion around the absorption profile, which extends significantly further than those predicted by current simulations. In particular, all galaxies with masses  $> 10^9 M_\odot$  exhibit absorption  $> 0.1$  Å within an impact parameter of 50 kpc. We find that the extent of Mg II absorptions is significantly higher along the minor axis than along the major axis, indicating the predominant role of winds on the CGM. We also observe that Mg II halos extend much further for groups than for isolated galaxies, even for similar halo masses and regardless of the impact parameter definition used. This indicates different mechanisms at play in these two environments. The intensity and probability of Mg II absorptions are positively correlated with SFR and stellar mass. They also tend to stagnate or decrease with cosmic time, indicating that the warm phase does not grow like dark matter halos. Our observations favor a scenario where gas halos follow the decline of the cosmic SFR. Finally, we explored possible links between dark matter halo properties and absorptions tracing the warm phase. We believe that the work presented here deserves to be extended to other galaxy populations and compared to simulations to better constrain the processes governing galaxy evolution.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Notre vision de l'univers	1
1.2 Le modèle $\Lambda$ CDM (rappel de cosmologie et d'astrophysique)	3
1.2.1 Équations fondamentales	3
1.2.2 Évolution des halos de matière noire	5
1.2.3 Profils de matière noire	8
1.3 Galaxies et Quasars	9
1.3.1 Séquence principale	10
1.3.2 Relation entre masse stellaire et masse de halo	12
1.4 Le Milieu Circumgalactique	12
1.4.1 Techniques d'observation	18
1.4.2 La raie de Mg II.	20
1.5 Problématique de cette thèse	22
<b>2 Données observationnelles</b>	<b>23</b>
2.1 MUSE et UVES	23
2.2 L'échantillon MEGAFLOW	25
2.2.1 Stratégie	25
2.2.2 Réduction des données et construction du catalogue	25
2.2.3 Présentation de l'échantillon	28
2.2.4 Propriétés des galaxies	31
2.2.5 Comparaison avec d'autres échantillons	32
<b>3 Étude des galaxies isolées</b>	<b>37</b>
3.1 Position du problème	37
3.2 Sélection de l'échantillon	38
3.3 Modélisation avec Galpak	40
3.4 Résultats	43
3.4.1 Relation $W_r^{2796} - b$	43

## TABLE DES MATIÈRES

---

3.4.2	Fraction de couverture . . . . .	56
3.4.3	Rôle du SFR et de $z$ . . . . .	57
3.4.4	Rôle de l'inclinaison et de l'orientation . . . . .	59
3.4.5	Recherche de co-rotation du gaz . . . . .	61
3.4.6	Discussion et conclusions intermédiaires . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Étude des groupes de galaxies</b> . . . . .	<b>67</b>
4.1	Définition d'une sur-densité . . . . .	68
4.2	Algorithme de sélection des groupes . . . . .	69
4.3	Propriétés des groupes . . . . .	73
4.4	Résultats . . . . .	76
4.4.1	Fraction de couverture . . . . .	83
4.4.2	Discussion et conclusion intermédiaire . . . . .	87
<b>5</b>	<b>Relation entre halos de gaz et de matière noire</b> . . . . .	<b>91</b>
5.1	Décomposition disque - halo pour les galaxies isolées . . . . .	92
5.2	Relation masse du disque - masse du halo . . . . .	94
5.3	Profils d'hydrogène neutre et de matière noire . . . . .	95
5.4	Normalisation du profil de gaz tiède . . . . .	101
5.5	Lien entre coeurs et vents galactiques . . . . .	101
5.6	Discussion et conclusion intermédiaire . . . . .	105
<b>6</b>	<b>Discussion, Conclusions et perspective de la thèse.</b> . . . . .	<b>109</b>
6.1	Discussion et implications physiques . . . . .	109
6.2	Limitations . . . . .	118
6.3	Conclusions . . . . .	122
6.4	Perspectives . . . . .	123
<b>A</b>	<b>Annexes</b> . . . . .	<b>127</b>
A.1	Émission [O II] diffuse . . . . .	127
A.2	Article sur les galaxies isolées . . . . .	127
A.3	Article sur les groupes . . . . .	144

# Table des figures

1.1	Contenu en énergie de l'univers actuel. Source : Planck Collaboration et al. (2020).	2
1.2	Frise temporelle cosmique. Source : ESO.	3
1.3	modèle du "top hat" pour l'évolution des halos de matière noire. Source : J.Blaizot	7
1.4	Séquence de Hubble-Vaucouleurs classifiant les galaxies selon leur morphologie (Antonio Ciccolella, M. De Leo)	10
1.5	La séquence principale. Boogaard et al. (2018) pour les galaxies active à $z < 1$ (à gauche), George et al. (2019) dans l'univers local et présentant notamment des galaxies spirale passives (à droite).	11
1.6	Évolution du SFR cosmique (Madau & Dickinson, 2014).	12
1.7	Relation entre masse stellaire et masse du halo obtenue par différentes études. Source : Girelli et al. (2020).	13
1.8	Représentation Schématique du CGM. Source : Tumlinson et al. (2017).	16
1.9	Représentation schématique de la technique d'observation par ligne de visée de quasar (à gauche) et par absorption "down the barrel" (à droite).	20
1.10	Transitions électroniques du Mg II. Le doublet h et k est le principal doublet utilisé en absorption dans des lignes de visée. Source : Leenaarts et al. (2013).	21
2.1	<b>Haut gauche</b> : Les 4 unités du Very Large Telescope (VLT) sur le plateau du Cerro Paranal au Chili. <b>Haut droite</b> : l'instrument MUSE. <b>Bas gauche</b> : Principe de décomposition de la lumière à travers l'instrument. <b>Bas droite</b> : Illustration d'un <i>cube</i> de données : chaque tranche fournit une image à une longueur d'onde différente.	24
2.2	<b>A gauche</b> : distribution en magnitude pour toutes les galaxies de MEGAFLOW (en gris). Les galaxies détectées uniquement grâce à leur continuum sont représentées par le contour noir. Les champs peu profonds sont complets jusqu'à $r \approx 24.5$ mag et les champs profonds jusqu'à $r \approx 25$ mag. <b>A droite</b> : magnitude versus redshift pour toutes les sources avec un redshift $z > 0$ . Les quasars sont représentés par des points rouges. Les galaxies ayant ZCONF= 1 (2,3) sont représentées par des croix noires (points bleus) respectivement.	28
2.3	Limite de détection à $3\sigma$ de la raie à 2796 Å du Mg II dans les spectres UVES. La médiane est représentée en noire, les 25 <sup>eme</sup> et 75 <sup>eme</sup> pourcentiles sont représentés en bleu et les 10 <sup>eme</sup> et 90 <sup>eme</sup> pourcentiles sont représentés en gris. Le panel du bas indique le nombre de lignes de visée en fonction du redshift. Figure reprise de Bouché et al. (2024).	29



TABLE DES FIGURES

---

2.4	Distribution des absorptions dans MEGAFLOW en fonction du redshift (à gauche) et de la largeur équivalente (à droite). La première version du catalogue (DR1) est représentée par la ligne noire, tandis que la seconde version (DR2, utilisée ici) est indiquée en gris. La distribution de $W_r^{2796}$ fittée par Nestor et al. (2005) pour des quasars de SDSS est indiquée par la ligne tiretée bleue. . . . .	29
2.5	Distribution du nombre de galaxies par absorption dans l'intervalle de redshift $0.35 < z < 1.5$ couvrant la raie de [O II]. L'histogramme bleu représente le nombre de galaxies dans l'ensemble du champ de vue, tandis que l'histogramme gris indique le nombre de galaxies ayant un paramètre d'impact inférieur à 100 kpc. . . . .	31
2.6	Masses stellaires estimées par SED fitting en fonction du redshift pour les galaxies avec $z < 1.5$ . Les galaxies sans estimations (car continuum insuffisant) sont représentées par des flèches descendantes, à la valeurs de $\log(M_*/M_\odot) = 5$ . . . . .	32
2.7	Séquence principale des galaxies de l'échantillon MEGAFLOW situé à $0.4 < z < 1.5$ . Les galaxies sans masse stellaire estimée (car continuum insuffisant) sont représentées par des flèches vers la gauche, à la valeurs de $\log(M_*/M_\odot) = 6$ . Les galaxies sans SFR estimé (car flux [O II] trop faible) sont représentées par des flèches vers le bas, à la valeurs de $\log(\text{SFR}/(M_\odot \text{ /yr})) = -3$ . La couleur encode le redshift. . . . .	33
3.1	<b>Panel du haut</b> : comparaison entre le champ de vue MUSE et le rayon de viriel pour différentes masses de halo en fonction du redshift. La ligne rouge représente la masse médiane de halo pour notre échantillon (que nous choisissons comme distance d'isolement). Les lignes tiretées verticales délimitent notre sélection en redshift $0.4 < z < 1.5$ pour laquelle le rayon d'isolement est inclus dans le champ de vue de MUSE. <b>Panel du bas</b> : masses stellaires estimées par ajustement spectral en fonction du redshift pour les galaxies de MEGAFLOW à $z < 1.5$ . On considère que MEGAFLOW est complet dans $0.4 < z < 1.5$ jusqu'à $\log(M_*/M_\odot) = 9$ (indiqué par la ligne tiretée horizontale) et sélectionnons donc un notre échantillon au-dessus de cette valeur afin d'être complet en masse stellaire. L'échantillon <i>B</i> est représenté par les cercles ouverts et l'échantillon <i>A</i> par les points bleus. . . . .	39
3.2	Courbe de rotation universelle (URC) définie par Salucci & Persic (1997) (figure issu de cet article). . . . .	41
3.3	Exemple de chaîne MCMC pour un run GalPaK <sup>3D</sup> (ici la galaxie 11111). La convergence des différents paramètres est visible ainsi que l'évolution du $\chi^2$ . . . . .	42
3.4	Exemple de résultats fournit par GalPaK <sup>3D</sup> . De gauche à droite : la courbe de rotation en fonction du rayon, la carte de vitesse réelle de la galaxie modélisée et la carte de vitesse convoluée avec la PSF. . . . .	42
3.5	Catalogue des 66 galaxies isolées de l'échantillon <i>A</i> . Pour chaque galaxie le panel de gauche représente la carte de vitesse observée obtenue avec CAMEL avec un lissage spatial à 2 pixels. Le panel du milieu montre la carte de vitesse fittée par GalPaK <sup>3D</sup> et incluant la PSF. Le panel de droite montre le spectre normalisé du quasar du champ au niveau de la raie à 2796 Å du Mg II. Si une absorption Mg II est présente, son redshift est indiqué par une ligne verte verticale. Les galaxies 17072, 20077, 23086, 24038, 25087, 29084 ont des S/N trop faibles et leurs fits GalPaK <sup>3D</sup> sont considérés comme insuffisamment fiables (ce sont les points gris sur la figure 3.14) . . . . .	44
3.6	Suite de la figure 3.5 . . . . .	45
3.7	Suite de la figure 3.6 . . . . .	46

TABLE DES FIGURES

3.8	Suite de la figure 3.7 . . . . .	47
3.9	Suite de la figure 3.8 . . . . .	48
3.10	Suite de la figure 3.9 . . . . .	49
3.11	Suite de la figure 3.10 . . . . .	50
3.12	Suite de la figure 3.11 . . . . .	51
3.13	Suite de la figure 3.12 . . . . .	52
3.14	S/N (intégré avec <code>pyplatefit</code> ) versus rayon effectif estimé, normalisé par la largeur à mi-hauteur de la PSF pour les 66 galaxies isolées de l'échantillon <i>A</i> . Les galaxies pour lesquelles le modèle GalPaK <sup>3D</sup> semble fiable après inspection sont représentées par des points bleus, les autres par des points gris. . . . .	52
3.15	Représentation schématique de l'angle d'inclinaison $i$ et de l'angle d'azimut $\phi$ entre l'axe principale et la ligne de visée du quasar. Le panel de gauche représente la vue dans le plan du ciel, le panel de droite représente la vue dans le plan formé par la ligne de visée et la direction $Y$ perpendiculaire à elle. . . . .	53
3.16	<b>À gauche</b> : distribution des angles d'inclinaison estimés avec GalPaK <sup>3D</sup> pour les 55 galaxies isolées de l'échantillon <i>A</i> dominées par la rotation. Les points rouges représentent une distribution proportionnelle à la fonction sinus attendue. La ligne tiretée noire délimite les galaxies ayant une inclinaison suffisante ( $i > 30^\circ$ ) pour avoir une estimation de leur angle d'azimut. <b>À droite</b> : distribution des angles d'azimut $\phi$ entre axes principaux et lignes de visée pour les 46 galaxies isolées, dominées par la rotation et ayant une inclinaison suffisante $i > 30^\circ$ . . . . .	53
3.17	<b>À gauche</b> : $W_r^{2796}-b$ pour les deux échantillons de galaxies isolées <i>A</i> et <i>B</i> . Les points bleus représentent les galaxies de l'échantillon <i>A</i> , les points gris représentent les galaxies de l'échantillon <i>B</i> qui ne sont pas présent dans l'échantillon <i>A</i> , c'est-à-dire les galaxies isolées ayant $\log(M_*/M_\odot) < 9$ galaxies. La courbe bleue représente le fit de $W_r^{2796}-b$ pour l'échantillon <i>A</i> et les zones colorées l'intervalle de confiance à $1\sigma$ . Les fits obtenus par Dutta et al. (2020); Nielsen et al. (2013b); Huang et al. (2021) sont représentés ainsi que les valeurs binnées de Lan & Mo (2018). <b>À droite</b> : fraction de couverture de Mg II pour les 66 galaxies de l'échantillon <i>A</i> pour différents seuils de détection. Les zones colorées représentent les intervalles de confiance à $1\sigma$ . La ligne pointillée représente la fraction de couverture à 0.1 Å obtenue par Schroetter et al. (2021) sur MEGAFLOW pour les galaxies primaires (sans critère de sélection sur la masse stellaire). Les carrés représentent les fractions de couverture différentielles obtenues par Dutta et al. (2020) pour différentes limites de détection. Le panel du bas montre le paramètre d'impact $b$ correspondant à la fraction de couverture à 50% en fonction du seuil de détection pour notre échantillon <i>A</i> (ligne tiretée bleue) ainsi que pour Dutta et al. (2020) (ligne pointillée verte, les valeurs ont été interpolées). Nous représentons également $b_{50}$ pour les simulations TNG50 (DeFelippis et al., 2021) et EAGLE (Ho et al., 2020). . . . .	54
3.18	Fractions de couvertures comparées pour les galaxies isolées de l'échantillon <i>A</i> ( $\log(M_*/M_\odot) > 9$ ), de l'échantillon <i>B</i> (sans sélections sur les masses) et B-A ( $\log(M_*/M_\odot) < 9$ ). La fraction de couverture obtenue pour l'échantillon <i>B</i> est similaire à la fraction de couverture obtenue par Schroetter et al. (2021), comme attendu. Les zones colorées représentent les incertitudes à $1\sigma$ . . . . .	57

3.19	<p><b>De gauche à droite et de haut en bas</b> : <math>\log(M_*)</math>, <math>\log(\text{SFR})</math>, <math>\log(\text{sSFR})</math>, redshift, inclinaison <math>i</math>, angle d'azimut <math>\phi</math>, dispersion des vitesse à <math>2R_d</math>, vitesse circulaire à <math>2R_d</math> et <math>v/\sigma</math> à <math>2R_d</math> en fonction du paramètre d'impact pour les galaxies isolées. La couleur des points encode la largeur équivalente de l'absorption Mg II. Les galaxies non associées à une absorption sont représentées par des flèches vers le bas. Pour <math>M_*</math>, SFR, sSFR et <math>z</math> les 128 galaxies isolées de l'échantillon <math>B</math> sont représentées (les 66 galaxies isolées de l'échantillon <math>A</math> ayant <math>\log(M_*/M_\odot) &gt; 9</math> sont représenté par les gros points tandis que le reste des 128 galaxies de l'échantillon <math>B</math> ayant <math>\log(M_*/M_\odot) &lt; 9</math> sont représentées par des petits points). Pour l'inclinaison, la dispersion de vitesse, la vitesse circulaire et <math>v/\sigma</math>, seules les 55 galaxies de l'échantillon <math>A</math> dominées par la rotation sont représentées. Pour l'angle azimutal <math>\phi</math>, seules les 46 galaxies avec <math>i &gt; 30^\circ</math> sont représentées. . . . .</p>	58
3.20	<p>Représentation des absorptions et non absorptions en fonction de <math>b</math> et de <math>z</math> (en haut) et <math>\log(\text{SFR})</math> (en bas) pour l'échantillon <math>A</math>. La couleur de chaque point représente la largeur équivalente de l'absorption Mg II associée. Les galaxies non associées à une absorption sont représentées par des croix grises. Les paramètres d'impacts auxquels la largeur équivalente vaut <math>0.1 \text{ \AA}</math> et la fraction de couverture à <math>0.1 \text{ \AA}</math> vaut 50% sont respectivement représentés par la ligne rouge et la ligne tiretée bleu. Les zones colorées représentent les incertitudes à <math>1\sigma</math>. Sur la figure du haut, la ligne pointillée noire indique l'évolution du rayon de viriel, <math>R_{\text{vir}} \propto (1+z)^{-1}</math>, d'un halo de matière noire de masse <math>\log(M_h/M_\odot) = 11.7</math> (correspondant au rayon d'isolement utilisé). . . . .</p>	60
3.21	<p>Distribution des angles d'azimut estimés pour les galaxies de l'échantillon <math>A</math> associées à une absorption (panel du haut) ou non associées à une absorption (panel du bas). . . . .</p>	62
3.22	<p><b>À gauche</b> : <math>W_r^{2796}</math> vs <math>b</math> pour les 66 galaxies de l'échantillon <math>A</math>. Les fits log-linéaires sont représentés pour l'échantillon complet ainsi que pour les sous-échantillons à haut et bas <math>\phi</math> mais pas pour l'échantillon à <math>\phi</math> intermédiaires ainsi que celui à faible inclinaison en raison du faible nombre de cas à faible <math>b</math>. Les zones colorées représentent les intervalles de confiance à <math>1\sigma</math>. <b>À droite</b> : la fraction de couverture de Mg II à <math>0.1 \text{ \AA}</math> pour les échantillons à grand et faible angle d'azimut <math>\phi</math> respectivement représentés par les lignes rouges et bleues. Les zones colorées représentent les intervalles de confiance à <math>1\sigma</math>. . . . .</p>	62
3.23	<p>Différence de redshift entre les galaxies et leurs absorptions associées pour les galaxies de l'échantillon <math>A</math> qui sont dominées par la rotation et qui ont une inclinaison <math>i &gt; 30^\circ</math>. La différence de redshift est convertie en vitesse et représentée par le code couleur. Elle est montrée en fonction de l'angle d'azimut et du paramètre d'impact. Les galaxies qui ne sont pas associées à une absorption sont représentées par des flèches grises vers le bas. A gauche pour tout l'échantillon (46 galaxies), à droite pour les galaxies dont les halos ont une masse <math>M_h \leq 6 \times 10^{11} M_\odot</math>. . . . .</p>	64
4.1	<p>Représentation schématique des deux méthodes utilisées ici pour identifier les groupes de galaxies. À gauche, le Friends of Friends (FoF), à droite la méthode d'occupation des halos (HOM). . . . .</p>	69

4.2	<p>Comparaison des différentes estimations des masses de halos pour les 22 groupes de galaxies identifiés. <b>À gauche</b> : comparaison entre l'estimateur de Eke et al. (2004) que nous avons utilisé et l'estimateur de Lemaux et al. (2012). <b>À droite</b> : comparaison entre l'estimateur de Eke et al. (2004) et les masses de halos obtenues à partir des masses stellaires en utilisant la relation masse stellaire - masse de halo de Behroozi et al. (2019) . . . . .</p>	73
4.3	<p>Répartition des 25 groupes de plus de 4 galaxies de masse <math>\log(M_*/M_\odot) &gt; 9</math> par champs, en fonction du redshift. Les groupes sont représentés par les cercles bleus. Les quasars sont représentés par les étoiles rouges. Les absorptions Mg II détectées sont représentées par les marques verticales rouges. Les lignes pointillées verticales bleues indiquent la plage de détection de la raie de [O II] avec MUSE. Les lignes tiretées verticales vertes indiquent la plage de détection du doublet Mg II avec UVES. Dans le champ J0800p1849 deux groupes sont présents à des redshifts très proches (<math>z \approx 0.61</math>) et sont confondus sur la figure . . . . .</p>	77
4.4	<p><b>À gauche</b> : Masse du halo en fonction du redshift pour les 25 groupes de plus de 4 galaxies ayant <math>\log(M_*/M_\odot) &gt; 9</math>. <b>À droite</b> : Nombre de galaxies visibles dans le champ de vue de MUSE en fonction de la masse de halo et du redshift. Les groupes sont colorés en fonction de leur redshift. Les incertitudes sont à <math>1\sigma</math>. . . . .</p>	78
4.5	<p>Superposition des diagrammes de phase des 22 groupes de plus de 4 galaxies sélectionnés. Les galaxies sont représentées dans le référentiel du centre du groupe. La distance projetée au centre du groupe est normalisée par le rayon de viriel tandis que la vitesse relative le long de la ligne de visée est normalisée en fonction de la vitesse du viriel. Les cercles gris représentent les galaxies rejetées par l'algorithme des halos. Les lignes noires indiquent les caustiques des vitesses d'échappement calculées pour chaque groupe sous l'hypothèse d'un profil NFW. . . . .</p>	78
4.6	<p>Représentation des groupes de galaxies identifiés dans MEGAFLOW. <b>Colonne de gauche</b> : représentation dans le plan du ciel (ascension droite et déclinaison). Chaque point représente une galaxie. Les galaxies ayant une masse <math>\log(M_*/M_\odot) &lt; 9</math> sont représentées par des petits points. Les galaxies passives (avec un <math>sSFR &lt; 0.1 \text{ Gyr}^{-1}</math>) sont représentées en rouge. Les galaxies qui ont été exclues des groupes grâce à l'algorithme d'occupation des halos sont entourées par un cercle rouge. La croix orange indique le centre du groupe. L'étoile rouge en (0,0) représente la ligne de visée du quasar. Le cercle vert représente un rayon de 100 kpc autour de la ligne de visée. <b>Colonne du milieu</b> : représentation dans l'espace de phase (distance au centre du groupe selon l'axe <math>x</math> et vitesse relative par rapport au centre du groupe selon l'axe <math>y</math>). La ligne pointillée verticale indique le rayon de viriel du groupe. Les lignes noires indiquent la vitesse d'échappement du halo calculée à partir de la masse estimée du groupe sous l'hypothèse d'un profil NFW de matière noire. <b>Colonne de droite</b> : spectre normalisé du quasar de la ligne de visée. L'axe des <math>x</math> représente la vitesse relative au centre du groupe. La ligne verte verticale indique la vitesse relative estimée du système d'absorption Mg II. Les lignes verticales bleues représentent les vitesses relatives des différentes galaxies constituant le groupe. . . . .</p>	82

TABLE DES FIGURES

---

4.7	$W_r^{2796}$ en fonction du paramètre d'impact à la galaxie la plus proche de la ligne de visée (en haut à gauche), du paramètre d'impact au centre du groupe (en haut à droite), du paramètre d'impact à la galaxie la plus proche normalisé par son rayon de viriel (en bas à gauche) et du paramètre d'impact au centre du groupe normalisé par le rayon de viriel du groupe (en bas à droite). Chaque groupe est coloré en fonction de son redshift. Les groupes pour lesquels aucune absorption Mg II n'a été détectée sont représentés par des flèches vers le bas au niveau de la limite de détection. Les incertitudes représentées sont à $1\sigma$ . La ligne grise pointillée représente le meilleur fit de la forme $\log(W_r^{2796}) = a_1 \times b + a_0$ et la zone grisée correspond à l'incertitude à $1\sigma$ .	84
4.8	Fraction de couverture différentielle de Mg II pour les groupes de plus de 4 galaxies avec $\log(M_*/M_\odot) > 9$ pour différents seuils d'absorption ( $>0.1, 0.3$ et $0.5 \text{ \AA}$ ). <b>En haut</b> : en fonction de $b_{\min}$ et $b_{\text{center}}$ (en kpc). Les résultats sont comparés avec les résultats obtenus pour les galaxies isolées. <b>En bas</b> : en fonction de $b_{\min}/R_{\text{vir},\min}$ et $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ . Les zones colorées représentent les intervalles d'erreur à $1\sigma$ .	86
4.9	Distribution des largeurs équivalentes d'absorption Mg II pour les 116 systèmes d'absorptions présent dans MEGAFLOW à $0.3 < z < 1.5$ (en bleu) et pour les 20 groupes de plus de 4 galaxies ayant $\log(M_*/M_\odot) > 9$ présentant une absorption (en rose). Les distributions ont été normalisées afin de pouvoir être comparées.	88
5.1	Relation entre les paramètres $\alpha, \beta, \gamma$ du profil de matière noire de Di Cintio et al. (2014) et le ration entre la masse stellaire et la masse du halo. (figure reprise de Di Cintio et al., 2014).	94
5.2	Comparaison entre la masse du disque fitté par GalPaK <sup>3D</sup> et la masse stellaire provenant du SED fitting.	95
5.3	Relation $M_*-M_h$ . <b>À gauche</b> avec la masse de du disque fitté par GalPaK <sup>3D</sup> . <b>À droite</b> avec la masse stellaire obtenue par SED fitting	96
5.4	Schéma de l'intégration d'un profil de densité le long d'une ligne de visée.	96
5.5	Profil de HI versus profil de matière noire pour les groupes de galaxies. À gauche pour le paramètre d'impact par rapport au centre du groupe, à droite pour ce même paramètre d'impact normalisé par le rayon de viriel. Les points bleus avec l'axe de droite représentent la densité de colonne de HI obtenue à partir de la relation de Lan & Fukugita (2017) appliquée à nos mesures de $W_r^{2796}$ pour les 22 groupes. Les barres d'erreur sont à $1\sigma$ . La ligne bleue correspond au meilleur fit de la forme $\log(\Sigma_{\text{HI}}) = a_0 + a_1 \times b$ . Les lignes tiretées et pointillées avec l'axe de gauche représentent la densité de colonne de matière noire correspondant à un halo ayant la masse médiane ( $10^{12.2}M_\odot$ ) et le redshift médian (0.98) de nos groupes, et présentant un profil NFW (ligne tiretée verte), NFW tronqué au rayon de viriel (pointillés) ou de Diemer (2023) (ligne tiretée rouge).	98
5.6	Même figure que la figure 5.5 pour les galaxies isolées. Le profil de HI n'est pas représenté pour $b/R_{\text{vir}}$ car le fit est tiré vers le bas par la présence des non détection à faible $b/R_{\text{vir}}$ .	99

5.7	Profil de HI en fonction du paramètre d'impact pour les galaxies isolées (points bleus) et pour les groupes (croix rouges). Le paramètre d'impact pour les groupes est $b_{\text{center}}$ . La ligne continue bleu représente le fit du profil pour les galaxies isolées, la zone colorée représente l'incertitude à $1\sigma$ et les lignes pointillées bleues l'incertitude à $2\sigma$ . La masse totale de HI enclose est indiqué pour le meilleur fit et les intervalles à $\pm 2\sigma$ . Les profils de gaz en loi de puissance d'indice -1, -2, et -3 (tronqué à $0.6 \times R_{\text{vir}}$ ) sont indiqués par les lignes tiretée, pointillée et tiré-pointillée noires respectivement.	100
5.8	Largeur équivalente d'absorption $W_r^{2796}$ le long du petit axe ( $\phi > 60^\circ$ ) en fonction de $b$ , $b/R_{\text{vir}}$ et $b/r_s$ pour les galaxies isolées ayant une inclinaison $i > 30^\circ$ et dominées par la rotation $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$ (points bleus). Les autres galaxies de l'échantillon sont représentées par des points gris. Le meilleur fit logarithmique prenant en compte les incertitudes horizontales et verticales est indiqué par la ligne tiretée. La zone colorée représente l'intervalle d'erreur à $1\sigma$ .	102
5.9	Pente interne $\gamma$ du profil de matière noire estimée par GalPaK <sup>3D</sup> en fonction du SFR (à gauche) et du sSFR (à droite) pour les galaxies isolées dominées par la rotation. Les galaxies présentant des vents, c'est-à-dire ayant une inclinaison $i > 30^\circ$ , une orientation $\phi > 60^\circ$ et associées à une absorption $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ sont représentées par des points rouges.	104
5.10	Même figure que 5.9 en fonction du redshift.	104
5.11	$W_r^{2796}$ en fonction du paramètre d'impact. Les galaxies sont colorées selon qu'elles présentent un profil plutôt de type cusp ( $\gamma > 0.5$ en rouge) ou plutôt de type core ( $\gamma < 0.5$ en bleu) d'après les résultats de GalPaK <sup>3D</sup> . <b>À gauche</b> : les galaxies avec $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$ , $i > 30^\circ$ et $\phi > 60^\circ$ . Les galaxies dont les vents ont été étudiés par Schroetter et al. (2019) sont entourées d'un cercle vert. <b>À droite</b> : les galaxies avec $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$ , $i > 30^\circ$ et $\phi < 30^\circ$ .	105
5.12	Pente interne $\gamma$ des profils de matière noire en fonction des propriétés des vents dérivées par Schroetter et al. (2019). De gauche à droite et de haut en bas : le taux de masse éjecté $\dot{M}_{\text{out}}$ , la vitesse d'éjection $V_{\text{out}}$ , le facteur de charge $\eta$ et le taux de masse éjectée normalisé par la masse stellaire estimée par SED fitting $\dot{M}_{\text{out}}/M_\star$ . Les galaxies sont colorées en fonction du paramètre d'impact $b$ à la ligne de visée.	106
6.1	<b>À gauche</b> : séquence principale pour nos échantillon A et B. Les galaxies ayant un $\text{sSFR} < 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ et $\text{sSFR} < 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$ sont indiquées en orange et rouge respectivement. <b>À droite</b> : $W_r^{2796}$ vs $b$ pour les galaxies de l'échantillon A. Les galaxies passives sont indiquées et semblent présenter des absorptions, y compris à faible paramètre d'impact.	111
6.2	Origine des absorptions autour des galaxies isolées identifiées au chapitre 3 d'après les travaux de Weng et al. (2024) sur la simulation TNG50 (le fond du graphique est tiré de leur figure 9)	112

TABLE DES FIGURES

---

6.3	Comparaison entre les profils de densité de colonne que nous calculons pour les galaxies isolées dominées par la rotation avec $i > 30^\circ$ et $\phi > 60^\circ$ (points rouges, même échantillon que dans le chapitre 5) avec ceux présentés par Liang et al. (2016) (leur figure 7). Les flèches vers le bas représentent les non détections, les flèches vers le haut représentent les absorptions ayant $W_r^{2796} > 1 \text{ \AA}$ que nous considérons comme saturées, donc dont la densité de colonne est probablement sous-estimée. <b>En haut</b> : pour différents paramètres de simulation (efficacité de la formation d'étoile de 1% ou 10%, énergie injectée par les SNII 5 fois supérieure, implémentation des rayons cosmiques). <b>En bas</b> : pour différentes valeurs de redshift et pour différentes normalisations. . . . .	114
6.4	Comparaison entre les densités de colonne de Mg II mesurées pour les galaxies isolées dans MEGAFLOW (points rouges), avec les densités de colonnes estimées avec la simulation FIRE pour une galaxie de masse $M_h = 10^{12} M_\odot$ à $z = 0$ (Ji et al., 2020). La ligne pointillée trace le profil obtenu lorsque les rayons cosmiques sont implémentés. . . . .	115
6.5	Comparaison entre les densités de colonne de HI mesurées pour les galaxies isolées dans MEGAFLOW (points rouges), avec les densités de colonnes estimées avec la simulation AURIGA pour une galaxie de type voie lactée à $z = 0 - 0.3$ (Van de Voort et al., 2019). La ligne pointillée correspond à une résolution spatiale $\approx 1 \text{ kpc}$ , tandis que la ligne tiretée correspond à une résolution spatiale à masse constante $\approx 5.4 \times 10^4 M_\odot$ de gaz. . . . .	116
6.6	Comparaison entre les $W_r^{2796}$ mesurées par DeFelippis et al. (2021) à partir de la simulation TNG50 et un sous-échantillon de nos galaxies isolées correspondant à des caractéristiques similaires ( $z \approx 1$ et $11.5 < \log(M_h/M_\odot) < 12$ , les points bleus). Le reste de nos galaxies isolées est représenté par des points gris. . . . .	116
6.7	Comparaison entre les fractions de couverture pour $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$ calculées pour l'échantillon pré-sélectionné avec $\text{REW} > 0.5$ comme dans le sondage MEGAFLOW et l'échantillon sans pré-sélection. . . . .	120
A.1	Cartes d'émission [O II] pour les 25 groupes identifiés au chapitre 4. L'émission est soustraite du continuum et moyennée sur $\pm 500 \text{ km/s}$ autour du redshift du centre du groupe. Un filtre Gaussien de 2 spaxels est appliqué pour lisser les cartes. . . . .	142
A.2	Suite de la figure A.1 . . . . .	143

# Liste des tableaux

2.1	Champs observés (1) identifiant du champ; (2) nom du champ; (3) ascension droite du quasar [hh :mm :ss; J2000]; (4) déclinaison du quasar [dd :mm :ss; J2000]; (5) Temps d'exposition total [hr]; (6) redshift du quasar $z_{\text{QSO}}$ ; (7) magnitude $r$ du quasar; (8) Nombre d'absorptions Mg II dans le catalogue SDSS Zhu & Ménard (2013); (9) Nombre total d'absorptions Mg II); . . . . .	26
2.2	Répartition des galaxies selon leur catégorie et la qualité de l'estimation de leur redshift ZCONF. . . . .	30
3.1	Paramètres ajustés pour le modèle log-linéaire de la relation $W_r^{2796}-b$ (l'équation fittée est $\log W_r^{2796} = a_0 + a_1 b/\text{kpc} + a_2 \log(1+z) + a_3 \log(\text{SFR}/(\text{M}_\odot/\text{yr}))$ , voir eq. 3.3 et 3.8) pour l'échantillon $A$ ainsi que pour les échantillons à haut et bas $\phi$ . Les incertitudes sont à $1\sigma$ . . . . .	56
3.2	Fraction de couverture (eq. 3.7, 3.9) calculée pour l'échantillon $A$ ainsi que pour les sous-échantillons à haut et bas $\phi$ . L'équation fittée est $t = f(X_i, \theta) = k_1(\log b/\text{kpc} - k_2 \log(1+z) - k_3 \log(\text{SFR}/(\text{M}_\odot/\text{yr})) - k_0)$ . Les incertitudes indiquées sont à $1\sigma$ . . . . .	59
4.1	Présentation de l'échantillon des groupes de plus de 4 galaxies avec $\log(M_*/M_\odot) > 9$ identifiés dans MEGAFLOW. La colonne de gauche présente l'échantillon complet. La colonne de droite présente l'échantillon utilisé pour étudier les éventuelles absorption Mg II associées. . . . .	74
4.2	Caractéristique des groupes de plus de quatre galaxies ayant $\log(M_*/M_\odot) > 9$ identifiés dans MEGAFLOW. Les groupes sont classés par nombre de de membres. Les colonnes présentent : l'id du groupe (1), le champ (2), le nombre de membres (3), le redshift (4), les coordonnées angulaires (5 et 6), la masse du viriel estimée (7), le rayon de viriel estimé en kpc (8), la largeur équivalente de l'absorption associée Mg II (9), le paramètre d'impact par rapport au centre et normalisé par le rayon de viriel (10), le paramètre d'impact par rapport au membre le plus proche de la ligne de visée (11). . . . .	75
4.3	Paramètres ajustés pour le modèle de la relation $W_r^{2796}-b$ , (équation 3.3, $\log(W_r)(b) = a_1 \times b + a_0$ ), pour les 22 groupes de galaxies ayant $\log(M_*/M_\odot) > 9$ . Chaque ligne correspond à une définition différente du paramètre d'impact. Les incertitudes sont à $1-\sigma$ . . . . .	83
4.4	Paramètres ajustés des fractions de couverture calculées pour les 22 groupes de galaxies (équation 3.7, $t = k_1(\log b/\text{kpc} - k_0)$ . Les résultats sont donnés pour les différentes définitions du paramètre d'impact et pour différents seuils de largeur équivalente de Mg II. . . . .	85



LISTE DES TABLEAUX

---

5.1 Paramètres ajustés du modèle log-linéaire de  $H I-b$  (équation 3.3) pour les galaxies isolées ainsi que pour les groupes. Les incertitudes sont à  $1\sigma$ . La définition du paramètre d'impact utilisée est indiquée dans la première colonne. . . . . 99

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Notre vision de l'univers

Bien loin de l'approche scientifique moderne, certaines cosmogonies antiques (grecque, romaine, égyptienne) avaient pourtant déjà imaginé un univers né du chaos. Ce chaos ainsi que les astres étaient alors personnifiés en dieux ou en figures mythiques. L'astronomie se mêlait alors étroitement à la religion et à la philosophie. Dès l'antiquité pourtant, la notion d'orbite apparaît. Aristote et les pythagoriciens imaginent un univers composé de sphères concentriques tournant autour de la terre et portant les astres. Cette vision géocentrique, perfectionnée par Ptolémé au II<sup>e</sup> siècle et adoptée par l'église, perdurera durant tout le moyen-âge. Il faudra attendre le XVI<sup>e</sup> siècle pour que les observations de Copernic puis de Galillé (utilisant pour la première fois une lunette) et de Kepler remettent en cause ce modèle et proposent un univers héliocentrique. Cette vision sera vivement combattue par l'église. Les propositions de Giordano Bruno d'un univers infini dont le système solaire serait un infime composant, remettent trop brutalement en cause les dogmes religieux et lui vaudront finalement d'être brûlé vif en 1600. Un tournant est marqué en 1687 par Newton et son *Philosophiae naturalis principia mathematica* expliquant sa théorie de la gravitation. Son approche indubitablement moderne projette la science occidentale dans une nouvelle ère. Au XVIII<sup>e</sup> siècle, des astronomes tels que Wright, Messier ou Herschel, dressent les premiers catalogues de "nébuleuses". Incapables à l'époque de mesurer les distances importantes, ils ignorent que certaines d'entre elles sont en fait des galaxies. Néanmoins, la philosophie (notamment avec Kant) envisage déjà à cette époque le fait que nous vivions dans une galaxie parmi d'autres. Il faut attendre le début du XX<sup>e</sup> siècle pour que l'hypothèse de ces autres "univers îles" soit confirmée. En effet, Henrietta Leavitt, par l'étude de la relation entre période et luminosité des Céphéides, fournit en 1908 un moyen de mesurer l'éloignement des objets célestes. Edwinn Hubble l'utilisera en 1924 pour montrer que les céphéides de la nébuleuse M31 sont effectivement en dehors de notre voie lactée prouvant par là l'idée vertigineuse que certaines nébuleuses seraient effectivement d'autres galaxies. En 1929, il utilise les mesures de spectroscopie (raies d'émission et d'absorption) de Vesto Slipher afin d'étudier l'effet Doppler causé par le mouvement des galaxies. Il découvre ainsi que la plupart d'entre elles semblent s'éloigner de nous avec une vitesse d'autant plus grande qu'elles sont lointaines. L'univers serait donc en expansion. Cela avait déjà été envisagée en 1922 par les travaux théoriques d'Alexandre Friedmann puis en 1927 par le physicien belge Georges Lemaître qui avait imaginé un univers originellement contenu dans "atome primitif". Cette théorie s'appuyant

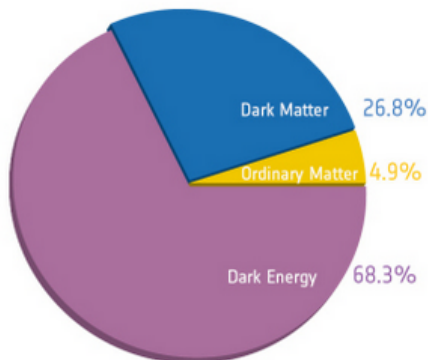


FIGURE 1.1 – Contenu en énergie de l'univers actuel. Source : [Planck Collaboration et al. \(2020\)](#).

essentiellement sur la relativité générale développée par Einstein en 1915 finira par rester sous le nom de théorie du big bang à la suite d'une plaisanterie du physicien Fred Hoyle à la télévision en 1949. Les premières observations du fond diffus cosmologiques (CMB) en 1964 par Penzias et Wilson conforteront cette théorie.

Dans ce nouveau cadre cosmologique plusieurs observations astrophysiques semblent néanmoins problématiques. En 1933 l'astronome Suisse Fritz Zwicky observe les mouvements de sept galaxies dans l'amas de Coma et trouve une incompatibilité entre la masse "lumineuse" (déduite de la luminosité des galaxies) et la masse "dynamique" (déduite de leurs mouvements). La masse dynamique serait en fait 400 fois plus importante. Il propose alors l'existence d'une matière "noire", qui peuplerait l'amas de Coma. Mais cette proposition ne sera pas reprise immédiatement. En 1957, Van de Hulst étudie la rotation de la galaxie d'Andromède par effet Doppler de la raie à 21 cm de l'hydrogène. Il constate qu'elle tourne anormalement vite dans sa partie externe en comparaison avec ce qui serait attendu si la lumière émise rendait compte de sa masse. Il manque donc là aussi de la masse pour expliquer la courbe de rotation de la galaxie. En 1970, l'astronome américaine Vera Rubin conduit le même type d'étude sur plusieurs galaxies et arrive aux mêmes conclusions. Les galaxies semblent donc entourées d'une matière massive mais non visible, tout comme l'avait proposé Zwicky pour les amas. Ce nouvel ingrédient, cette "matière noire" a depuis été largement incorporée dans la théorie moderne et semble faire partie intégrante de l'univers bien que sa nature demeure encore aujourd'hui inconnue. Depuis les années 70, de nombreuses observations plus profondes, plus précises, plus systématiques ainsi que des simulations informatiques ont permis d'affiner notre modèle d'univers. Néanmoins l'idée et les ingrédients n'ont pas changé : l'univers serait né au moment du Big Bang il y a 13.8 milliards d'années, il serait en expansion accélérée sous l'effet d'une force de nature inconnue (apparaissant comme une constante  $\Lambda$  dans les équations) représentant 68.3% de son contenu en énergie. Il se composerait pour le reste de 4.9% de matière ordinaire, dite baryonique et de 26.8% de matière noire dite froide, c'est-à-dire se déplaçant à des vitesses non relativistes. La composition supposée de l'univers est illustrée Figure 1.1. Autrement dit nous ignorons la nature concrète de ce qui formerait 95.1% du contenu de l'univers. Ce modèle, qui constitue le paradigme actuel en cosmologie et en astrophysique est communément dénoté  $\Lambda$  Cold Dark Matter ou  $\Lambda$ CDM.

## 1.2. LE MODÈLE $\Lambda$ CDM (RAPPEL DE COSMOLOGIE ET D'ASTROPHYSIQUE)

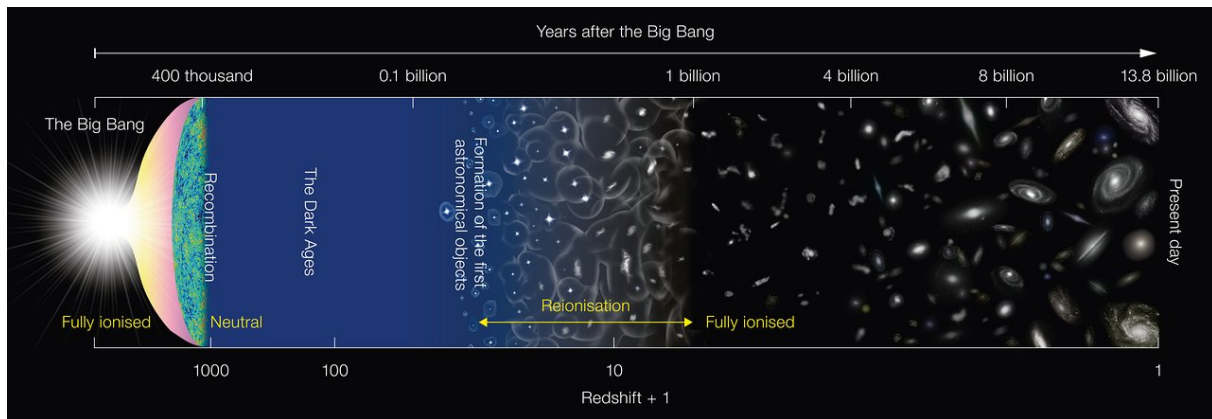


FIGURE 1.2 – Frise temporelle cosmique. Source : ESO.

## 1.2 Le modèle $\Lambda$ CDM (rappel de cosmologie et d'astrophysique)

Le modèle d'univers communément admis est celui présenté en Figure 1.2. Le Big Bang aurait eu lieu il y a 13.8 milliards d'années. La soupe chaude de particules élémentaires se serait rapidement refroidie sous l'effet d'une expansion rapide jusqu'à la formation des premiers noyaux d'atomes puis des premiers atomes lors de la recombinaison, quelques 380 000 ans après le Big Bang. A ce moment là, l'univers devient suffisamment froid et peu dense pour que les photons n'aient plus assez d'énergie pour ioniser l'hydrogène. L'univers devient donc "transparent" et émet sa première lumière. Ce rayonnement fossile (CMB) émis à l'origine presque dans l'optique ( $\approx 1 \mu\text{m}$ ) est détecté aujourd'hui dans les micro-ondes ( $\approx 1 \text{ mm}$  ce qui correspond à une température de 2.7 K) à cause de l'effet Doppler de l'expansion. S'en suit une période dite des "âges sombres" où l'univers, bien que rempli de matière noire et de matière ordinaire, n'a encore formé aucune étoile ou galaxie. On estime que les premières galaxies apparaissent quelques centaines de millions d'années après le Big Bang (voir les dernières observation du JWST). Le rayonnement UV des premières étoiles va alors rapidement ioniser l'hydrogène diffus baignant le milieu inter-galactique (IGM). C'est ce qu'on appelle la ré-ionisation, qui a lieu environ 800 000 ans après le Big Bang. L'univers est complètement ionisé passé le premier milliard d'années. Au fil du temps et jusqu'à aujourd'hui, la matière a peu à peu formé une toile cosmique dont les halos massifs de matière noire sont les noeuds. Ceux-ci, abritant des galaxies massives, des groupes de galaxies ou des amas, continuent de grossir en accrétant la matière environnante.

### 1.2.1 Équations fondamentales

La cosmologie et ses équations reposent sur le principe selon lequel l'univers est homogène et isotrope aux grandes échelles. Traduit dans le langage de la relativité générale, ce principe signifie qu'on peut obtenir à chaque temps cosmique un feuillet d'espace homogène et isotrope de courbure constante. La métrique correspondante est appelée métrique de Friedmann, Lemaître, Robertson,

Walker (ou FLRW) du nom de ceux qui l'ont introduite. Elle peut s'écrire en coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$ , à un temps  $t$  :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right] \quad (1.1)$$

ou  $s$  est l'intervalle d'espace-temps,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $a(t)$  est le facteur d'échelle ayant la dimension d'une longueur et  $k$  est le facteur de courbure pouvant prendre les valeurs -1, 0 ou 1 selon que l'univers a une courbure négative, nulle ou positive respectivement. Dans cette expression, c'est le facteur d'échelle qui décrit l'expansion spatiale au cours du temps. La variable  $r$  est une coordonnée comobile adimensionnelle dans  $[0,1]$ . Les distances physiques sont donc données par le produit  $a(t)r$ . Le taux d'expansion de l'univers à l'instant  $t$ , appelé paramètre de Hubble, peut alors s'écrire :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (1.2)$$

Son évolution dépend évidemment du contenu en énergie de l'univers. Pour un univers plat ( $k=0$ ), correspondant aux observations (Planck Collaboration et al., 2020), son évolution est donnée par la première équation de Friedmann-Lemaître qui peut s'écrire :

$$\frac{H(t)^2}{H_0^2} = \Omega_{m,0} a^{-3} + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{r,0} a^{-4} \quad (1.3)$$

avec  $\Omega_m, \Omega_\Lambda, \Omega_r$  les densités relatives de matière, d'énergie sombre et de rayonnement par rapport à la densité critique  $\rho_c = 3H(t)^2/(8\pi G)$ . La densité critique étant la densité pour laquelle la courbure spatiale est nulle.

**Le décalage vers le rouge.** Dans un univers en expansion, plus les objets sont lointains plus la vitesse à laquelle ils s'éloignent de nous est grande. Par effet Doppler, la lumière émise à une certaine longueur d'onde  $\lambda_{em}$  est observée à une longueur d'onde plus grande  $\lambda_{obs}$ . On introduit alors  $z$ , le décalage vers le rouge ou *redshift* qui caractérise cet écart :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} \quad (1.4)$$

Le redshift  $z$  peut directement se traduire en temps écoulé depuis le Big Bang  $t(z)$  :

$$t(z) = \int_z^\infty \frac{dz'}{(1+z')H(z')} \quad (1.5)$$

Le décalage vers le rouge est particulièrement utile pour déterminer à quel moment de l'histoire de l'univers la lumière d'un objet a été émise. Pour cela il faut être capable d'identifier une raie d'émission spécifique émise par l'objet observé. Il suffit alors de mesurer de combien cette raie est décalée vers le rouge comparé à sa longueur d'onde au repos pour obtenir sa "date" d'émission. L'identification d'une raie peut se faire grâce à sa forme mais aussi grâce à son écart par rapport à d'autres raies (lui aussi étant étiré par effet Doppler).

### 1.2.2 Évolution des halos de matière noire

Dans cette thèse nous comparerons en particulier l'évolution des halos de gaz entourant les galaxies avec l'évolution des halos de matière noire dans lesquels ils sont contenus. Nous rappelons donc ici brièvement comment l'évolution des halos de matière noire peut être modélisée.

**Modèle du "top hat"** Pour comprendre l'évolution des halos de matière noire, on peut faire l'hypothèse simple que ce sont des sur-densités sphériques homogènes évoluant dans un univers en expansion. Ce modèle est aussi appelé modèle du "top hat" (Gunn & Gott, 1972) en référence à la forme du profil de sur-densité. On note  $\bar{\rho}$  la densité moyenne de l'univers et  $\rho$  la densité du halo qui vaut  $\rho = \bar{\rho}(1 + \delta)$ . On choisit un repère sphérique centré sur le halo. L'équation du mouvement d'une coquille de rayon  $r$  est donné par :

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM(< r)}{r^2} \quad (1.6)$$

et l'énergie spécifique (par unité de masse) totale vaut :

$$E = \frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM(< r)}{r} \quad (1.7)$$

Si  $E = 0$  le halo est en équilibre et s'étend au même rythme que l'univers avec  $\delta = \text{cste}$ , donc  $r(t) \propto a(t)$ . En revanche si  $E < 0$  alors la coquille s'effondre. On peut alors résoudre l'équation du mouvement donnée par 1.6 et 1.7 et écrire la solution sous la forme paramétrique :

$$\begin{aligned} r &= A(1 - \cos(\theta)) \text{ avec } A = \frac{GM}{2|E|} \\ t &= B(\theta - \sin(\theta)) \text{ avec } B = \frac{GM}{2|E|^{3/2}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

En utilisant ces deux équations paramétriques on cherche à calculer l'évolution de la sur-densité  $\rho/\bar{\rho}$ . On peut commencer par calculer la densité du halo à un instant  $t$  :

$$\rho = \frac{3M}{4\pi r^3} = \frac{3M}{4\pi A^3} (1 - \cos \theta)^{-3} \quad (1.9)$$

D'autre part, la densité moyenne de l'univers est donnée par :

$$\bar{\rho} = \frac{3H(t)^2}{8\pi G} \quad (1.10)$$

Il faut alors exprimer comment  $H$  évolue avec le temps. Dans un univers jeune, dominé par la matière, nous avons  $\Omega_r = \Omega_\Lambda = 0$ , donc d'après 1.2 et 1.3 :

$$H(t)^2 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = a(t)^{-3} H_0^2 \quad (1.11)$$

ce qui donne :

$$\frac{da(t)}{dt} = a(t)^{-1/2} H_0^2 \quad (1.12)$$

qui a pour solution :

$$a(t) = \left( \frac{3H_0}{2} \right)^{2/3} t^{2/3} \quad (1.13)$$

En réinjectant dans 1.2, on obtient :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{2t^{-1/3}}{3t^{2/3}} = \frac{2}{3t} \quad (1.14)$$

Finalement, on obtient la densité moyenne de l'univers à l'instant  $t$  en remplaçant dans 1.10 puis en utilisant 1.8 :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{6\pi G t^2} = \frac{1}{6\pi G B^2} (\theta - \sin \theta)^{-2} \quad (1.15)$$

Les expressions de  $\rho$  (1.9) et de  $\bar{\rho}$  (1.15) permettent de calculer la valeur de la sur-densité  $\rho/\bar{\rho}$  à tout instant.

- **A l'instant initial**, on peut supposer que le seul mouvement est celui du flot de Hubble  $v_i = H_i r_i$ . L'énergie spécifique pour une coquille de rayon  $r$  est donc :

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} (H_i r_i)^2 - \frac{GM(< r_i)}{r_i} \\ &= \frac{1}{2} (H_i r_i)^2 - \frac{G}{r_i} \frac{4\pi r_i^3}{3} \bar{\rho}_i (1 + \delta_i) \end{aligned} \quad (1.16)$$

Dans l'univers jeune et plat (à la densité critique),  $\Omega_m \approx 1$ , donc  $H_i = \frac{8}{3} \pi G \bar{\rho}_i$ . Ce qui permet de réécrire l'équation 1.16 :

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} (H_i r_i)^2 - \frac{1}{2} H_i^2 r_i^2 (1 + \delta_i) \\ &= -\frac{1}{2} H_i^2 r_i^2 \delta_i \end{aligned} \quad (1.17)$$

Autrement dit, l'énergie est toujours négative si la sur-densité n'est pas nulle.

- **Au rayon d'expansion maximum**, l'énergie cinétique sera nulle et la masse enclose dans le rayon maximal sera identique à celle initialement dans le rayon initial. L'énergie spécifique vaudra donc :

$$E_{\max} = -\frac{GM(< r_{\max})}{r_{\max}} = -\frac{1}{2} \frac{H_i^2 r_i^3 \bar{\rho}_i (1 + \delta_i)}{r_{\max}} \quad (1.18)$$

La conservation de l'énergie implique que les équations 1.17 et 1.18 soient égales. Ce qui implique après simplification :

$$\frac{r_{\max}}{r_i} = \frac{1 + \delta_i}{\delta_i} \approx \frac{1}{\delta_i} \quad (1.19)$$

Autrement dit, le rayon maximal sera d'autant plus grand que la sur-densité sera faible.

- **A l'état final**, on suppose que le système est à l'équilibre et on applique le théorème du viriel qui relie l'énergie cinétique à l'énergie potentielle :  $2E_{c,\text{vir}} = -E_{p,\text{vir}}$ . Donc  $E_{\text{vir}} = E_{p,\text{vir}}$ . Par conservation de l'énergie on obtient :

$$\frac{1}{2} E_{p,\text{vir}} = E_{\max} = E_{p,\text{max}} \quad (1.20)$$

## 1.2. LE MODÈLE $\Lambda$ CDM (RAPPEL DE COSMOLOGIE ET D'ASTROPHYSIQUE)

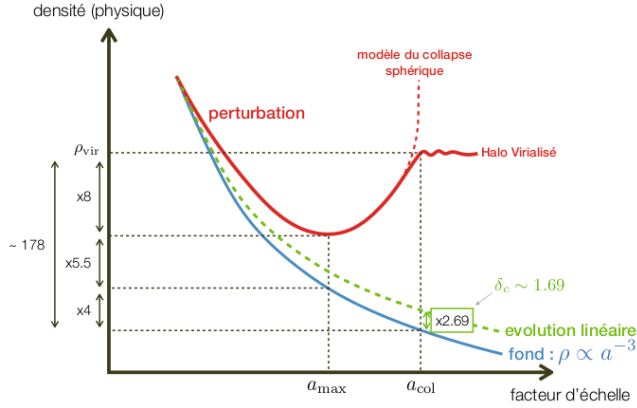


FIGURE 1.3 – modèle du "top hat" pour l'évolution des halos de matière noire. Source : J.Blaizot

Ce qui donne en utilisant l'équation 1.7 :  $r_{\text{vir}} = r_{\text{max}}/2$ . Or la masse enclose dans le halo est constante, donc cela implique que  $\rho_{\text{vir}} = \rho_{\text{max}}/8$ .

Finalement, en utilisant 1.9 et 1.15, on peut aisément calculer la sur-densité à l'état final  $\rho_{\text{vir}}/\bar{\rho}_{\text{vir}}$ . Il est courant de la décomposer de la façon suivante :

$$\frac{\rho_{\text{vir}}}{\bar{\rho}_{\text{vir}}} = \underbrace{\frac{\rho_{\text{vir}}}{\rho_{\text{max}}}}_{= 8} \times \underbrace{\frac{\rho_{\text{max}}}{\bar{\rho}_{\text{max}}}}_{= \frac{9\pi^2}{16}} \times \underbrace{\frac{\bar{\rho}_{\text{max}}}{\bar{\rho}_{\text{vir}}}}_{= 4} = 18\pi^2 \approx 178 \quad (1.21)$$

En résumé, dans un univers plat, en expansion, dominé par la matière, une sur-densité sphérique de matière noire commencera par croître sous l'influence du flot de Hubble avant de se contracter, pour finalement se stabiliser à une densité de viriel d'environ 178 fois la densité moyenne de l'univers (comme illustré figure 1.3). On note parfois cette sur-densité  $\Delta_{\text{vir}}$ . Évidemment ce calcul simple a ses limites. Le fait de supposer une sur-densité sphérique homogène au milieu d'un univers lui aussi homogène est une simplification. Dans l'univers jeune, la matière noire devait plutôt se répartir sous la forme de fluctuations de densité dont le CMB nous donne une idée. Elle s'est ensuite regroupée sous l'effet de la gravitation, formant des filaments cosmiques et des halos, pas complètement sphériques a priori. Dans le modèle présenté ici, on suppose également que  $\Omega_m \approx 1$  ce qui n'est valable que dans l'univers jeune. Des travaux comme Bryan & Norman (1998) ont étendu ce modèle à un univers pour lequel  $\Omega_\lambda \neq 0$  et  $\Omega_r = 0$  plus proche de notre l'univers actuel. L'expression de  $\Delta_{\text{vir}}$  évolue alors au cours du temps et vaut :

$$\Delta_{\text{vir}} = 18\pi^2 + 82x - 39x \quad (1.22)$$

Avec  $x = \Omega_m(z) - 1$ . On retrouve la valeurs de  $18\pi^2$  à l'asymptote, en revanche en  $z = 0$ , on a  $\Delta_{\text{vir}} \approx 100$ . A partir des équations obtenues plus haut, on peut aisément relier la masse et le rayon d'une sur-densité "virialisée". On peut aussi calculer la vitesse à laquelle orbiterait une particule au niveau du rayon du viriel :

$$M_{\text{vir}} = \frac{4\pi}{3} R_{\text{vir}}^3 \Delta_{\text{vir}} \rho_c(z) \quad (1.23)$$



$$V_{\text{vir}} = R_{\text{vir}} H(z) (\Delta_{\text{vir}}/2)^{1/2} \quad (1.24)$$

### 1.2.3 Profils de matière noire

Le modèle du "top-hat" présenté ci-dessus est un modèle simple permettant de comprendre l'évolution spatiale et temporelle des halos de matière noire et de tirer des expressions analytiques. Il repose sur l'hypothèse simplificatrice d'une sur-densité initiale uniforme et sphérique. Néanmoins les halos de matière noire ne sont probablement ni complètement sphériques ni uniforme. Dès les années 80, des simulations numériques tentent de reproduire à l'échelle cosmologique l'évolution des halos de matière noire en partant d'une distribution initiale compatible avec le spectre de puissance du CMB. Elles mettent rapidement en évidence la formation spontanée d'une "toile cosmique", dont les noeuds sont des halos massifs et dont les filaments sont de la matière noire tombant sur ces noeud. Elles permettent également d'exclure l'hypothèse d'une matière noire "chaude" (relativiste) (White et al., 1984) composée par exemple de neutrinos et de favoriser plutôt celle d'une matière noire froide n'interagissant que par gravitation. Ces simulations ont également démontré la similarité des halos de matière noire entre eux, indépendamment de leurs masses. Ainsi les halos très massifs contenant les amas de galaxies abritent eux-même des sous-halos plus petits contenant des galaxies. Ceux-ci sont eux-même composés de sous-halos contenant des galaxies satellites. Quelle que soient leurs masses, ces halos présentent un profil de densité similaire. En 1997, Navarro, Frenk et White proposent une forme analytique de ce profil (Navarro et al., 1997) qui est depuis connue sous le nom de profil NFW (d'après les initiales des noms des trois auteurs) et qui est encore l'expression la plus communément admise pour les halos de matière noire. Cette forme ne comporte que deux paramètres indépendant :  $r_s$  (dit le rayon d'échelle ou scale radius) et  $\rho_s$  :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad (1.25)$$

Comme on peut le voir, pour des valeurs de  $r$  faibles devant  $r_s$  la densité évolue comme  $\propto r^{-1}$  tandis qu'à  $r$  grand, elle évolue comme  $\propto r^{-3}$ . Autrement dit,  $r_s$  est le rayon auquel la pente de  $\log(\rho)$  passe de  $-1$  à  $-3$ . Le profil NFW peut être paramétrisé de façon différente, par exemple en fonction de la masse du halo  $M_{\text{vir}}$  et de la concentration  $c$  définie comme  $c = R_{\text{vir}}/r_s$ .

**Problème cusp vs core** Avant même le papier NFW, Flores et al. (1993) puis Moore (1994) suggèrent que certaines galaxies (de faibles masses en particulier) ont un profil de matière noire doté d'un "coeur", c'est-à-dire d'une zone centrale de densité à peu près constante. Cette découverte s'oppose à la pente logarithmique de  $-1$  du profil NFW dite "cuspy" (ou cuspide en français). Des observations ultérieures (Battaglia et al., 2008; Walker & Peñarrubia, 2011; Amorisco & Evans, 2012; Adams et al., 2014) basées sur des courbes de rotation de galaxies ont permis de confirmer la présence de coeurs dans certaines galaxies, notamment les galaxies naines. Cette tension, parfois présentée comme contradictoire avec le modèle  $\Lambda$ CDM, est connue sous le nom de problème *cusp vs core*.

Aujourd'hui, l'hypothèse la plus favorisée permettant d'expliquer la présence de coeurs est celle d'une rétroaction des baryons sur la matière noire. En effet, le profil NFW a été établi à partir de simulations ne modélisant que la matière noire. Des simulations plus récentes implémentant la physique du gaz ainsi que des phénomènes tels que les vents galactiques, ou les noyaux actifs de galaxies (AGN) parviennent à reproduire des profils de matière noire dotés de coeurs. L'éjection de

matière causée par ces phénomènes pourrait, par friction dynamique, modifier l'orbite des particules de matière noire et aplatir le profil de densité dans la zone interne (Pontzen & Governato, 2012; Di Cintio et al., 2014; Lazar et al., 2020; Teyssier et al., 2013). Néanmoins l'implémentation de ces processus dans les simulations reste débattue car leur intensité ainsi que leur fonctionnement ne sont pas bien contraints par les observations.

Une alternative pour expliquer la présence de coeurs consiste à remettre en cause les propriétés de la matière noire admise dans  $\Lambda$ CDM. Des modèles alternatifs de matière noire sont aujourd'hui testés dans des simulations afin de reproduire les profils observés. En particulier les modèles de matière noire interagissant avec elle même (Self Interacting Dark Matter ou SIDM, Spergel & Steinhardt, 2000; Elbert et al., 2015; Cyr-Racine et al., 2016; Kaplinghat et al., 2020) parviennent à reproduire les grandes structures mais donnent des prédictions légèrement différentes concernant les profils de densité à l'échelle des galaxies.

Enfin, il est important de noter que la nature de la matière noire reste aujourd'hui encore inconnue. En particulier la masse de ses "particules" est très peu contrainte (voir la revue de Arbey & Mahmoudi, 2021). Dans la suite de cette thèse nous parlerons de matière noire comme si son existence était avérée, mais il faut mentionner que d'autres approches théoriques ne faisant pas appel à la matière noire tentent de reproduire les observations. Parmi les plus connues nous pouvons citer celle de la gravité Newtonienne modifiée (MOND pour Modified Newton Dynamics, Milgrom, 1983) qui a donné naissance à plusieurs autres théories plus complexes, compatibles avec la théorie quantique des champs.

### 1.3 Galaxies et Quasars

Une galaxie peut se définir comme un vaste ensemble d'étoiles, de gaz, de poussière et de matière noire. Pour fixer les idées, leur masse stellaire est généralement comprise entre  $10^6$  et  $10^{12} M_{\odot}$ , et leur taille est de l'ordre de 1 à 20 kpc de rayon. Elles comptent, pour la majorité d'entre elles, entre 10 et 1000 milliards d'étoiles. La plupart des galaxies contiennent un trou noir super-massif en leur centre. L'histoire de la formation des structures explique qu'on les trouve le plus souvent en petit groupes. Mais elles peuvent aussi former des groupes plus importants de plusieurs dizaines de membres et mêmes des amas pouvant compter jusqu'à plusieurs centaines de membres.

Dès 1936, Hubble classe les galaxies selon leurs morphologies (Hubble, 1936) définissant ainsi la séquence de Hubble. Plus tard, de Vaucouleurs (1959) reprend et améliore cette classification qui depuis n'a que peu évoluée. Elle est illustrée sur la figure 1.4. Globalement on peut classer les galaxies en trois grandes catégories morphologiques :

- **Les galaxies spirales** : telles que la Voie Lactée ou la galaxie d'Andromède. Elles sont composées principalement d'étoiles orbitant dans un même plan autour d'un centre galactique. En orbitant, des zones de plus haute densité de gaz se forment ce qui donne naissance à des "bras" spiraux où naissent davantage d'étoiles. Le centre est quant à lui généralement occupé par un "bulbe" plus ou moins sphérique formé d'étoiles âgées. Les galaxies spirales sont aussi appelées "late type" car on pensait historiquement qu'elles étaient la forme aboutie des galaxies.
- **Les galaxies elliptiques** : sont des galaxies ayant la forme d'un ellipsoïde. Cette forme est due à leur faible contenu en gaz empêchant la formation d'un disque. En conséquence elles forment généralement peu d'étoiles. Bien que leur mécanisme de formation ne soit pas complètement compris, on pense qu'elles naissent principalement de collisions entre galaxies

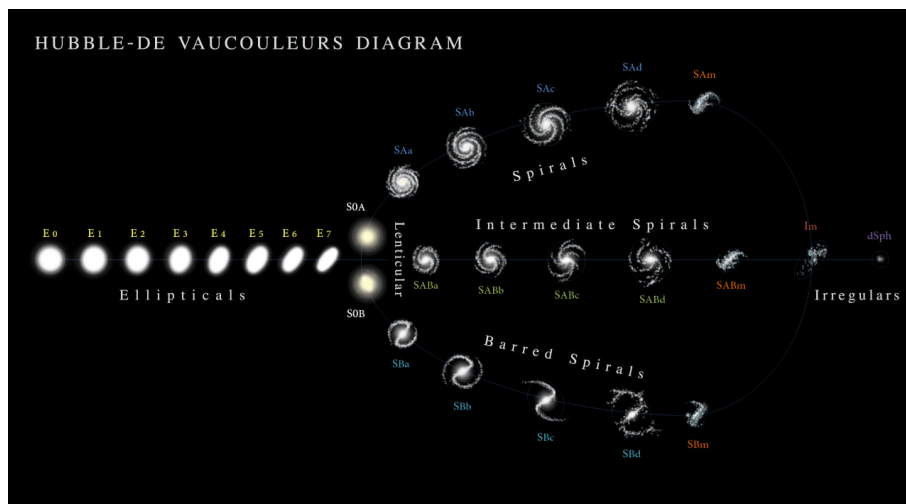


FIGURE 1.4 – Séquence de Hubble-Vaucouleurs classifiant les galaxies selon leur morphologie (Antonio Ciccolella, M. De Leo)

spiraies appauvries en gaz. On trouve en particulier des elliptiques massives au centre des groupes ou des amas de galaxies. On dénomme parfois les galaxies elliptiques "early-type" car on pensait à l'origine qu'il s'agissait de galaxies jeunes n'ayant pas encore eut le temps de se structurer en spirale.

- **Les galaxies irrégulières** : comme leur nom l'indique, n'ont pas de forme particulièrement identifiable. On en trouve en abondance dans l'univers jeune, avant qu'elles ne se stabilisent en galaxies spiraies. Elle peuvent aussi témoigner de phénomènes extrêmes tels que des collisions/fusions de galaxies, des interactions gravitationnelles, des processus d'accrétion ou d'éjection violents.

Cette classification morphologique a l'avantage de permettre aux observateurs de catégoriser visuellement les galaxies. En revanche elle ne rend pas du tout compte d'autres propriétés importantes des galaxies telles que leurs masses stellaires, leurs taux de formation d'étoiles ou la masse de leurs halos. Il faut noter que la proportion de chacun de ces types de galaxies évolue avec le redshift (Conselice, 2014; Whitney et al., 2021). La proportion de galaxies irrégulières diminue avec le temps au fur et à mesure qu'elles parviennent à se stabiliser en disques. La proportion de disques augmente donc, et avec elle la proportion de galaxies elliptiques.

### 1.3.1 Séquence principale

Une galaxie est un ensemble dynamique et non pas statique. Le gaz environnant tombe peu à peu dans son potentiel gravitationnel et alimente la formation d'étoiles. Si ce processus s'arrête pour une raison ou une autre (interaction avec une autre galaxie, noyau actif, épuisement du gaz), la formation stellaire va progressivement diminuer. D'autre part les observations ont montré que plus une galaxie est massive plus elle va pouvoir former de nouvelles étoiles (Elbaz et al., 2007). La masse stellaire ( $M_*$ ) est donc corrélée positivement au taux de formation d'étoile. Cette relation, appelée séquence principale, est illustrée Figure 1.5. Certaines galaxies sortent nettement de la séquence

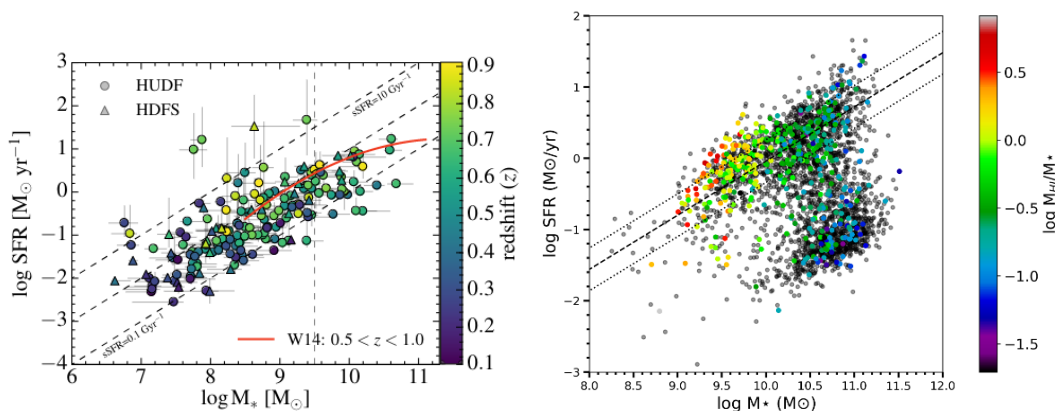


FIGURE 1.5 – La séquence principale. Boogaard et al. (2018) pour les galaxies active à  $z < 1$  (à gauche), George et al. (2019) dans l’univers local et présentant notamment des galaxies spirale passives (à droite).

principale. Celles situées au-dessus forment davantage d’étoiles, on les appelle galaxies "starburst". Celles situées en-dessous (figure 1.5, à droite) n’en forment plus beaucoup et on dit qu’elles sont passives (*quiescent* ou *quenched* en anglais). Il peut s’agir soit de galaxies dont le gaz a été extrait par interaction gravitationnelle avec des voisines soit de galaxies dont le gaz a été expulsé par un AGN par exemple, soit de galaxies massives ayant consommé tout leur gaz.

Afin d’avoir un indicateur de la formation stellaire normalisé par la masse stellaire on utilise parfois le SFR spécifique (sSFR) défini comme  $sSFR = SFR/M_*$ . Un sSFR constant aura donc une pente de 1 sur la séquence principale.

Il est à noter que l’activité des galaxies et leurs couleurs sont liées. Cela est dû au fait que les étoiles les plus massives sont aussi celles qui sont les plus chaudes, les plus bleues et ont les durées de vie les plus courtes. Au contraire les populations d’étoiles aux durées de vie plus longues sont plus rouges. Ainsi les galaxies "vieilles" et ne formant plus d’étoiles depuis un certain temps apparaissent rouges tandis que les galaxies formant des étoiles apparaissent plutôt bleues. Entre ces deux populations se situe la "vallée verte", relativement peu peuplée, comportant des galaxies à l’activité déclinante.

La séquence principale est une relation fondamentale qui nous informe sur l’évolution des galaxies. Sa dispersion relativement faible indique que le taux de formation d’étoiles évolue généralement de façon assez continue avec des cycles relativement longs (plusieurs milliards d’années). Étant donné que le taux de dépletion du gaz au sein d’une galaxie est de l’ordre de quelques centaines de millions d’années, cela signifie que les galaxies bénéficient d’un apport constant de gaz frais provenant du milieu inter-galactique. La dispersion autour de la séquence principale reste faible jusqu’à  $z \approx 3$  bien que celle-ci se décale vers le haut avec le redshift. Ce décalage témoigne de l’évolution globale du SFR à l’échelle cosmique qui a connu un maximum à  $z \approx 2$  comme illustré sur la figure 1.6. Cette évolution est due au fait que l’accrétion de gaz frais provenant de l’IGM était plus important à ces époques là.

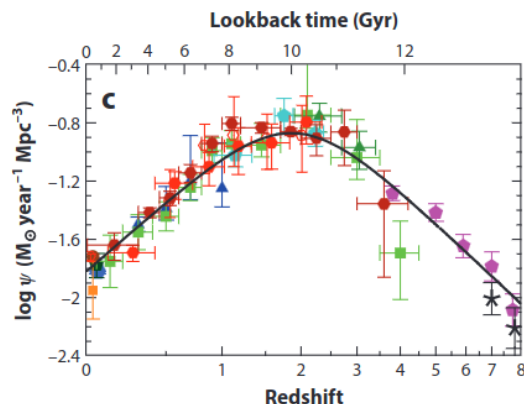


FIGURE 1.6 – Évolution du SFR cosmique (Madau &amp; Dickinson, 2014).

### 1.3.2 Relation entre masse stellaire et masse de halo

Comme nous l'avons vu dans la section 1.2 les galaxies se forment au centre des halos de matière noire. Ces halos forment aux grandes échelles des structures plus vastes formant une toile cosmique. D'après les simulations, ces structures se sont formées de façon hiérarchique c'est-à-dire que les petits halos ont, petit à petit, fusionnés pour former des halos plus massifs. Les galaxies en leur sein ont fusionné également. Les halos les plus massifs contiendraient donc les galaxies les plus massives ce qui se traduirait par une relation entre la masse des halos et la masse stellaire des galaxies qu'ils contiennent. Cette relation est difficile à établir car il existe peu de moyens observationnels de mesurer la masse des halos de matière noire. Néanmoins les simulations peuvent aider à fournir des estimations. Une technique, appelée "abundance matching", consiste à comparer l'abondance des halos de matière noire dans les simulations à l'abondance des galaxies observées pour chaque masse. En faisant l'hypothèse que chaque halo ne contient qu'une galaxie, il est alors possible d'établir une correspondance entre la masse des halos de matière noire des simulations et la masse stellaire des galaxies observées. Selon les observations et les simulations utilisées la relation peut varier sensiblement. Cette technique forme une base pour estimer la relation masse stellaire - masse de halo. Elle peut être améliorée de plusieurs façon. Premièrement en prenant en compte d'autres propriétés des galaxies lors de l'association entre les halos des simulations et les galaxies observées, telles que le taux de formation d'étoiles. Cette variante est parfois dénommée "empirical modelling" (EM). Il est également possible de remettre en cause l'hypothèse simplificatrice d'une unique galaxie par halo et d'estimer le nombre de galaxies par type de halo. Cette variante est parfois appelée "halo occupation distribution" (HOD). La figure 1.7 tirée de Girelli et al. (2020) illustre la relation obtenue dans un certain nombre d'études utilisant notamment ces différentes techniques.

## 1.4 Le Milieu Circumgalactique

Le milieu circumgalactique (CGM) peut être défini comme l'interface entre le milieu intergalactique (IGM) et les galaxies elles-mêmes. Plus concrètement on considère souvent que le CGM

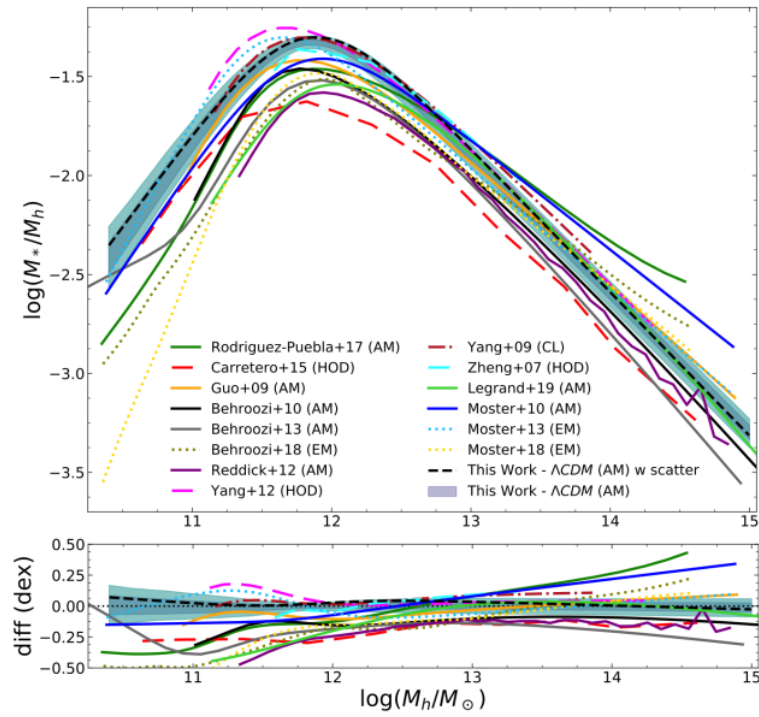


FIGURE 1.7 – Relation entre masse stellaire et masse du halo obtenue par différentes études. Source : Girelli et al. (2020).

est la zone située à l'intérieur du rayon de viriel, galaxie exclue.

**Problème des baryons manquants.** Depuis le début des années 2000 et l'arrivée des satellites WMAP (Spergel et al., 2003) puis Planck (Planck Collaboration et al., 2014), la cosmologie dispose de plusieurs moyen d'estimer la quantité totale de baryons dans l'univers : d'un côté, l'analyse du CMB et la théorie de la nucléosynthèse primordiale semblent indiquer une abondance d'environ 4 à 5 %. De l'autre, les estimations se basant sur l'observation des galaxies et des amas (hautement imprécises puisque les objets non lumineux tels que les trous noirs, naines blanches, nuages de gaz interstellaires sont difficilement pris en compte) semblent indiquer une quantité moitié moindre. Cette tension a été baptisée "le problème des baryons manquants" (White et al., 1993; Ostriker & Steinhardt, 1995; McGaugh et al., 2010; Shull et al., 2012). Rapidement, l'hypothèse a été émise qu'une partie importante des baryons devait se trouver sous la forme de gaz chaud formant des filaments entre les galaxies ainsi que des halos diffus autour des galaxies. C'est ce milieu environnant les galaxies, et qui constitue l'interface avec le milieu inter-galactique qui a été baptisé le milieu circumgalactique.

Historiquement, les premiers indices de la présence de gaz autour des galaxies remontent aux années 60 lorsque les instruments ont pu identifier les premiers quasars lointains. La détection de plusieurs lignes d'absorption dans les spectres de certains quasars semblait indiquer la présence de gaz à l'avant-plan. En 1969 Bahcall & Spitzer (1969) suggèrent qu'il s'agit en fait de halos étendus de gaz diffus autour de galaxies "normales". Mais il faut attendre quelques années pour identifier pour la première fois une galaxie causant une absorption (Bergeron, 1986). A partir de ces résultats l'étude du CGM en absorption se développe rapidement, notamment avec l'arrivée des grands télescopes terrestres de 8-10 mètres tels que le KECK et le VLT dans les années 90. Une nouvelle étape est franchie en 2009 avec l'installation du *Cosmic Origins Spectrograph* (COS) sur le HST, permettant d'élargir la gamme de longueur d'onde étudiée dans l'UV et révélant une diversité des raies d'absorptions provenant de différents éléments chimiques.

Malgré les progrès techniques, le CGM demeure un milieu complexe à étudier, en particulier car il est dynamique et multiphase. Il se compose en effet d'au moins deux phases : une phase dite chaude, aux alentours de la température du viriel  $T \approx 10^{5.5-6.5} \text{K}$  et une phase dite tiède (parfois aussi appelée phase froide ou fraîche) à  $T \approx 10^{4-5.5} \text{K}$ . La phase chaude est encore aujourd'hui mal connue car difficile à observer. Elle est en effet peu dense, très diffuse, l'hydrogène y est probablement totalement ionisé et elle se caractérise par la présence d'espèces métalliques fortement ionisées dont les émissions ou absorptions ont lieu dans l'UV ou les rayons X, c'est-à-dire inaccessible depuis les télescopes terrestres. Certains travaux ont néanmoins tenté de contraindre cette phase chaude en se basant notamment sur des observations provenant d'instruments spatiaux (HST/COS, Chandra, XMM Newton, eRosita). En particulier, plusieurs études ont utilisé les absorptions des raies d'oxygène O VI, O VII, O VIII (Prochaska et al., 2011; Faerman et al., 2017; Prochaska et al., 2019; Mathur et al., 2021; Tchernyshyov et al., 2022; Nicastro et al., 2023) ou Ne VIII (Meiring et al., 2013; Burchett et al., 2019). Cette phase a également pu être observée récemment en émission dans les rayons X (Das et al., 2020), notamment en utilisant du stacking (Li et al., 2018) ou bien autour de la Voie Lactée grâce au télescope eRosita (Locatelli et al., 2024; Zhang et al., 2024). On peut aussi noter l'utilisation de l'effet Sunyaev-Zeldovitch par Bregman et al. (2022). Néanmoins les estimations de l'étendue spatiale et de la masse de cette phase ne font aujourd'hui pas consensus. Certains estiment qu'elle pourrait contenir une grande partie des baryons manquants (Faerman et al., 2017; Nicastro et al., 2023) tandis que d'autres jugent sa contribution plutôt faible (Li et al., 2018).



L'étude de la phase tiède est plus accessible car l'hydrogène n'y est que partiellement ionisé. Il est donc possible d'étudier ses raies d'absorption et d'émission (notamment la raie Ly $\alpha$  ou les raies de Balmer). Elle contient également des espèces faiblement ionisées telles que Mg II (voir section 1.4.2), [O II], [O III], situées dans l'UV proche ou l'optique et donc accessible depuis le sol pour des redshifts relativement faibles. La phase tiède se compose probablement d'une multitude de nuages de taille inférieure au kpc et représentant un volume total de l'ordre de 1 à 5 % du CGM (Ménard & Chelouche, 2009; Meiring et al., 2013; Stocke et al., 2013; Lan & Fukugita, 2017; Afruni et al., 2019; Haislmaier et al., 2021). Elle s'étendrait jusqu'à 100-150 kpc autour des galaxies (Ménard & Chelouche, 2009; Lundgren et al., 2021) ou bien  $\approx 0.5 - 1 \times$  le rayon de viriel (Faerman & Werk, 2023). Les observations de la phase tiède au moyen de la raie Ly $\alpha$  mais aussi Mg II ainsi que les simulations ont permis de montrer que le CGM est un milieu dynamique. Son évolution est notamment régie par les phénomènes d'accrétion et d'éjection, essentiels au cycle de vie des galaxies.

**Accrétion.** La mesure du taux de déplétion de gaz dans les galaxies indique que, sans apport extérieur, une galaxie consommerait tout son gaz en moins de 2 milliards d'années (Daddi et al., 2010; Saintonge et al., 2013; Genzel et al., 2015; Scoville et al., 2016; Magnelli et al., 2020; Chowdhury et al., 2023). Or on observe des galaxies actives depuis les grands redshifts jusqu'à l'univers local. On connaît également l'âge des étoiles dans la voie lactée ou d'autres galaxies et l'on constate que des populations plus ou moins anciennes coexistent. Il est donc nécessaire que du gaz soit accrété par les galaxies de façon significative et régulière afin d'alimenter la formation d'étoiles. Néanmoins l'accrétion de gaz n'est pas encore bien comprise car elle met en jeu un grand nombre de phénomènes tels que les chocs, le réchauffage du gaz par friction ou son refroidissement par ré-émission selon certaines raies. Très tôt, Rees & Ostriker (1977); White & Rees (1978); White & Frenk (1991) montrent que la physique de l'accrétion dépend de la masse du halo de matière noire sur lequel elle a lieu. Pour des halos de faible masse ( $< 10^{12}M_{\odot}$ ) l'accrétion est efficace et les flux de gaz "tiède" ( $T \approx 10^4\text{K}$ ) en chute libre traversent le rayon de viriel (Kereš et al., 2005; Faucher-Giguère & Kereš, 2011). Le gaz a le temps de se refroidir en tombant car le temps de refroidissement est alors inférieur au temps de chute libre. Il n'est pas encore clair si ce gaz alimente directement la formation d'étoiles ou forme un disque d'accrétion froid en orbite autour de la galaxie (Ho et al., 2017; Nateghi et al., 2023a,b). En revanche, pour des halos de masse supérieure ( $> 10^{12}M_{\odot}$ ), contenant généralement déjà du gaz, la matière accrétée à vitesse supersonique subit un choc qui ne peut se propager en amont du flux (Birnboim & Dekel, 2003). L'énergie cinétique de chute est convertie en énergie thermique ce qui fait grimper la température du gaz. Sa chute est alors freinée au niveau du front de choc (qui lui s'étend avec le temps) et il se met à stagner autour de la galaxie sous la forme d'une couronne de gaz chaud (Correa et al., 2018) alimentant progressivement la formation d'étoiles par refroidissement lent. Ce mode d'accrétion "chaud" domine les halos massifs depuis presque 10 milliards d'années ( $z \approx 1.5$ ) mais les simulations semblent indiquer qu'à des temps plus anciens ( $z > 2$ ), les modes d'accrétions froids et chauds pouvaient coexister au sein des très rares halos de masses élevées (Dekel & Birnboim, 2006; Faucher-Giguère et al., 2011). L'accrétion froide se faisant alors le long de "courants" de gaz assez étroit pouvant survivre au phénomène de choc. Aujourd'hui il y a peu d'observations mettant en évidence l'accrétion de gaz (Bouché et al., 2016; Ho et al., 2017; Zabl et al., 2019; Rahmani et al., 2018).

**Vents.** Il est aujourd'hui admis que la plupart des galaxies éjectent de grandes quantités de gaz et de poussières (Chen et al., 2010a; Rubin et al., 2014; Heckman & Thompson, 2017; Péroux et al.,



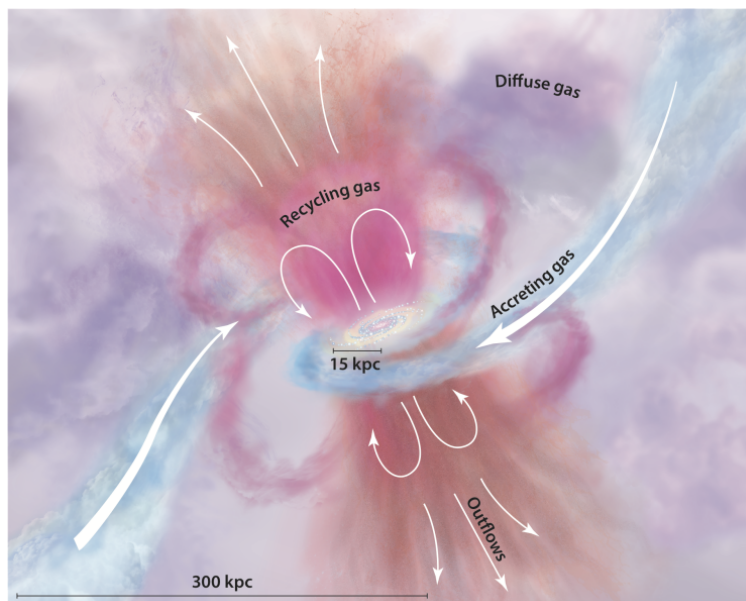


FIGURE 1.8 – Représentation Schématique du CGM. Source : [Tumlinson et al. \(2017\)](#).

2020). Ces vents, riches en métaux, sont causés par des explosions répétées de supernovae (quelques une par siècle typiquement) ou bien par la présence de noyaux actifs de galaxie (AGN) ([Silk & Rees, 1998](#)). Les vents ayant plus de difficulté à se propager dans le plan galactique là où la densité est plus élevée, ils ont tendance à être éjectés perpendiculairement au disque ([Guo et al., 2023](#)). Ils emportent la matière à un taux typiquement de  $\approx 1$  à  $10 M_{\odot}/\text{an}$ , à des vitesses de l'ordre de  $\approx 150$  km/s ([Heckman et al., 2015](#); [Perrotta et al., 2023](#); [Schroetter et al., 2024](#)). Comme nous le verrons dans le développement de cette thèse, ces vents peuvent atteindre, en quelques centaines de millions d'années, des distances de l'ordre de  $\approx 100 - 150$  kpc ce qui représente entre 5 à 20 fois le rayon galactique ([Schroetter et al., 2016, 2019](#)). La question de savoir ce que devient cette matière éjectée reste aujourd'hui ouverte. Il est possible que, selon la masse du halo, elle puisse ou non s'échapper du potentiel gravitationnel ([Schroetter et al., 2019](#); [Rubin et al., 2014](#)). Soit elle irait polluer l'IGM en métaux ([Péroux & Howk, 2020](#)), soit elle retomberait sur la galaxie en formant une sorte de "fontaine" qui recyclerait les matériaux éjectés ([Fraternali & Binney, 2008](#)).

Pour fixer les idées on résume parfois de façon schématique les processus du CGM décrit ci-dessus sous la forme d'un disque d'accrétion et d'un "sablier" représentant les vents de part et d'autre de la galaxie, comme cela est illustré sur la figure 1.8. Le CGM est donc anisotrope. Ses propriétés locales (donc celles des absorptions) dépendent de la position par rapport à la galaxie. Plusieurs observations ([Kacprzak et al., 2012](#); [Schroetter et al., 2021](#); [Beckett et al., 2021](#)) confirment cette anisotropie. En particulier les absorptions semblent plus importantes et plus probables le long du petit axe et du grand axe. On parle alors de "bi-modalité" angulaire des absorptions.

Il est important de noter qu'il est souvent difficile d'identifier clairement l'origine du gaz dans les observations. Par exemple, une raie d'absorption décalée vers le bleu par rapport à la galaxie dans une ligne de visée de quasar peut soit être causée par du gaz situé à l'arrière plan et tombant sur la

galaxie, soit par du gaz situé à l’avant plan et éjecté de la galaxie. Pour lever ces incertitudes il est nécessaire de connaître la morphologie de la galaxie et de formuler des hypothèses en se basant sur les propriétés du gaz et de la galaxie. Certaines études récentes montrent également qu’un même système d’absorption peut en fait être composé d’une variété de nuages de gaz dont le mouvement ainsi que les conditions (températures, pression, métallicité, densité) sont diverses (Sameer et al., 2024). Ainsi de nombreux articles décrivent des absorptions de gaz à différentes distance des galaxies sans pouvoir clairement dire s’il s’agit d’accrétion ou d’éjection (Kacprzak et al., 2013; Nielsen et al., 2015; Fossati et al., 2019; Dutta et al., 2020; Lan, 2020; Huang et al., 2021).

**Apports des simulations** Les simulations constituent un moyen de tester nos modèles théoriques et de les confronter aux observations. Nous pouvons les diviser en deux grandes catégories : les simulations cosmologiques qui visent à simuler de larges portion d’univers et les simulations dites *zoom in*, qui se concentrent sur une galaxie (parfois accompagnée de ses satellites et de son environnement proche). Les simulations cosmologiques cherchent notamment à prédire/reproduire les grandes structures de l’univers, mais aussi les phénomènes d’interaction entre galaxies, au sein des groupes ou des amas. Historiquement, les premières simulations cosmologiques ne simulait que la matière noire, mais aujourd’hui la plupart d’entre elles prennent en compte la matière baryonique en implémentant notamment des modèles hydrodynamiques. Elles permettent ainsi de modéliser les phénomènes d’accrétion, d’éjection de gaz, ainsi que les interactions entre galaxies (fusions, *tidal stripping*, *ram pressure stripping*, etc). Parmi les simulations cosmologiques les plus utilisées, nous pouvons citer la suite Illustris TNG (Marinacci et al., 2018; Naiman et al., 2018) avec ses différentes variantes TNG50, TNG100 et TNG300 simulant des cubes cosmologiques de 50, 100 et 300 Mpc de côté à différentes résolutions. Nous pouvons également citer la simulation EAGLE (Crain et al., 2015; Schaye et al., 2015) ou la simulation SIMBA (Davé et al., 2019) aux dimensions et résolutions spatiales similaires. Parmi les principales simulations *zoom in*, mentionnons FIRE (Hopkins et al., 2018) qui met l’accent sur les mécanismes de rétroaction baryonique, AURIGA (Grand et al., 2017) qui s’intéresse particulièrement à la reproduction de galaxies spirales telles que la voie lactée, le code RAMSES (Teyssier, 2002) dont la technique d’affinage de la résolution spatiale permet de modéliser avec une grande finesse les zones critiques pour l’évolution des galaxies, la simulation SPHINX (Rosdahl et al., 2018) développée au CRAL et spécialement conçue pour étudier la propagation des radiations à l’époque de la ré-ionisation, la simulation NIHAO (Wang et al., 2015) qui se focalise sur la formation des galaxies de faible masse. Ces simulations prennent en compte un nombre croissant de processus physiques. Néanmoins, reproduire de façon réaliste le CGM s’avère aujourd’hui encore particulièrement compliqué tant les échelles de temps et d’espaces gouvernant son évolution sont variées. De façon générale, le profil de gaz tiède est en effet souvent sous-estimé (voir la discussion au chapitre 6). Cela peut être du au fait que certains phénomènes tels que les instabilités thermiques, la conduction thermique ou la précipitation du gaz nécessitent de très hautes résolutions qui ne sont pas accessible dans les simulations cosmologiques (voir la revue de Faucher-Giguère & Oh, 2023). Pour cette raison, les propriétés du CGM tiède ne semblent pour l’instant pas converger avec l’augmentation de la résolution spatiale (Hummels et al., 2019; Hopkins et al., 2020). D’autre part, les champs magnétiques et les rayons cosmiques ne sont pas toujours implémentés tandis qu’ils semblent impacter de façon importante les propriétés des galaxies et du CGM (Hopkins et al., 2020; Farcy et al., 2022; DeFelippis et al., 2024). Malgré ces limitations, plusieurs études permettent de fournir des points de comparaison avec les observations. Les profils de gaz tiède ont par exemple été mesuré par Liang et al. (2016) mais aussi Ji et al. (2020) ou Van de Voort et al. (2019) à différents redshift, dans différentes simulations et pour différents régimes de masse.

(Ho et al., 2020) a également dérivé la fraction de couverture de gaz, tout comme DeFelippis et al. (2021) qui l'a comparé aux premiers résultats de MEGAFLOW sur les cas d'accrétion présenté par Zabl et al. (2019). Certaines études spécifiques se sont concentrées sur certains aspects particuliers : Nelson et al. (2015) s'est par exemple intéressé à l'étude des phénomènes d'accrétion dans TNG, tandis que Nelson et al. (2019) s'est focalisé sur les cas de vents. Hafen et al. (2019) et Hafen et al. (2020) ont pris le parti d'étudier respectivement l'origine et le devenir du gaz du CGM en suivant des particules de gaz dans des zooms extraits de la simulation FIRE. Stern et al. (2021b) a étudié le processus de virialisation du CGM, et Stern et al. (2021a) a étudié la fraction de couverture du gaz neutre aussi dans des zooms de FIRE. Il faut également citer les travaux de Péroux et al. (2020) sur TNG et EAGLE qui ont mis en évidence la bi-modalité angulaire de la métallicité dans ces simulations. Enfin, plus récemment Weng et al. (2024) se sont servis de la simulation TNG pour faire le lien entre les absorptions détectées dans les lignes de visées de quasar et l'origine du gaz causant les absorptions. Ces travaux forment une base à laquelle nous comparerons nos résultats d'observation.

Il est également important de mentionner que certaines observations peuvent être combinées avec des résultats de simulations, comme par exemple des modèles d'ionisation par rayonnement et collisions afin de déterminer les conditions physiques du gaz observé dans les lignes de visée. C'est notamment l'approche de Sameer et al. (2024) qui utilisent le modèle Cloudy (Ferland et al., 2017) pour montrer la diversité des conditions physiques des différents nuages pouvant constituer un système d'absorption.

Enfin, une approche consiste à utiliser des modèles "jouets", ne cherchant pas à simuler la physique du CGM mais plutôt à comprendre quels jeux de paramètres peuvent reproduire les observations à un instant  $t$ . La phase tiède peut par exemple y être modélisée sous forme de nuages sphériques de densité constante dont on cherche à ajuster au mieux les caractéristique pour reproduire les observations (Ménard & Chelouche, 2009; Stern et al., 2016; Hummels et al., 2023). Néanmoins ces modèles ne prennent généralement pas en compte l'anisotropie du CGM. D'autre part la dégénérescence des différents paramètres ne permet pas, pour l'instant, de contraindre avec précision les propriétés physiques telles que les dimensions des nuages de gaz, leurs densités ou leurs nombre.

### 1.4.1 Techniques d'observation

De par sa nature diffuse, le CGM est difficile à observer. Plusieurs techniques permettent néanmoins d'accéder de façon plus ou moins directe à ses caractéristiques. De façon générale, on peut distinguer l'observation en émission, de l'observation en absorption. Historiquement le CGM a d'abord été étudié en absorption car la sensibilité nécessaire en terme de brillance de surface pour le voir en émission n'était alors pas accessible (de l'ordre de  $\approx 10^{-19}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcsec<sup>-2</sup> à  $z \approx 1$ ).

**Absorption dans des lignes de visée.** Une des techniques les plus répandue encore actuellement consiste à utiliser une source brillante d'arrière-plan pour étudier l'absorption causé par le CGM d'une galaxie d'avant-plan. Pour schématiser, la source d'arrière plan fait office de lampe torche dont l'atténuation de la lumière dans certaines longueur d'onde nous renseigne sur le milieu qu'elle traverse avant de nous arriver. Cela est illustré sur la figure 1.9, à gauche. Ces sources d'arrière-plan sont généralement des quasars, bien que certaines études aient aussi utilisé des galaxies ordinaires. Cette technique a de nombreux avantages. Premièrement, l'intensité de l'absorption dé-

pend de la densité de colonne et permet d'accéder à des valeurs très faibles de celle-ci, de l'ordre de  $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  avec les instruments actuels. Elle n'est donc pas contrainte par la densité volumique du gaz, mais par la densité intégrée sur la ligne de visée. C'est une différence importante avec vis-à-vis des techniques en émission qui dépendent de la brillance de surface qui elle est proportionnelle à la densité du gaz au carré. D'autre part, l'intensité des absorptions ne dépend ni du redshift (à l'opposée de la brillance de surface qui diminue comme l'inverse du carré de la distance lumineuse de la source) ni de la luminosité de la galaxie étudiée. De plus, la technique des lignes de visée de quasars permet de connaître l'état du CGM au paramètre d'impact précis ou passe la ligne de visée. Avec cette technique, une seule ligne de visée peut permettre de détecter plusieurs absorptions, associées à différentes galaxies situées à différents redshifts donc d'étudier le CGM de différentes galaxies avec une seule mesure. Elle permet aussi, pour chaque galaxie, d'observer plusieurs raies différentes ce qui peut être intéressant pour comprendre l'état physique du CGM. Cette technique a néanmoins plusieurs inconvénients. Le premier est qu'elle nécessite la présence de quasars d'arrière-plan. Le second est qu'elle ne permet de sonder qu'un unique endroit du CGM (au paramètre d'impact), c'est pourquoi elle est plutôt utilisée de façon statistique, c'est-à-dire sur de nombreuses galaxies, afin d'en déduire les propriétés générales du CGM. De plus, les absorptions observées sont causées par l'ensemble du gaz qui se trouve sur la ligne de visée. Il s'agit donc d'une "somme" d'absorptions, qui ne correspond pas à un nuage de gaz précis. Enfin l'association entre absorption et galaxie n'est pas toujours univoque. En effet, quand plusieurs galaxies sont proches de la ligne de visée (pour un groupe par exemple), l'absorption est difficilement attribuable à une galaxie en particulier.

**"Down the barrel".** Une seconde approche consiste à étudier l'absorption de certaines raies directement dans le spectre de la galaxie, comme cela est illustré sur la figure 1.9, à droite. Elle a l'avantage de ne pas nécessiter de quasar d'arrière-plan. Elle est en fait complémentaire avec l'observation par lignes de visées de quasars, car ces dernières permettent difficilement d'accéder aux absorptions à très faibles paramètres d'impact. Néanmoins il est difficile de véritablement comprendre l'origine des absorptions observées avec cette technique notamment car la position (en profondeur) du gaz générant l'absorption ne peut pas être déterminée. Il peut s'agir du gaz de l'ISM comme du CGM.

**Cartes d'émission.** Bien entendu, l'idéal pour comprendre le CGM est de l'observer en émission et de pouvoir le cartographier. Les télescopes modernes tels que le KECK, le VLT, le JWST mais aussi les observatoires radio au sol tels que ALMA, MEERKAT permettent d'obtenir des cartographies de certaines raies d'émission particulières (voir section 2 sur la spectroscopie intégrale de champs) et donc de "voir" directement le CGM. Des filaments de gaz reliant les galaxies (Bacon et al., 2021) ont par exemple pu être observés grâce à la raie  $\text{Ly}\alpha$  en intégrant 140 heures avec MUSE. Les cartes d'émission de la raie à 21 cm de l'hydrogène ont également pu nous renseigner sur la position du gaz neutre tandis que les observations radio conduites avec ALMA permettent de cartographier le gaz moléculaire autour de certaines galaxies. La superposition de cartes d'émission de différentes raies pour une même source est particulièrement instructif pour comprendre la physique sous-jacente du CGM. Ces observations nécessitent néanmoins des temps de pose longs, et sont bien sûr, d'autant plus compliqué que les galaxies sont lointaines (l'émission à 21 cm est difficile à observer aujourd'hui au delà de  $z \approx 1$ ).

**Stacking.** Comme nous venons de le dire, la réalisation de cartes d'émission est complexe en raison de la faible brillance de surface du CGM. Une solution consiste à superposer différentes

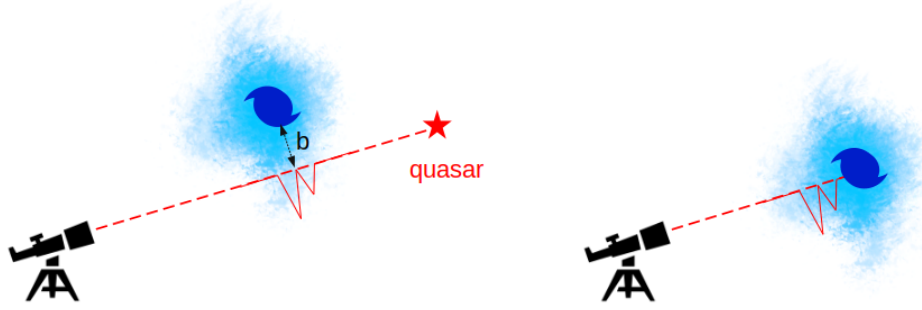


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la technique d’observation par ligne de visée de quasar (à gauche) et par absorption "down the barrel" (à droite).

observations de différentes sources afin que le signal s’additionne et que le bruit s’annule. Cette approche statistique a l’avantage de rendre visible des émissions très diffuses. Elle peut également être utilisée avec des observations relativement peu profondes. En revanche, elle ne fournit qu’une information moyennée spatialement ce qui peut faire disparaître certaines caractéristiques d’anisotropie du CGM. Cette technique de "stacking" peut également être utilisée sur des spectres afin de faire apparaître certaines raies d’absorption faibles.

Dans cette thèse nous utilisons principalement la technique des lignes de visée de quasars afin de caractériser le CGM de façon statistique.

### 1.4.2 La raie de Mg II.

Comme nous le verrons dans la partie méthodologie, nous nous intéressons particulièrement dans cette thèse au doublet de raies à 2796 et 2803 Å du magnésium une fois ionisé noté Mg<sup>+</sup> ou Mg II. La raison principale provient du fait que ce doublet fait partie des raies les plus brillantes observables depuis le sol pour une large gamme de redshifts.

Comme cela est illustré sur la figure 1.10, ce doublet est issu du canal principal de recombinaison de l’ion Mg<sup>+</sup> vers son état fondamental. La présence de deux raies de longueurs d’ondes très proches provient de la structure électronique hyperfine du magnésium. La différence d’énergie provenant simplement de l’inversion de spin qui change légèrement le couplage spin-orbite.

L’énergie d’ionisation du magnésium est de 7.6 eV, c’est-à-dire inférieure à celle de l’hydrogène (13.6 eV). Cela implique que pour des énergies comprises entre ces deux valeurs, le doublet du Mg II peut être observé tandis que l’hydrogène dominant le milieu est encore neutre. Pour des énergies supérieures à 13.6 eV, le doublet Mg II peut coexister avec l’hydrogène ionisé avant d’être remplacé par des raies de niveaux d’ionisation supérieur (le Mg II est ionisé en Mg III à 15.0 eV). Ces considérations simples ainsi que les modèles numériques d’ionisation indiquent que le Mg II est un relativement bon traceur de l’hydrogène neutre. Ceci étant dit, plusieurs processus peuvent être à l’origine de la production de la raie Mg II. Il peut s’agir de photo ionisation ou d’ionisation thermique. La photo-ionisation est souvent considérée comme le mécanisme dominant. Elle ne nécessite pas

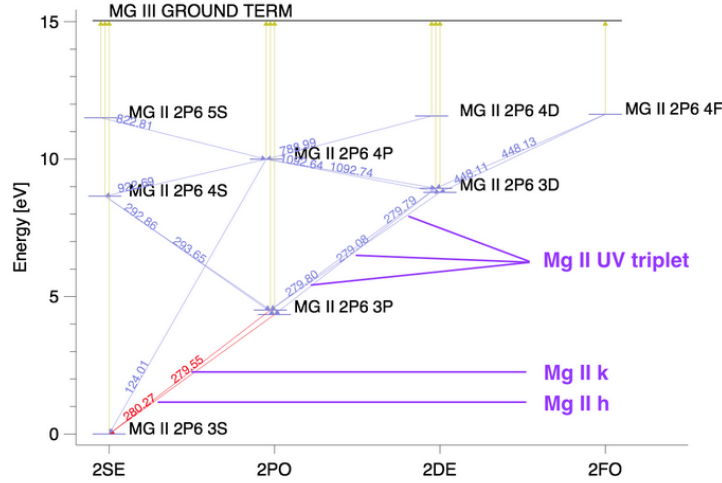


FIGURE 1.10 – Transitions électroniques du Mg II. Le doublet h et k est le principal doublet utilisé en absorption dans des lignes de visée. Source : [Leenaarts et al. \(2013\)](#).

que le gaz soit à une quelconque température. Il suffit qu'il soit soumis à un rayonnement UV de la bonne longueur d'onde. Ce rayonnement provient principalement des étoiles jeunes et massives des galaxies formant des étoiles. Il faut aussi que le milieu soit suffisamment transparent pour que la radiation pénètre le gaz. Si l'ionisation se fait thermiquement (par collision), il est nécessaire que la température soit suffisamment élevée. En effet, il faut que l'énergie cinétique du gaz soit de l'ordre de l'énergie d'ionisation. En utilisant la loi de Boltzmann  $E_c = 3k_bT/2$ , on peut approximer l'énergie cinétique moyenne et calculer que le magnésium est une fois ionisé pour des températures  $5000 \lesssim T \lesssim 120000$  K (la littérature mentionne généralement  $10^4$  K). Bien que ces températures paraissent élevées comparées aux températures terrestre, on parle généralement de phase froide ou tiède ("cool" en anglais) du CGM. Cela s'explique par le fait que de nombreuses autres raies d'ordres d'ionisation plus élevés sont détectées dans le CGM, indiquant la présence de phases beaucoup plus chaude ( $> 10^6$  K).

La raie de Mg II, à l'instar de la raie Ly $\alpha$ , est une raie résonnante ce qui signifie que les photons émis via ce canal ont du mal à échapper au gaz qui les a produit. En effet, ils sont réabsorbés puis ré-émis un certain nombre de fois jusqu'à ce que la vitesse propre du gaz rencontré leur permette d'être suffisamment décalés vers le rouge ou le bleu pour ne plus être immédiatement réabsorbés. Ce mécanisme de résonance est à la base de la formation d'émission en "halo", c'est-à-dire d'émission diffuse autour d'une source produisant des photons ionisants.

Le doublet de Mg II (2796, 2803 Å) a la particularité d'être dans l'UV proche. Étant donné que le spectre électromagnétique peut être observé depuis le sol sans être trop significativement absorbé par l'atmosphère à partir de  $\approx 3200$  Å et jusqu'à  $\approx 9500$  Å, le Mg II peut être observé depuis des télescopes terrestres pour des décalages vers le rouge allant de  $z \approx 0.15$  à  $z \approx 2.4$ . Cela correspond à une vaste plage de l'histoire cosmique s'étendant de -1.8 à -11 milliards d'années.



## 1.5 Problématique de cette thèse

Il est aujourd’hui bien établi qu’une phase tiède existe autour de la plupart des galaxies causant notamment des absorptions de Mg II jusqu’à des distances supérieures à la centaine de kiloparsecs. Ces absorptions ont l’air d’être favorisées dans le plan du disque galactique et dans l’axe perpendiculaire à celui-ci, ce qui supporterait l’idée de la présence à la fois d’un disque d’accrétion tiède et de vents galactiques. Un des enjeu aujourd’hui est de quantifier avec plus de précision le profil de ce gaz pour permettre de mieux contraindre les processus physiques déterminant l’évolution des galaxies. En particulier les simulations *zoom in* sont difficiles à comparer avec les observations car les galaxies vivent souvent en groupes. Il est donc intéressant d’étudier le CGM des galaxies isolées afin de simplifier la comparaison avec les simulations. D’autre part on connaît mal la dépendance de cette phase tiède aux propriétés des galaxies (masse stellaire, taux de formation d’étoiles notamment) ainsi que son évolution en fonction du redshift. L’influence de l’environnement est également relativement floue : les absorptions ont-elle préférentiellement lieu au sein des groupes de galaxies ? Les halos de gaz tiède sont-ils plus important dans des environnements plus denses ? Enfin, la relation entre cette phase tiède et les halos de matière noire est aujourd’hui mal connue. Les halos de gaz grossissent-ils au même rythme que les halos de matière noire ? Leurs profils de densité sont-ils comparables ? La présence de coeurs est-elle corrélée à la présence de vents galactiques comme cela est prédit par la théorie ?

Répondre à ces questions n’est pas simple car, comme nous l’avons vu, le CGM est un milieu complexe, multiphase, faisant intervenir une grande variété de processus physiques à des échelles de temps et d’espace s’étendant sur plusieurs ordres de grandeurs. Sa nature diffuse le rend difficilement observable en émission au-delà de sa partie interne. Il est donc nécessaire de l’étudier en absorption, mais les lignes de visée de quasars ne fournissent que peu d’information spatiale. Dans cette thèse nous prenons le parti d’utiliser un grand échantillon d’absorptions pour tenter d’apporter une caractérisation statistique du CGM tiède. Nous nous concentrerons uniquement sur la raie Mg II qui trace la phase tiède dans l’optique pour une grande gamme de redshift. Cette approche statistique est complémentaire des études détaillées de cas particuliers.

Nous utilisons principalement ici l’échantillon MEGAFLOW que nous présenterons dans le chapitre 2. Dans le chapitre 3 nous nous focaliserons sur les cas simples que sont les galaxies isolées. Nous quantifierons les profils de gaz tiède et nous regarderons comment ceux-ci évoluent avec le redshift et les propriétés des galaxies. Nous nous intéresserons ensuite dans le chapitre 4 au rôle de l’environnement en étudiant les halos de gaz autour des groupes de galaxies. Enfin dans le chapitre 5 nous regarderons plus en détail comment les propriétés des halos de matière noire sont liées aux propriétés des halos de gaz. Nous comparerons en particulier les profils de densité.

## Chapitre 2

# Données observationnelles

Comme expliqué en section 1.4, le CGM est difficile à observer de par sa nature diffuse. Les lignes de visée de quasars sont l'une des principales techniques permettant de détecter le gaz du CGM jusqu'à des distances supérieures à la centaine de kiloparsecs. Néanmoins, historiquement cette technique n'était pas simple à mettre en oeuvre. Elle nécessitait tout d'abord de repérer des quasars d'arrière-plan suffisamment brillants et d'obtenir leurs spectres avec un spectrographe pour repérer d'éventuelles absorptions. Puis il fallait utiliser de l'imagerie afin d'identifier les galaxies d'avant-plan proches de la ligne de visée (avec des estimations de redshift photométrique pas toujours fiables). Enfin il était nécessaire pour chaque galaxie d'effectuer une mesure avec un spectrographe afin de déterminer avec précision son redshift et de confirmer (ou non) son association avec une absorption dans le spectre du quasar. Toutes ces observations étaient coûteuses en temps et limitaient donc la taille des échantillons que l'on pouvait obtenir.

La donne a radicalement changé avec l'arrivée de la spectrographie intégrale de champ (aussi dénommée IFS pour Intergal Field Spectroscopy) qui permet de combiner l'imagerie et la spectrographie dans un même instrument. Les données obtenues sont alors des "cubes" c'est-à-dire des images dont chaque pixel spatial (ou spaxel) contient un spectre. D'abord initiée par les instruments OASIS et SAURON (Bacon et al., 2001; McDermid et al., 2004), elle devient un outil incontournable pour les observateurs, notamment avec SINFONI (Eisenhauer et al., 2003) puis MUSE (Bacon et al., 2010). Un IFS permet d'accélérer considérablement l'étude du CGM par des lignes de visée de quasars puisqu'il suffit désormais d'une seule observation pour détecter les galaxies autour de la ligne de visée et obtenir leurs spectres. Elle permet en outre de détecter des galaxies n'ayant pas ou peu de continuum, grâce à certaines raies d'émission, ce qui était impossible auparavant. Dans ce chapitre nous présentons les instruments MUSE et UVES, puis le relevé MEGAFLOW basé sur des observations faites avec ces instruments et dont nous nous sommes servis pour cette thèse.

### 2.1 MUSE et UVES

**MUSE** L'instrument MUSE est un spectrographe intégral de champs installé sur l'une des 4 unités du Very Large Telescope (VLT), situé au Chili, dans le désert d'Atacama sur le plateau du Cerro Paranal à 2635 m d'altitude. L'instrument MUSE a été développé par l'Observatoire Européen de l'hémisphère Sud (ESO) et sa conception technique ainsi que sa réalisation ont été en partie effectuées au CRAL. Il a été mis en service en janvier 2014 en tant qu'instrument de 2<sup>ème</sup>



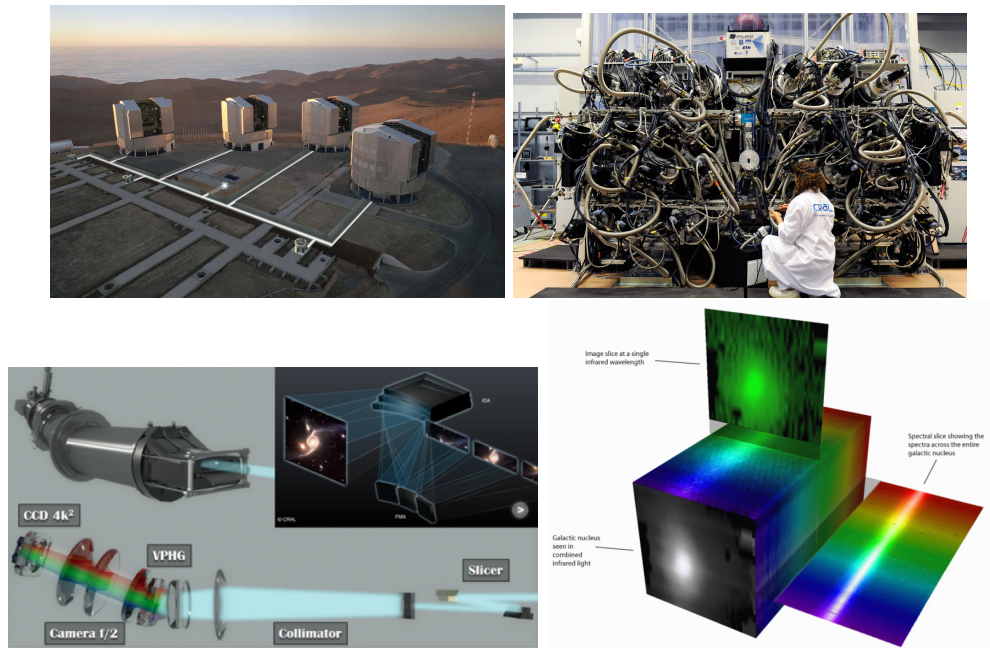


FIGURE 2.1 – **Haut gauche** : Les 4 unités du Very Large Telescope (VLT) sur le plateau du Cerro Paranal au Chili. **Haut droite** : l'instrument MUSE. **Bas gauche** : Principe de décomposition de la lumière à travers l'instrument. **Bas droite** : Illustration d'un *cube* de données : chaque tranche fournit une image à une longueur d'onde différente.

génération sur le VLT. Il dispose de deux modes d'observation : en champ large (WFM pour Wide Field Mode) ou en champ étroit (NFM pour Narrow field Mode) ayant des ouvertures angulaires respectives de  $1 \times 1$  arcmin<sup>2</sup> et de  $7.5 \times 7.5$  arcsec<sup>2</sup>. Son capteur de  $300 \times 300$  pixels permet un échantillonnage de  $0.2 \times 0.2$  arcsec<sup>2</sup> en WFM et  $0.025 \times 0.025$  arcsec<sup>2</sup> en NFM. En WFM, sa résolution est de 0.4 arcsec à 700 nm. Sa gamme spectrale s'étale sur des longueurs d'ondes allant de 4650 Å à 9300 Å avec une résolution spectrale de  $R \approx 1770$  à 4600 Å et 3590 à 9300 Å. L'instrument et son principe de fonctionnement sont illustrés figure 2.1. La lumière venant du télescope est d'abord découpée en 24 bandes grâce à 24 miroirs. Chaque bande est ensuite divisée en 48 sous-parties. Chacune de ces sous-parties de l'image est finalement dispersée grâce un réseau afin de former un spectre sur des capteurs CCD de 16.8 millions de pixels.

L'instrument MUSE fonctionne avec l'optique adaptative (AO) du télescope qui déforme en temps réel le miroir primaire afin de corriger les effets des perturbations atmosphériques sur le front d'onde incident. Bacon et al. (2010) décrivent plus en détail l'instrument et l'optique adaptative. Sa sensibilité pour un temps de pose d'une heure avec un seeing de 0.8" et une airmass de 1 correspond à une magnitude  $R_{AB} = 22.7$ .

**UVES** L'Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES) est un spectrographe à échelle haute résolution également installé sur l'une des unités du VLT au Chili. Grâce à ses deux bras opérant dans le bleu et le rouge il couvre une large gamme de longueur d'onde allant de la limite

UV atmosphérique à 3000 Å jusqu'à 11000 Å. Le fait que ce soit un spectrographe à échelle (c'est-à-dire qui disperse spatialement les ordres élevés de diffraction obtenus avec un réseau) permet d'atteindre des résolutions élevées, de l'ordre de  $R \approx 40000$ . En contrepartie, il a une limite en magnitude relativement faible ( $\approx 19$  pour 1.5 hr de pose). C'est donc un instrument idéal pour obtenir des spectres de quasars afin d'y étudier les absorptions.

## 2.2 L'échantillon MEGAFLOW

Dans cette thèse, nous avons travaillé essentiellement avec le relevé MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW [Bouché et al., 2024](#)). Nous présentons ici la façon dont il a été conçu ainsi que ses principales caractéristiques.

### 2.2.1 Stratégie

MEGAFLOW a été spécifiquement pensé pour étudier le gaz tiède environnant les galaxies en utilisant la technique des lignes de visée de quasars avec l'absorption Mg II. Pour cela il combine l'IFS de MUSE et la spectrographie de haute résolution de l'instrument UVES. Pour optimiser le temps d'observation, les quasars ont été sélectionnés dans le catalogue [Zhu & Ménard \(2013\)](#) (comptant 400 000 spectres de quasars tirés de SDSS DR12) parmi ceux présentant au moins trois absorptions Mg II de largeur équivalente au repos ( $W_r^{2796}$ ) supérieures à 0.5 Å (nous montrons dans la section 6.2 de la discussion que le biais potentiel introduit par cette pré-sélection est mineur et n'impacte pas les résultats obtenus). Chaque quasar a ensuite été observé avec l'instrument MUSE en WFM avec des temps de pose allant de 1h40 à 11h15 selon les champs. Au total 22 quasars ont été observés entre 2014 et 2018. L'optique adaptative a été utilisée pour les observations postérieures à l'automne 2017 suite à sa mise en service. En parallèle, afin de mesurer plus précisément les absorptions et de détecter d'éventuels absorbants faibles, les quasars ont été observés avec le spectrographe haute résolution UVES. La table 2.1 présente les caractéristiques de chaque champ observé.

### 2.2.2 Réduction des données et construction du catalogue

Les données MUSE ont été réduites d'après le pipeline ESO MUSE v1.6 ([Weilbacher et al., 2012, 2014, 2016](#)). Chaque pose a été d'abord réduite afin d'obtenir la position, le comptage électronique et la variance pour chacun des pixels et cela corrigé par les biais instrumentaux systématiques et journaliers (flat field, twilight flat, biais électroniques, correction d'illumination journalière, calibration en longueur d'onde d'après les lampes à arcs, retrait des pixels défectueux). Les flux ont ensuite été calculés, la contribution du ciel soustraite, l'astrométrie ajustée et les différentes poses du même champ ré-échantillonnées sur un cube commun. Afin de corriger les défauts de soustraction du fond, une procédure d'auto-calibration a ensuite été effectuée sur chaque cube (voir [Zabl et al., 2019](#)). Enfin les cubes ont été inspectés (les éventuelles traces de satellites ont été masquées) puis combinés avec l'outil MPDAF ([Piqueras et al., 2019](#)) et les résidus du ciel soustraits avec l'outil ZAP ([Soto et al., 2016a,b](#)) appliqué sur les cubes masqués des sources extraites avec SEXTRACTOR ([Bertin & Arnouts, 1996](#)). L'extinction due aux poussières galactiques a été corrigée en utilisant les résultats du satellite Planck ([Planck Collaboration et al., 2020](#)).

**Détection des galaxies.** Afin de permettre une détection des galaxies proches des lignes de visée, les quasars ont été soustraits des cubes en utilisant les outils `pamplemuse` ([Kamann et al.,](#)

TABLE 2.1 – Champs observés (1) identifiant du champ; (2) nom du champ; (3) ascension droite du quasar [hh :mm :ss; J2000]; (4) déclinaison du quasar [dd :mm :ss; J2000]; (5) Temps d'exposition total [hr]; (6) redshift du quasar  $z_{\text{QSO}}$ ; (7) magnitude  $r$  du quasar; (8) Nombre d'absorptions Mg II dans le catalogue SDSS [Zhu & Ménard \(2013\)](#); (9) Nombre total d'absorptions Mg II;

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
ID	Field name	R.A. (J2000)	Dec (J2000)	$T_{\text{exp}}$	$z_{\text{QSO}}$	$m_r$	$N_{\text{abs}}$	$N_{\text{abs,tot}}$
11	J0014-0028	00 :14 :53.36	-00 :28 :27.7	10.0	1.927	19.4	3	7
12	J0014+0912	00 :14 :53.21	+09 :12 :17.7	3.0	2.308	18.5	3	13
13	J0015-0751	00 :15 :35.18	-07 :51 :03.1	3.3	0.875	19.3	3	3
14	J0058+0111	00 :58 :55.76	+01 :11 :28.6	3.1	1.222	18.2	2	3
15	J0103+1332	01 :03 :32.31	+13 :32 :33.6	3.7	1.663	18.6	3	5
16	J0131+1303	01 :31 :36.45	+13 :03 :31.1	3.7	1.595	18.6	4	7
17	J0134+0051	01 :34 :05.77	+00 :51 :09.4	3.6	1.519	18.4	4	8
18	J0145+1056	01 :45 :13.11	+10 :56 :26.7	3.3	0.938	19.1	3	5
19	J0800+1849	08 :00 :04.55	+18 :49 :35.1	2.0	1.294	17.9	4	7
20	J0838+0257	08 :38 :52.05	+02 :57 :03.7	3.3	1.770	17.8	5	8
21	J0937+0656	09 :37 :49.59	+06 :56 :56.3	11.2	1.814	19.3	3	4
22	J1039+0714	10 :39 :36.67	+07 :14 :27.4	3.3	1.532	19.3	3	5
23	J1107+1021	11 :07 :42.74	+10 :21 :26.3	3.3	1.925	17.6	6	10
24	J1107+1757	11 :07 :35.26	+17 :57 :31.5	2.0	2.133	18.9	3	8
25	J1236+0725	12 :36 :24.39	+07 :25 :51.5	5.0	1.605	18.7	4	4
26	J1314+0657	13 :14 :05.62	+06 :57 :22.0	1.7	1.880	18.0	4	4
27	J1352+0614	13 :52 :17.67	+06 :14 :33.2	3.6	1.798	18.3	3	3
28	J1358+1145	13 :58 :09.49	+11 :45 :57.6	3.1	1.484	18.0	4	4
29	J1425+1209	14 :25 :38.06	+12 :09 :19.2	2.7	1.618	18.5	4	6
30	J1509+1506	15 :09 :00.12	+15 :06 :34.8	2.5	2.238	19.3	3	4
31	J2137+0012	21 :37 :48.44	+00 :12 :20.0	5.6	1.669	18.3	4	5
32	J2152+0625	21 :52 :00.04	+06 :25 :16.4	2.0	2.389	19.4	4	4
Total							79	127

2013, pour les observations sans AO) et Maoppy (Fétick et al., 2019, pour les observations avec AO). Un des points forts de l'échantillon MEGAFLOW comparé à d'autres échantillons similaires réside dans la détection des galaxies environnant les lignes de visées grâce à l'emploi de deux méthodes complémentaires : l'une basée sur le continuum et l'autre sur les raies d'émission. En effet les galaxies ont été identifiées en utilisant d'une part l'outil **SEXTRACTOR** (Bertin & Arnouts, 1996) sur les images en lumière blanche et d'autre part un algorithme de détection de raies d'émissions en bandes étroites. La détection par raies d'émission a été effectuée grâce au code **FELINE** (Wendt et al. en préparation). Pour cela la médiane de chaque cube a d'abord été soustraite pour retirer l'éventuel continuum de toutes les sources. Puis un spectre synthétique d'émission a été ajusté aux émissions résiduelles sur l'ensemble du cube et cela pour 8000 valeurs de redshift. Pour chaque spaxel, la valeur de redshift cumulant la plus grande probabilité pour chacune des raies d'émission a été retenue. On obtient ainsi une carte spatiale des probabilités de présence d'une source. Il a alors suffi de sélectionner les maxima de cette carte pour obtenir les sources. Cette approche favorise la détection d'objets ayant de multiples raies d'émission et évite de se baser sur la morphologie d'une raie particulière pouvant conduire à des faux-positifs. Pour chaque source détectée avec cet algorithme et/ou avec **SEXTRACTOR**, l'outil **PYMARZ** a ensuite été utilisé afin de proposer les meilleures solutions en redshift en se basant sur des templates de galaxies actives et passives. Les 5 meilleures solutions ont ensuite été inspectées visuellement et indépendamment par au moins trois chercheurs afin d'identifier la plus vraisemblable. À cette étape, la confiance dans l'estimation du redshift a été évaluée par chaque inspecteur grâce à un score dénoté **ZCONF** :

- **ZCONF** = 0 : aucune solution en redshift ne semble correspondre. Typiquement pour les galaxies ayant du continuum mais aucune raie d'émission.
- **ZCONF** = 1 : la solution en redshift n'est pas évidente car il n'y a qu'une seule raie d'émission avec un faible S/N.
- **ZCONF** = 2 : une seule raie d'émission est présente mais sa forme est caractéristique (doublet [O II] ou asymétrie de la raie Ly $\alpha$ ).
- **ZCONF** = 3 : plusieurs raies sont présentes et indiquent une solution en redshift claire.

Enfin, des réunions de "réconciliation" ont été organisées pour permettre aux inspecteurs de trancher ensemble sur la meilleure solution en redshift à adopter pour les cas ambigus.

Nous insistons ici sur le fait que la détection des galaxies est effectuée de façon systématique, indépendamment de la présence ou non d'absorption dans les lignes de visée de quasars. Ce point de vue *galaxy-centric*, coûteux en temps, distingue MEGAFLOW d'autres échantillons *absorption-centric*, c'est-à-dire cherchant les galaxies à partir des absorptions. Il permet notamment de mesurer la fraction de couverture de gaz (voir plus bas) et d'étudier quelles propriétés des galaxies impactent la présence d'absorptions.

**Complétude.** La complétude de MEGAFLOW a été estimée de façon distincte pour les deux algorithmes de détection. Pour la détection grâce au continuum, la distribution en magnitude permet de montrer que l'échantillon est complet jusqu'à des magnitudes de  $\approx 24.5$  pour les champs les moins profonds et  $\approx 25$  pour les plus profonds (voir figure 2.2). Pour la détection grâce aux raies d'émission, la complétude a été estimée en ajoutant artificiellement des émetteurs [O II] dans le cube ayant le temps d'exposition le plus long (11.2h) puis en faisant tourner l'algorithme de détection **FELINE**. Le même procédé a été utilisé sur une version peu profonde de ce cube (2.3h) afin d'estimer la complétude pour les autres champs. Finalement la complétude à 50% pour les sources détectées grâce à leurs raies d'émission est de  $3.7_{-0.6}^{+0.8} \times 10^{-18}$  erg s $^{-1}$  cm $^{-2}$  pour les champs profonds et

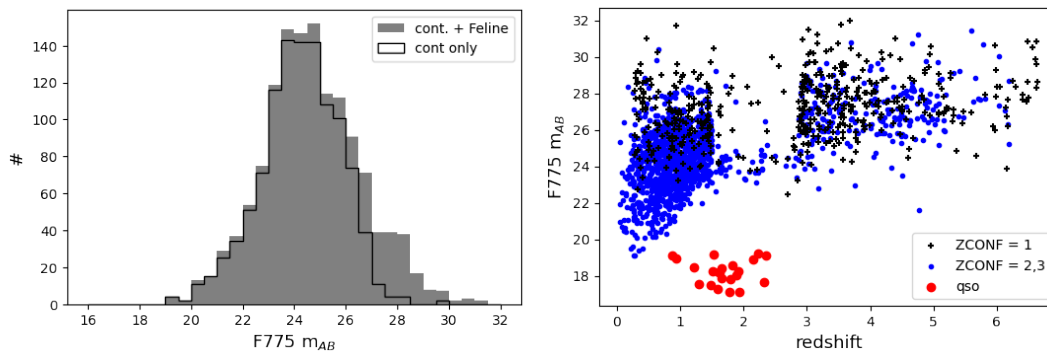


FIGURE 2.2 – **A gauche** : distribution en magnitude pour toutes les galaxies de MEGAFLOW (en gris). Les galaxies détectées uniquement grâce à leur continuum sont représentées par le contour noir. Les champs peu profonds sont complets jusqu'à  $r \approx 24.5$  mag et les champs profonds jusqu'à  $r \approx 25$  mag. **A droite** : magnitude versus redshift pour toutes les sources avec un redshift  $z > 0$ . Les quasars sont représentés par des points rouges. Les galaxies ayant ZCONF = 1 (2,3) sont représentées par des croix noires (points bleus) respectivement.

$7.07_{-1.3}^{+1.6} \times 10^{-18}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> pour les champs peu profonds (voir Bouché et al., 2024, pour plus de détails sur l'estimation de la complétude).

**Détection des absorptions.** Les 22 quasars ont été observés entre 2014 et 2018 avec le spectrographe à échelle UVES (Dekker et al., 2000) qui a permis d'obtenir des spectres 1D de haute résolution ( $R \approx 38000$  sur des pixels de  $\approx 1.3$  km s<sup>-1</sup>). Les données ont été réduites en utilisant la procédure standard (Common Pipeline Language 6.3) puis les spectres aux différents ordres obtenus par le spectrographe ont été combinés avec l'outil UVES Popler (Murphy, 2018). Afin de détecter les absorptions Mg II, le continuum a été fitté de façon polynomiale (Murphy et al., 2019) puis normalisé. Enfin, la largeur équivalente au repos ( $W_r^{2796}$ ) de la raie à 2796 Å du doublet Mg II a été estimée en utilisant l'algorithme de Quast, R. et al. (2005) qui modélise chacune des composantes comme une Gaussienne. La figure 2.3 montre la limite de détection à  $3\sigma$  en fonction du redshift. La médiane se situe à  $\approx 0.05$  Å tandis que le 90<sup>ème</sup> pourcentile est à environ 0.1 Å.

### 2.2.3 Présentation de l'échantillon

Lorsque les 22 quasars ont été sélectionnés, ils comptabilisaient un total de 79 absorptions Mg II "fortes" ( $> 0.5$  Å). Suite aux observations effectuées avec UVES et après détection des absorptions plus faibles, l'échantillon MEGAFLOW dans sa version la plus récente (2.0) compte 127 absorptions dont 41 avec  $W_r^{2796} < 0.5$  Å, 27 avec  $0.5 \text{ Å} < W_r^{2796} < 1$  Å et 59 avec  $W_r^{2796} > 1.0$  Å. Les distributions en fonction du redshift et de la largeur équivalente sont illustrées figure 2.4.

Pour ce qui est des galaxies, 2370 ont été détectées dans MEGAFLOW (ainsi que 57 étoiles). Parmi celles-ci 1157 ont des redshifts  $0.35 < z < 1.5$  pour lesquels la raie de [O II] tombe dans la gamme de longueur d'onde de MUSE. L'échantillon MEGAFLOW comporte un grand nombre de galaxies détectées avec cette raie qui est indicatrice d'une activité de formation d'étoiles. MEGA-

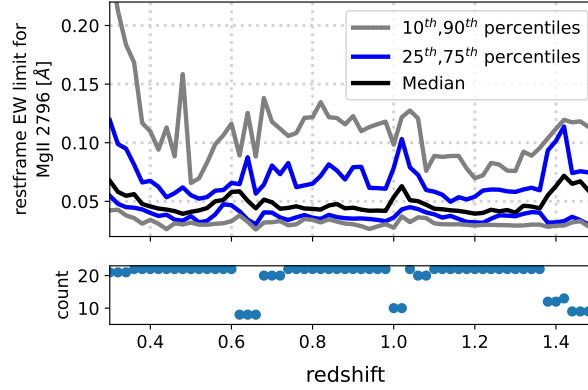


FIGURE 2.3 – Limite de détection à  $3\sigma$  de la raie à 2796 Å du Mg II dans les spectres UVES. La médiane est représentée en noire, les 25<sup>ème</sup> et 75<sup>ème</sup> percentiles sont représentés en bleu et les 10<sup>ème</sup> et 90<sup>ème</sup> percentiles sont représentés en gris. Le panel du bas indique le nombre de lignes de visée en fonction du redshift. Figure reprise de [Bouché et al. \(2024\)](#).

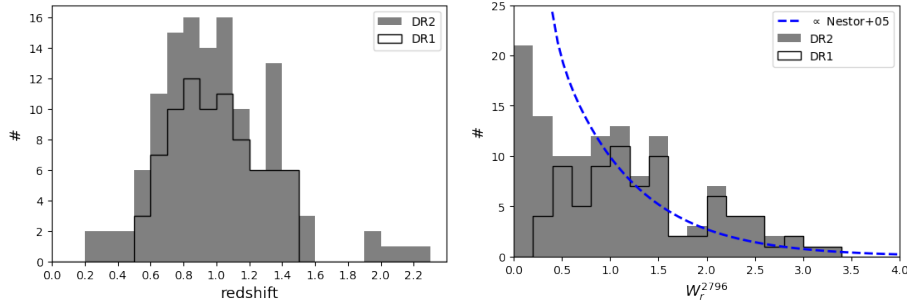


FIGURE 2.4 – Distribution des absorptions dans MEGAFLOW en fonction du redshift (à gauche) et de la largeur équivalente (à droite). La première version du catalogue (DR1) est représentée par la ligne noire, tandis que la seconde version (DR2, utilisée ici) est indiquée en gris. La distribution de  $W_r^{2796}$  fittée par [Nestor et al. \(2005\)](#) pour des quasars de SDSS est indiquée par la ligne tiretée bleue.

TABLE 2.2 – Répartition des galaxies selon leur catégorie et la qualité de l’estimation de leur redshift ZCONF.

Class	ZCONF				All
	0	1	2	3	
QSOs	0	0	0	22	22
Stars	0	0	3	54	57
low- $z$ ( $0 < z < 0.35$ )	0	17	2	90	109
O II ( $0.35 < z < 1.5$ )	6	173	244	734	1157
Desert ( $1.5 < z < 2.8$ )	0	28	20	28	76
LAE ( $z > 2.8$ )	7	376	276	10	669
unknown	337	0	0	0	337
All	350	594	545	938	2427

FLOW est donc biaisé vers cette population de galaxies. D’autre part, 669 galaxies ont été détectées à haut redshift ( $z > 2.7$ ) grâce à la raie Ly $\alpha$ , 109 ont été détectées à bas redshift ( $z < 0.35$ ) grâce à leur continuum ou à d’autres raies ([O III], H $\beta$ ) et 337 galaxies ont été détectées sans que l’on puisse leur attribuer un redshift (ZCONF = 0). On observe aussi la présence d’un "désert" entre  $z \approx 1.5$  et  $z \approx 2.8$  du fait que, dans cette gamme de redshift, ni la raie de [O II] ni la raie Ly $\alpha$  ne tombent dans la plage de longueur d’onde de MUSE. Enfin, il faut noter que sur l’ensemble des galaxies de l’échantillon, la moitié (1210) sont situées à l’avant-plan des quasars et peuvent donc être utilisées pour étudier le CGM grâce aux absorptions dans les lignes de visée. Nous nous concentrerons dans cette thèse sur ce sous-échantillon. La table 2.2 présente la distribution des galaxies par catégories et par niveau de confiance en leur redshift (ZCONF).

Pour pouvoir étudier le CGM il est ensuite nécessaire d’associer les absorptions détectées avec les galaxies. Mais cette association n’est pas toujours évidente car il peut y avoir plusieurs galaxies à proximité de la ligne de visée au redshift d’une absorption. Nous reviendrons sur cette question dans les chapitres 3 et 4 car elle constitue une difficulté récurrente dans l’étude du CGM et motive notamment notre travail sur les galaxies isolées. Néanmoins il est possible ici d’avoir une première vision d’ensemble des absorbants dans MEGAFLOW en considérant le nombre de galaxies présentes dans une plage de redshift  $\Delta v$  autour de chaque absorption. La figure 2.5 montre le nombre de galaxies autour de chaque absorption pour  $\Delta v = \pm 500 \text{ km s}^{-1}$  dans la plage de redshift  $0.35 < z < 1.5$  (pour laquelle la raie de [O II] est observable par MUSE). On constate premièrement que la plupart des absorptions sont au redshift d’au moins une galaxie visible dans le champs de vue de MUSE. On observe aussi qu’il y a la plupart du temps une unique galaxie dans un paramètre d’impact de 100 kpc autour de la ligne de visée. En revanche dans le champ de vue complet il est commun d’avoir jusqu’à 4 galaxies. La distribution s’affaïsse ensuite et il n’y a que peu de cas avec des grands groupes de plus de 10 galaxies dans le champ de vue.

La pré-sélection des lignes de visée de quasars sur la base de la présence de plusieurs absorbants forts ( $> 0.5 \text{ \AA}$ ) peut poser la question d’un éventuel biais dans les résultats que l’on obtient avec MEGAFLOW. Cette question nous a été posé plusieurs fois. Nous reproduisons dans la section 6.2 un calcul présenté dans Cherrey et al. (2024b) permettant d’estimer la valeurs du potentiel biais induit sur les résultats. Nous concluons que si ce biais existe il est faible devant les incertitudes.



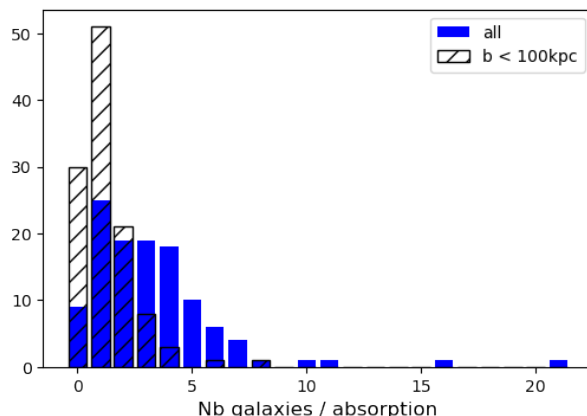


FIGURE 2.5 – Distribution du nombre de galaxies par absorption dans l’intervalle de redshift  $0.35 < z < 1.5$  couvrant la raie de [O II]. L’histogramme bleu représente le nombre de galaxies dans l’ensemble du champ de vue, tandis que l’histogramme gris indique le nombre de galaxies ayant un paramètre d’impact inférieur à 100 kpc.

## 2.2.4 Propriétés des galaxies

Dans cette thèse nous nous sommes concentrés sur les galaxies situées à l’avant-plan des quasars, aux redshifts auxquels la raie de Mg II peut être détectée avec UVES et la raie de [O II] avec MUSE (pour avoir la meilleur complétude possible). Ces trois critères contraignent le redshift dans la plage  $0.35 < z < 1.5$ .

**Masse stellaire.** La masse stellaire est une propriété essentielle des galaxies qui reste pourtant difficile à estimer aux redshifts que l’on considère. Plusieurs méthodes existent. Pour MEGAFLOW un code d’ajustement spectral (SED fitting en anglais pour Spectral Energy Distribution fitting) a été utilisé pour son estimation. Ce code, *coniecto*, est présenté en détail dans [Zabl et al. \(2016\)](#) et nous ne décrivons ici que son principe de fonctionnement général. *coniecto* fit les spectres observés en générant des spectres synthétiques. Le continuum est tiré des modèles de [Bruzual & Charlot \(2003\)](#) en utilisant une fonction de masse initial de ([Chabrier, 2003](#)) ainsi qu’un historique de formation d’étoile (Star Formation History ou SFH) en exponentielle décroissante. L’émission des poussières est estimée à partir des modèles de [Dale & Helou \(2002\)](#) et les raies nébulaires sont ajoutées en utilisant la méthode de [Schaerer & de Barros \(2009\)](#) et [Ono et al. \(2012\)](#). Enfin l’extinction due aux poussières est prise en compte en utilisant la loi de [Calzetti et al. \(2000\)](#) avec des valeurs différentes pour l’extinction du continuum et l’extinction nébulaire.

Cette procédure d’ajustement spectral ne peut évidemment être utilisée que pour les galaxies ayant un continuum. Elle n’a donc été appliquée qu’aux galaxies ayant une magnitude estimée  $r_{AB} < 26$  mag. La figure 2.6 présente la masse stellaire en fonction du redshift pour l’ensemble de l’échantillon MEGAFLOW.



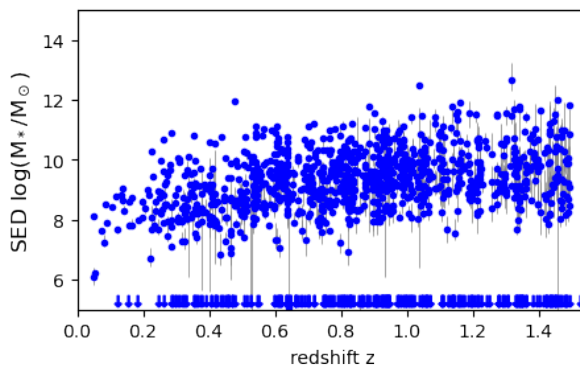


FIGURE 2.6 – Masses stellaires estimées par SED fitting en fonction du redshift pour les galaxies avec  $z < 1.5$ . Les galaxies sans estimations (car continuum insuffisant) sont représentées par des flèches descendantes, à la valeurs de  $\log(M_*/M_\odot) = 5$ .

**Taux de formation stellaire** Le taux de formation d'étoile (SFR pour Star Formation Rate) peut également être estimé de plusieurs façons différentes. L'ajustement spectral décrit ci-dessus fournit une estimation du SFR. Mais celle-ci est assez incertaine à cause de l'hypothèse sur le SFH notamment. Nous préférons ici utiliser la raie de [O II] à 3728 Å qui est connue pour être une bonne traceuse de la formation stellaire en raison de la forte émission dans l'UV proche des étoiles jeunes et massives à durée de vie courte. Nous utilisons en particulier le résultat de [Gilbank et al. \(2010\)](#) qui fournit une équation empirique corrigée de l'extinction, basée sur le décrement Balmer et dépendant uniquement de la masse stellaire :

$$\text{SFR} = \frac{L([\text{OII}]_{\text{obs}})/3.8 \times 10^{40} \text{erg/s}}{a \tanh[(x - b)/c] + d} \quad (2.1)$$

avec  $a = -1.424$ ,  $b = 9.827$ ,  $c = 0.572$ ,  $d = 1.70$  et  $x = \log(M_*/M_\odot)$ . Nous appliquons cette formule uniquement aux galaxies pour lesquelles une masse stellaire a pu être estimée.

**Séquence principale** Les mesures de la masse stellaire et du SFR présentées ci-dessus permettent de situer l'échantillon MEGAFLOW sur la séquence principale présentée en section 1.3.1. Cette relation est illustré figure 2.7. On constate que l'échantillon ne comporte que peu de galaxies passives, ce qui est normal étant donné qu'une partie des galaxies est détectée uniquement grâce à la raie [O II] (et n'ont pas de continuum) qui trace la formation stellaire. On constate également le décalage vers le haut de la séquence principale avec le redshift comme attendu.

### 2.2.5 Comparaison avec d'autres échantillons

MEGAFLOW n'est pas le seul échantillon permettant l'étude de la phase tiède au moyen du doublet Mg II. Nous présentons ici les quelques autres échantillons permettant ce genre d'analyse :

- **MAGIICAT** (pour Mg II Absorber-Galaxy Catalog. Voir [Nielsen et al., 2013a](#)). C'est l'un des premiers grands échantillons de paires galaxies-absorptions Mg II constitué sans l'utilisa-

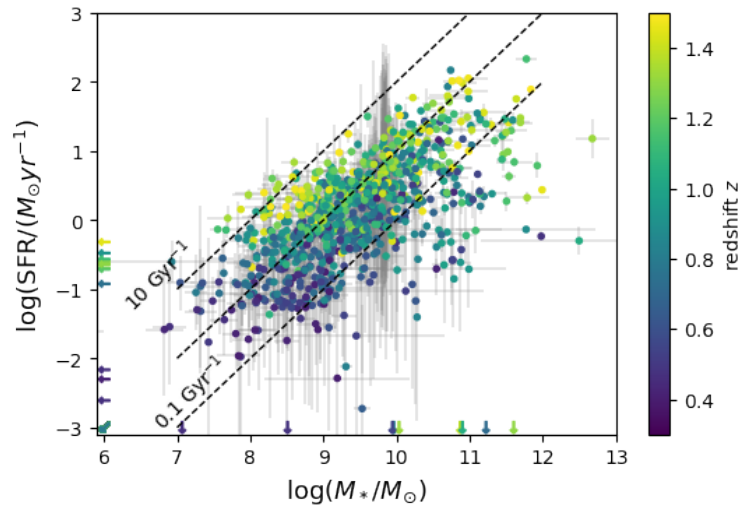


FIGURE 2.7 – Séquence principale des galaxies de l'échantillon MEGAFLOW situé à  $0.4 < z < 1.5$ . Les galaxies sans masse stellaire estimée (car continuum insuffisant) sont représentées par des flèches vers la gauche, à la valeurs de  $\log(M_*/M_\odot) = 6$ . Les galaxies sans SFR estimé (car flux [O II] trop faible) sont représentées par des flèches vers le bas, à la valeurs de  $\log(\text{SFR}/(M_\odot \text{yr}^{-1})) = -3$ . La couleur encode le redshift.

tion d’IFS. Il est composé d’une collection de galaxies et d’absorptions issues de différentes observations réalisées avec différents instruments (HST/COS, VLT/UVES, HIRES, MIKE, SDSS, MagE, LRIS, MIKE) pour différents relevés. Sa complétude est en conséquence difficile à évaluer. Certaines galaxies ont été identifiées à l’aveugle tandis que d’autres sont issues de recherches autour d’absorptions déjà connues. L’échantillon compte 182 galaxies à  $0.07 < z < 1.1$  se trouvant à des paramètres d’impact inférieurs à 200 kpc vis-à-vis des quasars d’arrière-plan. La limite de détection des absorptions est inférieure à 0.3 Å.

- **MAGG** (pour MUSE Analysis of Gas around Galaxies. Voir [Lofthouse et al., 2020](#); [Dutta et al., 2020](#)). Bien qu’initialement conçu pour étudier la raie Ly $\alpha$  à  $z > 3$ , ce relevé permet aussi d’utiliser le doublet Mg II à plus bas redshift. A l’instar de MEGAFLOW il combine l’observation MUSE de 28 champs de quasars avec de la spectroscopie haute résolution par UVES, HIRES, MIKE et XSHOOTER. Le seul critère de sélection des quasars est que leurs spectres contiennent au moins une absorption forte Ly $\alpha$ . Concernant les absorptions Mg II, l’échantillon est donc représentatif de la population moyenne des quasars. L’identification des galaxies a été effectuée par le continuum grâce à **SEXTRACTOR** mais une recherche à partir de la raie [O II] a également été menée autour des absorptions identifiées. Cet échantillon est donc centré sur l’étude des absorptions et diffère en cela de MEGAFLOW dans lequel les galaxies ont systématiquement été recherché grâce à leur raies d’émission (y compris sans continuum). Il comporte un total de 232 galaxies à  $0.8 < z < 1.5$  et de 27 absorptions Mg II avec une limite de détection à 0.03 Å.
- **QSAGE** (pour Quasar Sightlines and Galaxy Evolution survey. Voir [Stott et al., 2020](#)). Ce relevé a été constitué à partir de l’observation de 12 quasars en combinant de l’imagerie proche infrarouge et de la spectroscopie avec HST ainsi que des observations peu profondes avec MUSE (1h à 5h par champ). La complétude a 90% atteinte est de  $\approx 26$  mag, ce qui correspond à des masses stellaires de  $\log(M_*/M_\odot) \approx 8$  à  $z = 0.5$  et  $\approx 9$  à  $z = 1.5$ . Au total cet échantillon compte 28 absorbants à  $0.1 < z < 1.3$  avec une largeur équivalente médiane de 0.1 Å et une limite de détection de 0.03 Å (donc sensiblement plus bas que MEGAFLOW).
- **MUSE-ALMA survey** (voir [Péroux et al., 2022](#)). Ce relevé a pour objectif de combiner des observations des instruments MUSE ALMA et HST dans différentes plages de longueur d’onde (UV, optique, radio) afin de mieux comprendre la nature multiphase du CGM. Il se concentre sur l’observation de 19 champs de quasars comprenant 32 absorbants Ly $\alpha$  forts ( $N(\text{H I}) > 18 \text{ cm}^{-2}$ ) à  $0.2 < z < 1.4$ . Au total plus de 3600 sources ont été identifiées dont 708 ayant un redshift spectroscopique.
- **CUBS** (pour Cosmic Ultraviolet Baryon Survey. Voir [Chen et al., 2020](#)). Cet échantillon a pour but de mieux comprendre le CGM en combinant les observations spectroscopique dans l’UV proche avec le spectrographe COS/*HST* et dans l’optique (haute résolution) de MIKE sur 15 quasars situés à  $0.2 < z < 1.5$ . Ces données sont complétées par des observations de MUSE (2hr/champ) permettant l’identification des galaxies peuplant les champs. La complétude atteinte est de 75 - 90% pour  $r_{\text{AB}} \approx 25$ .
- **MUSEQuBES** (pour MUSE Quasar-field Blind Emitters Survey. Voir [Muzahid et al., 2020](#)) Ce relevé a pour but de mieux comprendre le CGM neutre tracé par les absorptions Ly $\alpha$  autour de 16 quasars à bas redshifts ( $z \approx 1.0$ ) autour de 8 quasars à haut redshifts ( $z \sim 3.5$ ) en combinant des observations de la forêt Ly $\alpha$  depuis les spectres des quasars observés avec le spectrographe COS/*HST* à bas  $z$  ou le spectrographe UVES/VLT à grands  $z$  avec des observations MUSE (2-10hr/champ) ([Banerjee et al., 2023](#); [Dutta et al., 2024](#)). L’identifica-

tion des galaxies a été effectuée uniquement par l'émission du continuum avec l'algorithme **SEXTRACTOR** et contient 475 galaxies pour les 16 champs à bas  $z$ <sup>1</sup>.

On peut également mentionner d'autres jeux de données, rassemblés spécifiquement pour un article. Par exemple [Chen et al. \(2010b\)](#) ont utilisé un échantillon de 94 galaxies identifiées autour d'absorbants à  $z < 0.5$ . [Lan \(2020\)](#) a composé l'un des plus grand jeu de données constitué de 15000 paires absorptions-galaxies identifiées dans SDSS. [Huang et al. \(2021\)](#) se sont également servi des catalogues SDSS pour sélectionner un échantillon de 380 galaxies.

Pour résumer MEGAFLOW est un des plus grands relevé d'absorption Mg II à des redshifts intermédiaires ( $0.4 < z < 1.5$ ) disponible aujourd'hui avec 127 absorptions détectés et contient  $\approx 1200$  galaxies d'avant-plan grâce à la détection systématique des sources (y compris celles dépourvues de continuum) en utilisant une méthode de détection double (une optimisées les galaxies qui ont des raies d'émission et une optimisée pour les galaxies qui ont de l'émission du continuum stellaire) comme décrit dans [Bouché et al. \(2024\)](#). L'utilisation de deux méthodes de détection permet d'avoir un catalogue extrêmement complet de galaxies d'avant-plan tant pour les galaxies 'passives' que pour les galaxies 'actives'. Ce catalogue permet d'étudier le CGM d'un point de vue centré sur les galaxies (ou groupes) 'en aveugle' des absorptions le long de ligne de visée, ce qui est l'objectif de cette thèse (chapitres 3, 4).

---

1. Ceci correspondrait à 653 pour 22 champs, alors que le survey MEGAFLOW, en utilisant une méthode de détection double (sur les raies et le continuum), contient  $\approx 1126$  galaxies à  $0.4 < z < 1.5$ .



# Chapitre 3

## Étude des galaxies isolées

### 3.1 Position du problème

Une des difficultés rencontrées lorsque l'on tente d'étudier le lien entre le profil de gaz tiède et les propriétés des galaxies réside dans le fait qu'il n'est pas simple d'établir à quelle galaxie est associée une absorption particulière. En effet, comme cela est montré sur la figure 2.5, il est fréquent de trouver 2, 3 ou 4 galaxies dans le champ de vue de MUSE au redshift de l'absorption<sup>1</sup>. Ceci rend la comparaison entre observations et simulations compliquée, en particulier avec les simulations idéalisées qui modélisent les phénomènes de vents, d'accrétion dans le CGM avec les meilleures résolutions (comme par exemple FIRE, AURIGA, SPHINX, RAMSES ou NIHAO, voir respectivement Hopkins et al., 2018; Grand et al., 2017; Rosdahl et al., 2018; Teyssier, 2002; Wang et al., 2015). Dans le contexte d'une étude des absorptions autour des galaxies (point de vue "galaxy-centric" défini en section 2.2.2) comme c'est ici le cas, l'enjeu derrière l'association claire entre galaxies et absorptions est de pouvoir établir un lien entre les propriétés des halos de gaz et les propriétés des galaxies telles que la masse stellaire, la formation stellaire, le redshift etc.

Pour cela, une approche consiste à regarder les galaxies qui se trouvent dans un certain rayon autour des lignes de visée (environ 100 kpc) et à considérer seulement la galaxie la plus brillante et/ou la plus massive lorsqu'il y a plusieurs galaxies dans ce rayon. C'est cette approche qui a été utilisée dans les analyses centrées sur les absorptions de MEGAFLOW. En effet, Schroetter et al. (2019) et Zabl et al. (2019) ont exigé qu'il y ait au maximum deux galaxies dans un rayon de 100 kpc, et associé la plus brillante lorsque  $N = 2$ .

Une autre approche consiste à ne s'intéresser qu'aux galaxies "isolées", c'est-à-dire seules autour des lignes de visée. Cette approche pose la question de la limite de détection : une galaxie est détectée jusqu'à la limite de sensibilité de l'instrument, mais la fonction de luminosité cosmique implique que d'autres galaxies moins brillantes peuvent néanmoins se trouver dans le voisinage et éventuellement à un plus faible paramètre d'impact. Par exemple, une galaxie pourra paraître isolée dans les données SDSS (ayant une limite en magnitude de  $\approx 22$ ) à l'intérieur de 100 kpc, tandis qu'elle ne le sera pas si elle est observée par MUSE durant quelques heures (atteignant une magnitude de  $\approx 25$ ). Certains travaux (par ex. Dutta et al., 2020; Huang et al., 2021) considèrent

---

1. Comme discuté dans le chapitre 4, trouver plusieurs galaxies dans le champ de vue de MUSE ne signifie pas nécessairement que les absorptions ont lieu dans des groupes mais plutôt que la corrélation spatiale naturelle des galaxies implique qu'une galaxie est souvent peu loin d'une autre.

parfois qu’une galaxie est isolée que s’il n’y a aucune voisine dans le champ de vue de l’instrument au même redshift. Cette approche est pratique mais dépend de l’instrument utilisé et n’est donc pas basée sur un critère physique.

Dans ce chapitre nous proposons de définir un critère d’isolement rigoureux afin d’étudier les galaxies qui sont seules autour des lignes de visée de quasars dans un rayon caractéristique (que nous définirons plus bas). L’objectif est alors d’utiliser les absorptions Mg II afin de mesurer le profil de gaz tiède autour de ces galaxies isolées. Nous mesurerons la fraction de couverture du gaz et sa dépendance aux propriétés des galaxies, notamment leurs masses, SFR, redshift ainsi que leur orientation.

## 3.2 Sélection de l’échantillon

Parmi les  $\sim 300$  galaxies situées à l’avant-plan des quasars (avec une différence de redshift d’au moins  $\Delta v_{\text{QSO}} \geq 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) qui se trouvent à moins de  $b_{\text{max}} \sim 150 \text{ kpc}$  de la ligne de visée (correspondant au rayon de viriel d’une galaxie typique), nous allons nous concentrer ici sur les galaxies qui sont seules à proximité des lignes de visée afin de pouvoir établir avec confiance des couples galaxie-absorption que je nommerai de façon impropre *galaxies isolées*. L’alternative serait de se focaliser sur les galaxies qui sont seules dans un rayon  $b_{\text{max}}$  centré sur elles-mêmes, mais ceci ne permettrait pas de garantir l’association galaxie-absorption sans ambiguïté car une seconde galaxie pourrait se situer proche de la ligne de visée (à 180 degrés). Le désavantage du critère centré sur la ligne de visée est que ce seul critère ne garanti pas qu’elle soit isolée si elle se trouve au bord du cylindre défini par  $b_{\text{max}}$ .

Pour effectuer la sélection de notre échantillon, nous appliquons plusieurs critères. Nous sélectionnons d’abord les galaxies situées dans la gamme de redshift  $0.4 < z < 1.5$ , car la raie de [O II] y est accessible pour MUSE et la raie de Mg II y est détectable dans les spectres UVES. Ensuite, nous effectuons une sélection au-dessus de  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) = 9$  afin d’avoir un échantillon limité en volume qui sera complet au dessus de cette masse sur cette gamme de redshift. En effet, la distribution des masses stellaires estimées par SED fitting en fonction du redshift (voir figure 3.1, panel du bas) démontre qu’il est possible de sélectionner un échantillon complet jusqu’à  $\approx 10^9 M_{\odot}$  sur toute la gamme de redshift  $0.4 < z < 1.5$ . De plus, nous ne sélectionnons que des galaxies pour lesquelles la confiance dans l’estimation du redshift est bonne ( $Z\text{CONF} \geq 2$ ).

Afin de sélectionner des galaxies "isolées", nous définissons un paramètre d’impact d’isolement  $b_{\text{max}}$  autour de la ligne de visée, dans lequel nous voulons que les galaxies soient seules dans un intervalle de  $\pm 500 \text{ km/s}$ . Au lieu de choisir une distance fixe de 100 kpc ou 150 kpc (correspondant aux paramètres d’impact auxquels on estime que l’absorption Mg II tend à disparaître, [Ménard & Chelouche, 2009](#)), nous préférons choisir une distance qui (i) soit inférieure au rayon du champ de vue de MUSE, (ii) évolue avec le redshift à l’instar des halos de matière noire. Dans cette logique, nous utilisons comme distance d’isolement  $b_{\text{max}}$  le rayon de viriel médian de notre échantillon. Nous le calculons à partir de la masse stellaire médiane des galaxies ayant  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) > 9$  dans  $0.4 < z < 1.5$ . Celle-ci est de  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) = 9.8$  et en utilisant la relation masse stellaire-masse de halo de [Behroozi et al. \(2019\)](#), nous obtenons une masse de halo de  $\log(M_{\text{h}}/M_{\odot}) = 11.7$ . Le rayon de viriel correspondant est indiqué sur la figure 3.1(panel du haut) par la ligne rouge. Ce rayon est inclus dans le champ de vue de MUSE pour  $0.4 < z < 1.5$  et vaut  $\approx 105 \text{ kpc}$  à  $z = 1.5$  et  $\approx 165 \text{ kpc}$  à  $z = 0.4$ .

Ce rayon d’isolement définit un cylindre centré sur la ligne de visée, jamais coupé par le champ de vue, ne contenant qu’une unique galaxie. Notons cependant que cette galaxie peut tout à fait

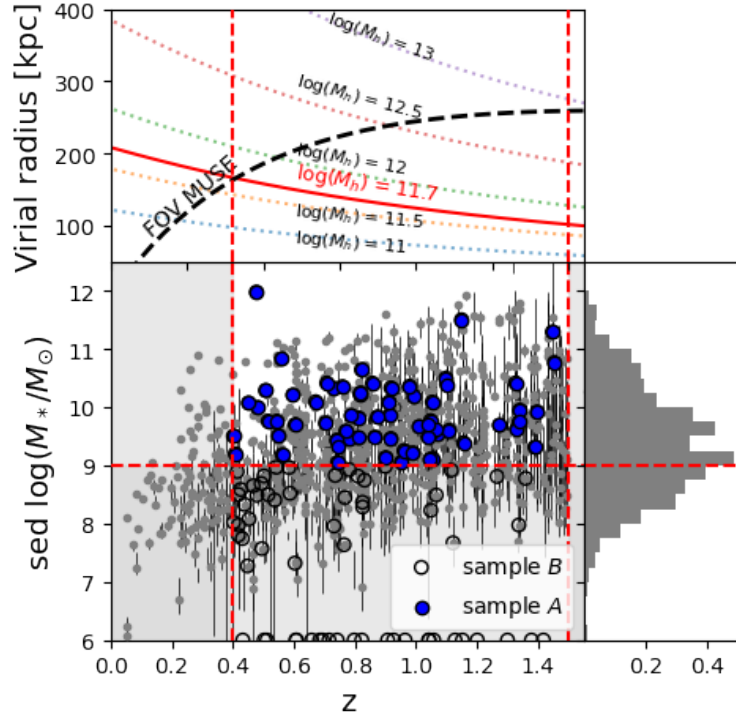


FIGURE 3.1 – **Panel du haut** : comparaison entre le champ de vue MUSE et le rayon de viriel pour différentes masses de halo en fonction du redshift. La ligne rouge représente la masse médiane de halo pour notre échantillon (que nous choisissons comme distance d'isolement). Les lignes tiretées verticales délimitent notre sélection en redshift  $0.4 < z < 1.5$  pour laquelle le rayon d'isolement est inclus dans le champ de vue de MUSE. **Panel du bas** : masses stellaires estimées par ajustement spectral en fonction du redshift pour les galaxies de MEGAFLOW à  $z < 1.5$ . On considère que MEGAFLOW est complet dans  $0.4 < z < 1.5$  jusqu'à  $\log(M_*/M_\odot) = 9$  (indiqué par la ligne tiretée horizontale) et sélectionnons donc un notre échantillon au-dessus de cette valeur afin d'être complet en masse stellaire. L'échantillon *B* est représenté par les cercles ouverts et l'échantillon *A* par les points bleus.



avoir une voisine en dehors de ce cylindre (par exemple en dehors du champ de vue), c’est pourquoi le terme de galaxie *isolée* est ici impropre. Nous l’utilisons afin d’être plus concis mais il faudrait plutôt parler de galaxie seule autour de la ligne de visée.

Enfin nous retirons les cas où il y a plus de 4 galaxies dans le champ de vue (même s’il n’y a qu’une seule galaxie dans le rayon d’isolement), car on considère qu’on se trouve alors dans l’environnement d’un groupe (voir plus de détails dans la section 4). On note  $N_{\text{FOV}}$  le nombre de galaxies dans le champ de vue.

Avec les critères définis ci-dessus, nous définissons un premier échantillon de galaxies isolées, noté  $A$ , complet pour les masses stellaires  $M_{\star} > 10^9 M_{\odot}$ . Nous définissons également un second échantillon dont la seule différence avec le premier est qu’on n’impose pas la limite sur la masse stellaire. Ce deuxième échantillon, noté  $B$ , n’est donc pas complet mais permet d’explorer les caractéristiques du CGM à des masses et des SFR plus faibles.

Finalement, dans le but d’étudier les absorptions Mg II nous excluons les galaxies situées à des redshift ou la couverture UVES est mauvaise ou inexistante.

Nous résumons ci-dessous les critères de sélection que nous appliquons pour obtenir nos deux échantillons de galaxies isolées  $A$  et  $B$  :

- $0.4 < z < 1.5$  et  $b < b_{\text{max}}$  (377 galaxies)
- et  $\text{ZCONF} \geq 2$  (330 galaxies)
- et  $z_{\text{gal}} < z_{\text{QSO}}$  avec  $\Delta v_{\text{QSO}} \geq 1000$  km/s (312 galaxies)
- et  $N_{\text{FOV}} < 5$  afin d’éviter les groupes (248 galaxies)
- et seule galaxie dans  $b_{\text{max}}$  (144 galaxies)
- et bonne couverture UVES (128 galaxies = *échantillon B*)
- et  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) > 9$  (66 galaxies = *échantillon A*)

Avec ces critères, nous obtenons un échantillon  $A$  composé de 66 galaxies, ayant pour masse médiane  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) = 9.8$  et pour redshift médian  $z = 0.91$ . L’échantillon  $B$ , lui, se compose de 128 galaxies ayant pour masse médiane  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) = 9.1$  et pour redshift médian  $z = 0.81$ .

### 3.3 Modélisation avec Galpak

En plus des propriétés décrites en section 2.2.4 ( $M_{\star}$ , SFR, sSFR) nous utilisons l’algorithme GalPaK<sup>3D</sup> (Bouché et al., 2015) afin d’estimer les paramètres morphologiques et cinématiques des galaxies sélectionnées. GalPaK<sup>3D</sup> est un algorithme qui utilise une approche Bayésienne pour ajuster un modèle de galaxie disque directement sur des données 3D  $(x, y, \lambda)$  issues d’observations en spectroscopie intégrale de champ. L’émission lumineuse du disque modélisé est convoluée avec la réponse impulsienne spatiale (Point Spread Function ou PSF) et spectrale (Line Spread Function ou LSF) afin d’obtenir directement les paramètres intrinsèques de la galaxie observée. Le modèle suppose une forme analytique pour la courbe de rotation  $v(r)$  du disque. Celle-ci peut adopter des formes analytiques variées, allant de la tangente hyperbolique à des expressions plus complexes autorisant aussi bien la croissance que la décroissance dans la partie externe. Dans notre cas, nous utilisons la *Courbe de Rotation Universelle* (Universal Rotation Curve ou URC) proposée par Salucci & Persic (1997) qui balaye un vaste ensemble de formes tout en n’utilisant que deux paramètres non dégénérés. Nous dénommons ci-après les fits GalPaK<sup>3D</sup> fait avec cette courbe de rotation les

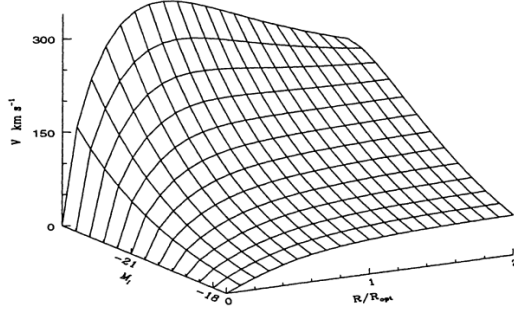


FIGURE 3.2 – Courbe de rotation universelle (URC) définie par Salucci & Persic (1997) (figure issu de cet article).

*fits URC.* La courbe de rotation URC a la forme suivante :

$$V_{\text{URC}}(x) = V(R_{\text{opt}}) \left[ \left( 0.72 + 0.44 \log \frac{L}{L_*} \right) \frac{1.97x^{1.22}}{(x^2 + 0.782)^{1.43}} \right. \quad (3.1)$$

$$\left. + \left( 0.28 - 0.44 \log \frac{L}{L_*} \right) \left( 1 + 2.25 \left( \frac{L}{L_*} \right)^{0.4} \right) \frac{x^2}{x^2 + 2.25 \left( \frac{L}{L_*} \right)^{0.4}} \right]^{1/2} \text{ km/s} \quad (3.2)$$

Elle ne comporte que deux paramètres libres :  $R_{\text{opt}}$  et  $L/L_*$ . Nous montrons sa forme sur la figure 3.2 tiré de Salucci & Persic (1997).

Finalement, les paramètres modélisés sont les suivants : la position, l’inclinaison du disque, l’orientation azimutale, le rayon effectif, la vitesse circulaire maximum, la dispersion des vitesses (thermique), le flux lumineux, l’indice de Sersic, le ratio de flux entre les raies du doublet de [O II] quand celui-ci est utilisé et les deux paramètres de forme de la courbe de rotation URC. Tous ces paramètres sont fittés simultanément sur les données 3D grâce à une procédure MCMC. Le fait de fitter le modèle directement sur les données 3D permet de tirer partie au maximum de l’information contenue dans les données même si le signal sur bruit (S/N) est faible pour certains spaxels pris individuellement. La figure 3.3 montre un exemple de chaîne MCMC obtenue avec GalPaK<sup>3D</sup>. La figure 3.4 montre des exemples de résultats obtenus en sortie de GalPaK<sup>3D</sup> pour la même galaxie.

Ici nous nous sommes concentré sur les galaxies dont le S/N d’au moins une raie d’émission est suffisant pour obtenir une modélisation robuste des paramètres morphologiques et cinématiques avec GalPaK<sup>3D</sup>. Nous avons d’abord fait tourner GalPaK<sup>3D</sup> sur l’ensemble des 66 galaxies isolées de l’échantillon A. Nous avons utilisé pour la plupart d’entre elles (63) le doublet de [O II] qui est l’émission la plus brillante. La raie de [O III] à 5007 Å a été utilisée pour deux galaxies et la raie H $\beta$  a été utilisée pour une galaxie. Les résultats de GalPaK<sup>3D</sup> ont tous été inspectés visuellement et les cartes de vitesses modélisées ont été comparées aux cartes de vitesses observées obtenues avec l’outil CAMEL (Epinat et al., 2009, 2012). Cette inspection a révélé que 60 galaxies sur 66 semblent avoir des modèles cohérent avec les observations. Les 6 cas restant souffrent d’un S/N trop faible ( $\lesssim 5$ ). La figure 3.14 montre le S/N intégré sur l’ensemble de la source, estimé par l’outil `pyplatefit` (Bacon et al. 2022) versus le rayon effectif modélisé divisé par la largeur de la PSF. La figure 3.5 montre

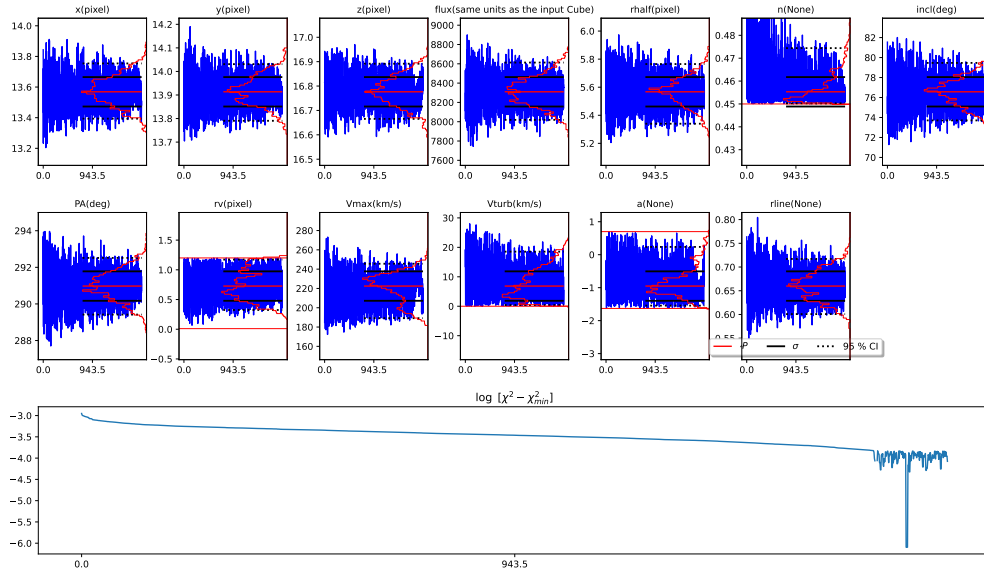


FIGURE 3.3 – Exemple de chaîne MCMC pour un run GalPaK<sup>3D</sup> (ici la galaxie 11111). La convergence des différents paramètres est visible ainsi que l'évolution du  $\chi^2$

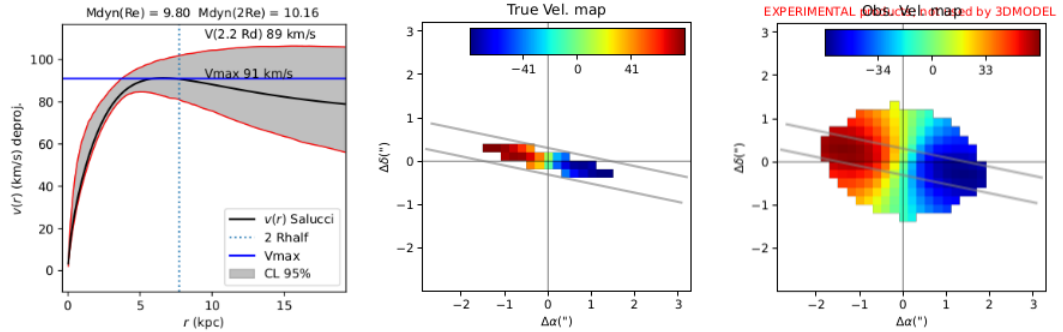


FIGURE 3.4 – Exemple de résultats fournis par GalPaK<sup>3D</sup>. De gauche à droite : la courbe de rotation en fonction du rayon, la carte de vitesse réelle de la galaxie modélisée et la carte de vitesse convoluée avec la PSF.

les cartes de vitesses obtenues par GalPaK<sup>3D</sup> comparées aux cartes de vitesses réelles obtenues avec CAMEL pour les 66 galaxies isolées de l'échantillon *A* et montre également les spectre UVES du quasar autour de la raie de Mg II à 2796 Å .

Parmi les 60 galaxies dont les paramètres morphologiques et cinétiques ont été estimés avec succès avec GalPaK<sup>3D</sup>, 5 galaxies sont dominées par la dispersion à deux fois le rayon effectif ( $v/\sigma(2R_{1/2}) < 1$ ). Enfin, parmi les 55 galaxies dominées par la rotation, 9 sont vues de face ( $i < 30$ ) tandis que 46 ont une inclinaison  $i > 30$  suffisante pour pouvoir déterminer correctement leurs orientations azimutales. On note alors  $\phi$  l'angle formée par leur axe principal (ou grand axe) et la ligne de visée du quasar (voir schéma de la figure 3.15)

La figure 3.16 présente la distribution des angles d'inclinaison  $i$  pour les 55 galaxies dominées par la rotation (à gauche) ainsi que les angles d'azimut  $\phi$  relatifs aux lignes de visée pour les 46 galaxies ayant une inclinaison suffisante (à droite). La distribution des inclinaisons suit approximativement la fonction sinus attendue (un test KS donne une p-value de 0.65) et la distribution azimutale est à peu près plate comme attendu (un test KS donne une p-value de 0.46).

## 3.4 Résultats

### 3.4.1 Relation $W_r^{2796}$ - $b$

Maintenant que nous avons sélectionné un ensemble de galaxies isolées nous voulons quantifier le profil de gaz tiède dans leurs CGM et étudier sa dépendance aux propriétés des galaxies.

La première étape consiste à regarder pour chaque galaxie si une éventuelle absorption est présente dans le spectre du quasar correspondant. Pour cela on considère qu'une absorption est associée à une galaxie si la différence de redshift entre celle-ci et la galaxie est inférieure en valeurs absolue à 500 km/s. Sur la figure 3.5 nous montrons le spectre UVES au niveau de la raie à 2796 Å pour les galaxies isolées. Les largeurs équivalentes d'absorption sont indiquées ainsi que le redshift central de l'absorption. Nous insistons ici sur le fait qu'à l'issue de cette procédure, il n'y a pas d'ambiguïté sur la galaxie associée à chaque absorption et inversement. Grâce à cet ensemble de paires galaxies-absorptions, on peut étudier le profil de gaz autour des galaxies isolées. On peut notamment tracer la largeur équivalente de chaque absorption en fonction du paramètre d'impact comme montré figure 3.17.

On constate premièrement qu'en-dessous de 50 kpc, toutes les galaxies isolées avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  sont associées à une absorption Mg II ayant  $W_r^{2796} > 0.1$  Å. Entre 50 et 100 kpc on trouve un mélange de galaxies associées et non associées à des absorptions. Au delà de 100 kpc, la plupart des galaxies ne sont pas associées avec des absorptions ayant  $W_r^{2796} > 0.1$  Å et les seuls cas d'absorptions ont des largeurs équivalentes  $W_r^{2796} < 0.2$  Å. Pour les galaxies isolées de masse  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  on constate très peu de cas d'absorption de façon générale. Néanmoins quatre de ces galaxies sont associées à des absorptions fortes à très faible paramètre d'impact ( $< 20$  kpc) et trois autres présentent des absorptions à grand paramètre d'impact, parmi une vaste majorité de cas sans absorption.

Afin de quantifier la relation entre la largeur équivalente  $W_r^{2796}$  et le paramètre d'impact  $b$  nous réalisons un fit log-linéaire, similaire à celui proposé par [Chen et al. \(2010b\)](#) et [Dutta et al. \(2020\)](#) :

$$\log W_r^{2796} = a_0 + a_1 \times b \quad (3.3)$$

On simplifie ci-après la notation  $W \equiv \log W_r^{2796}$ . Afin de prendre en compte la limite supérieure

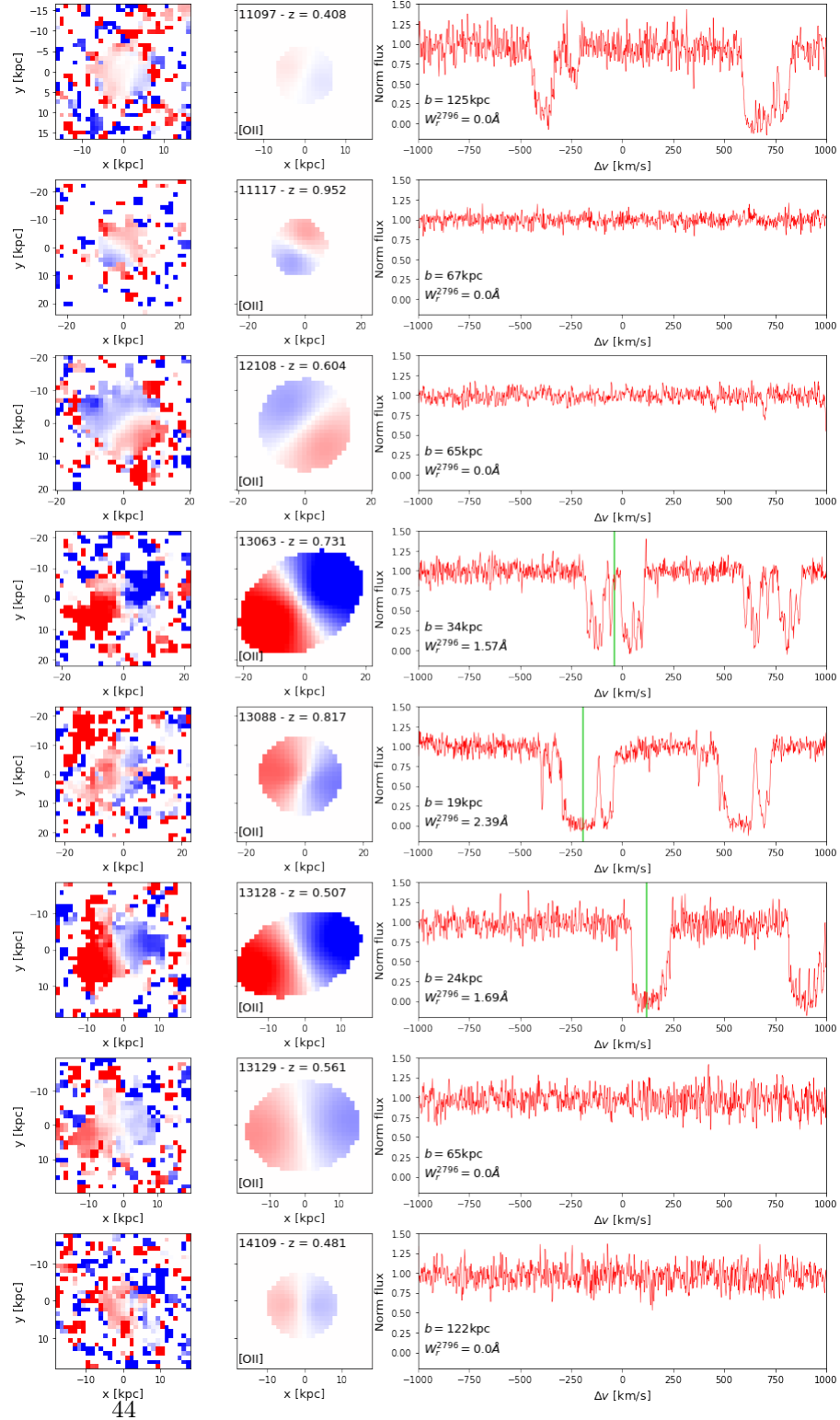


FIGURE 3.5 – Catalogue des 66 galaxies isolées de l'échantillon A. Pour chaque galaxie le panel de gauche représente la carte de vitesse observée obtenue avec CAMEL avec un lissage spatial à 2 pixels. Le panel du milieu montre la carte de vitesse lissée par GalPaK<sup>3D</sup> et incluant la PSF. Le panel de droite montre le spectre normalisé du quasar du champ au niveau de la raie à 2796 Å du Mg II. Si une absorption Mg II est présente, son redshift est indiqué par une ligne verte verticale. Les galaxies 17072, 20077, 23086, 24038, 25087, 29084 ont des S/N trop faibles et leurs fits GalPaK<sup>3D</sup> sont considérés comme insuffisamment fiables (ce sont les points gris sur la figure 3.14)

### 3.4. RÉSULTATS

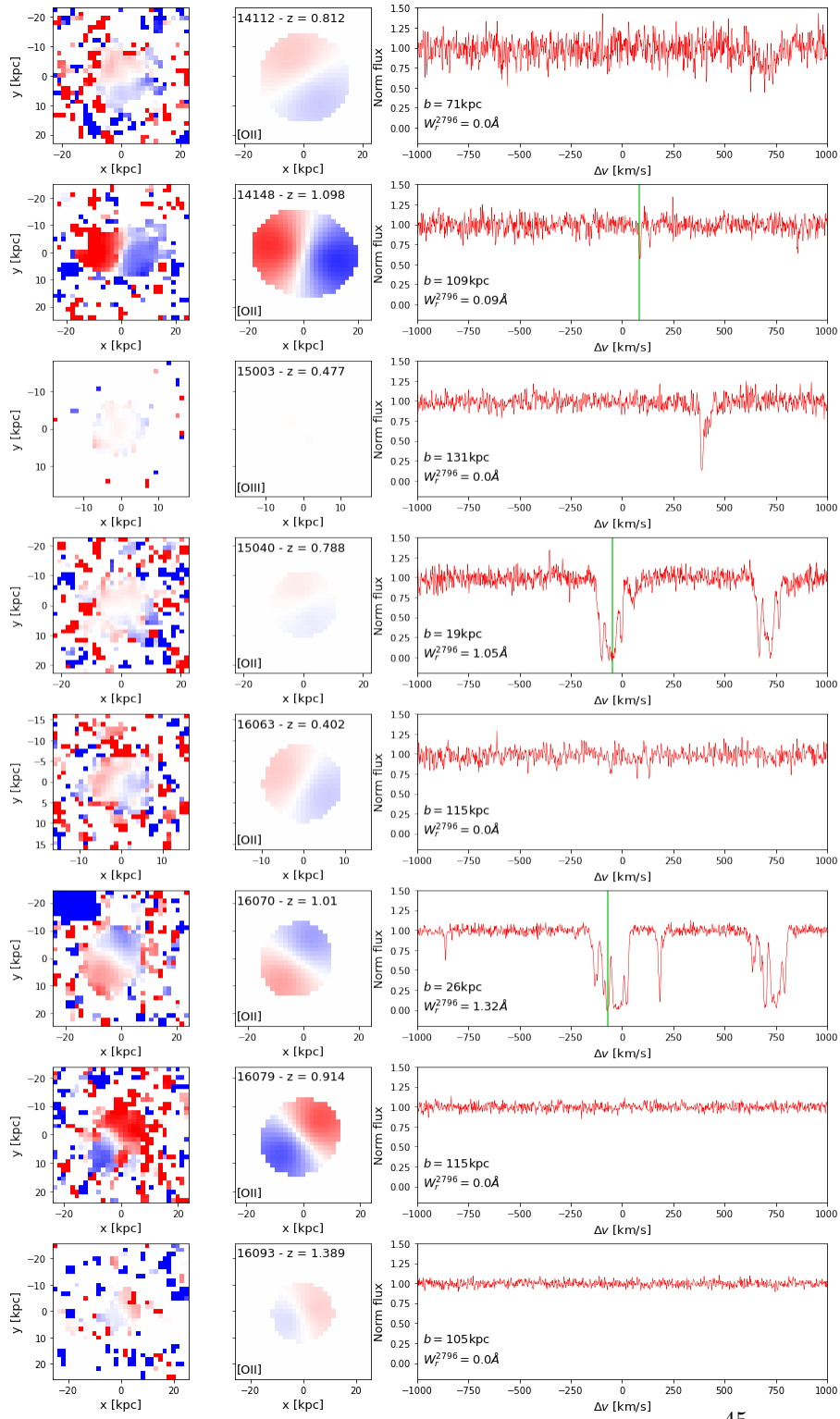


FIGURE 3.6 – Suite de la figure 3.5

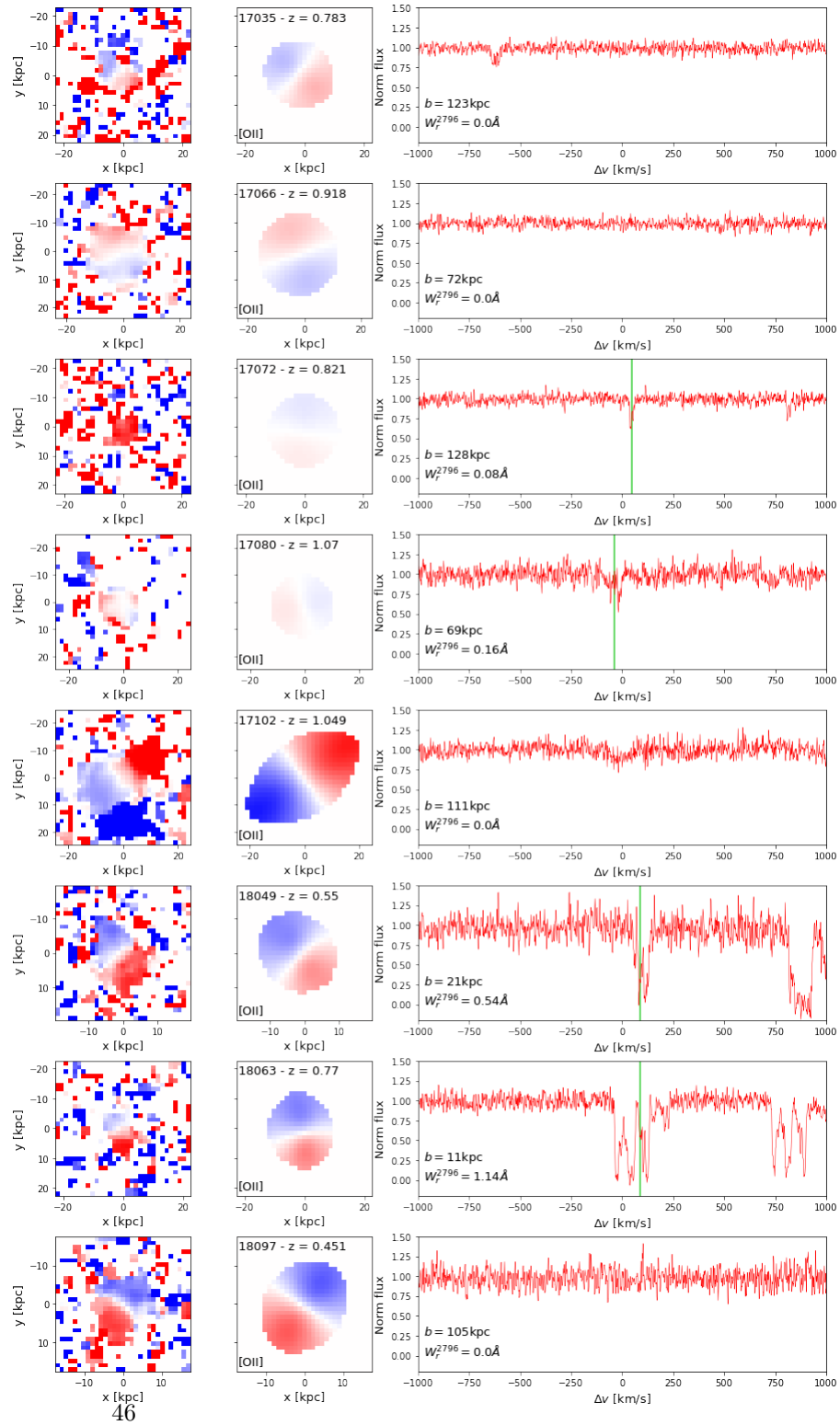


FIGURE 3.7 – Suite de la figure 3.6

### 3.4. RÉSULTATS

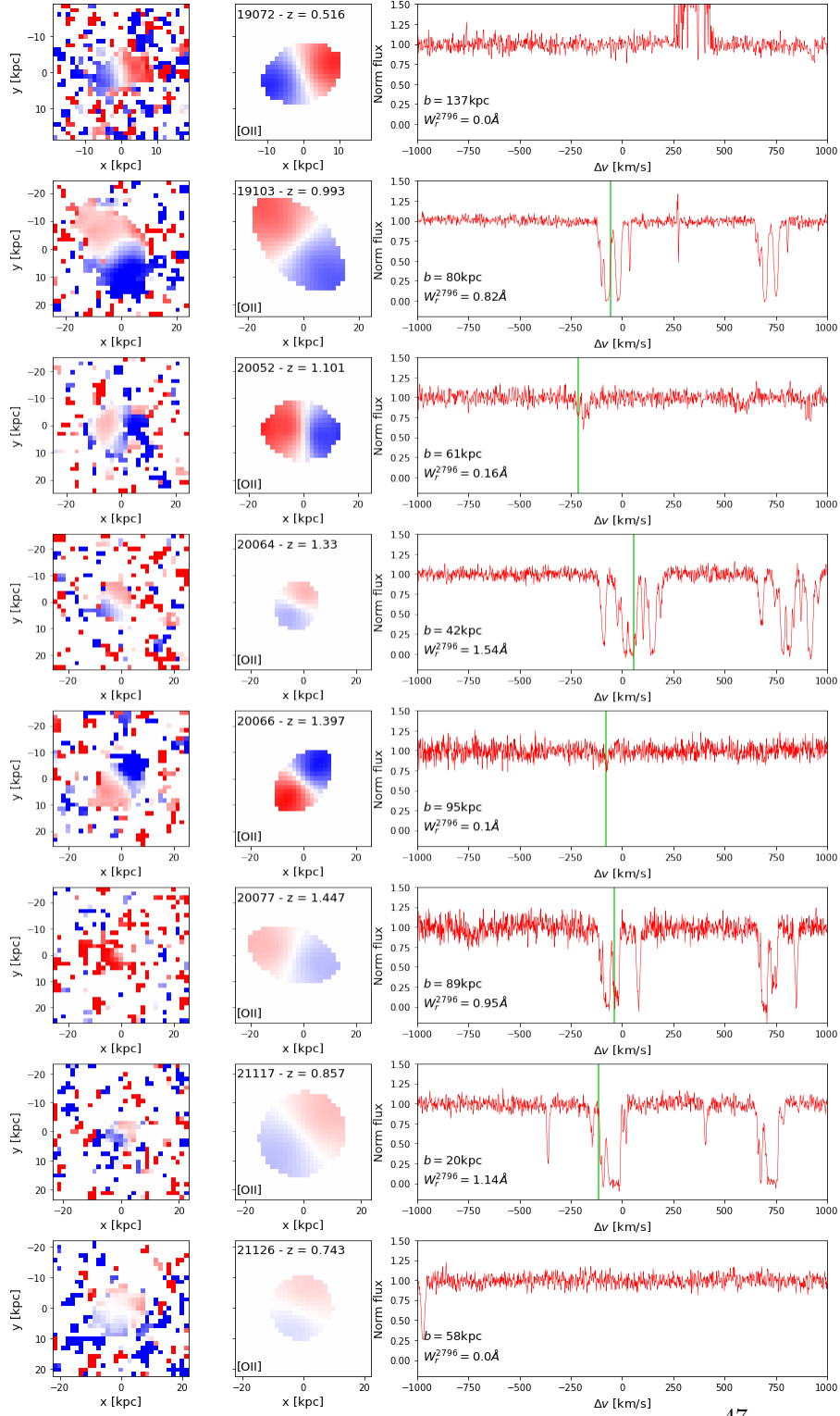


FIGURE 3.8 – Suite de la figure 3.7



### CHAPITRE 3. ÉTUDE DES GALAXIES ISOLÉES

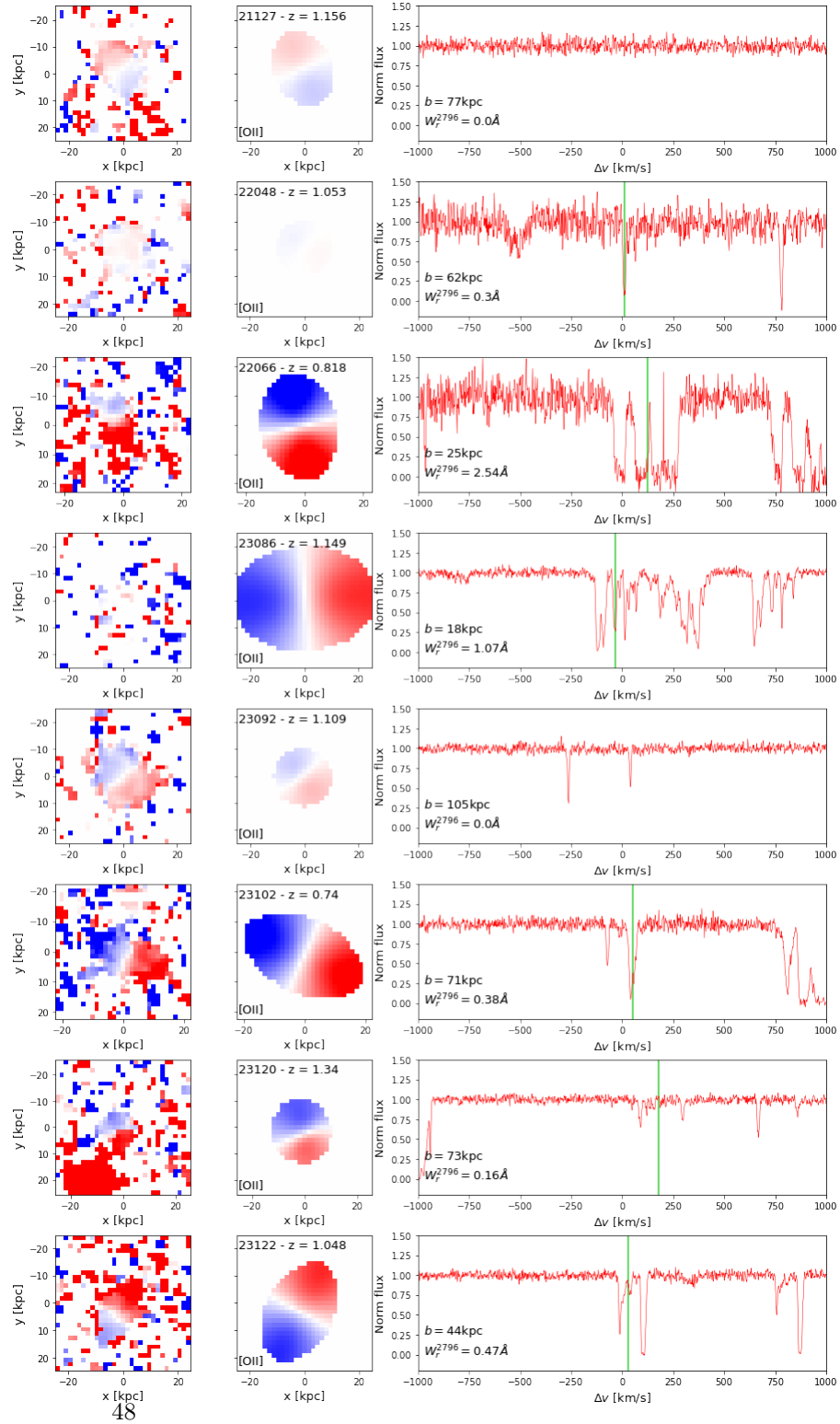


FIGURE 3.9 – Suite de la figure 3.8

### 3.4. RÉSULTATS

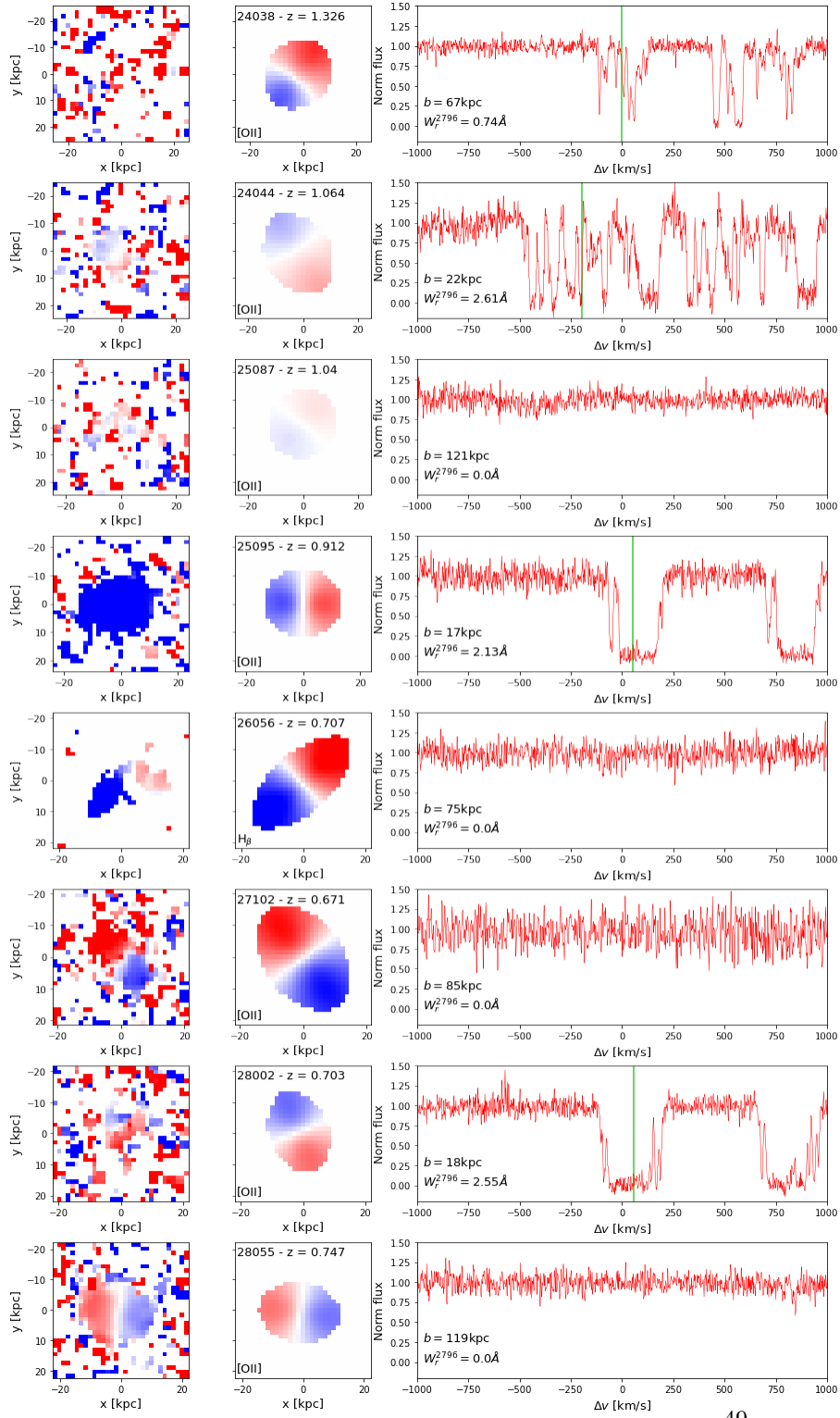


FIGURE 3.10 – Suite de la figure 3.9

### CHAPITRE 3. ÉTUDE DES GALAXIES ISOLÉES

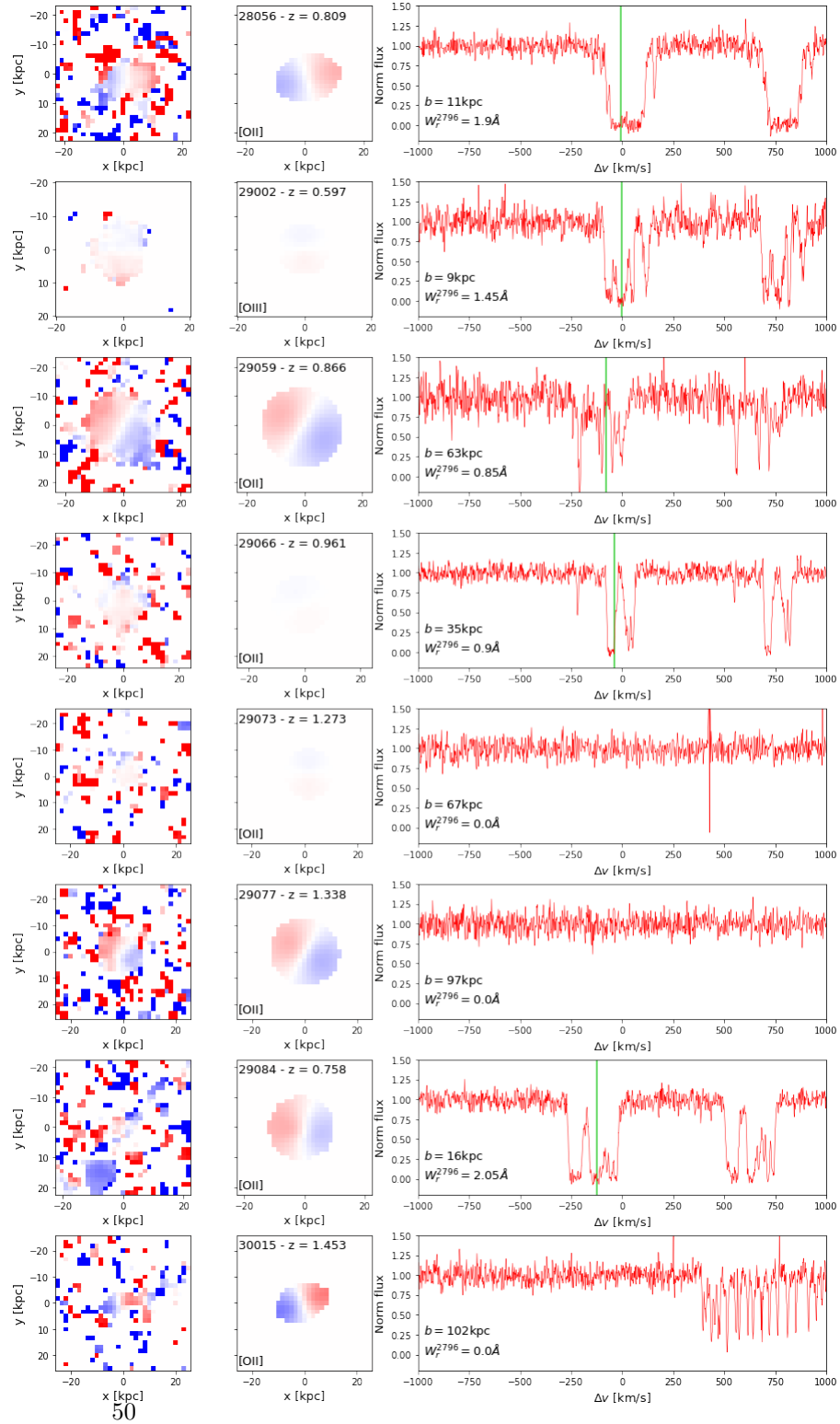


FIGURE 3.11 – Suite de la figure 3.10

### 3.4. RÉSULTATS

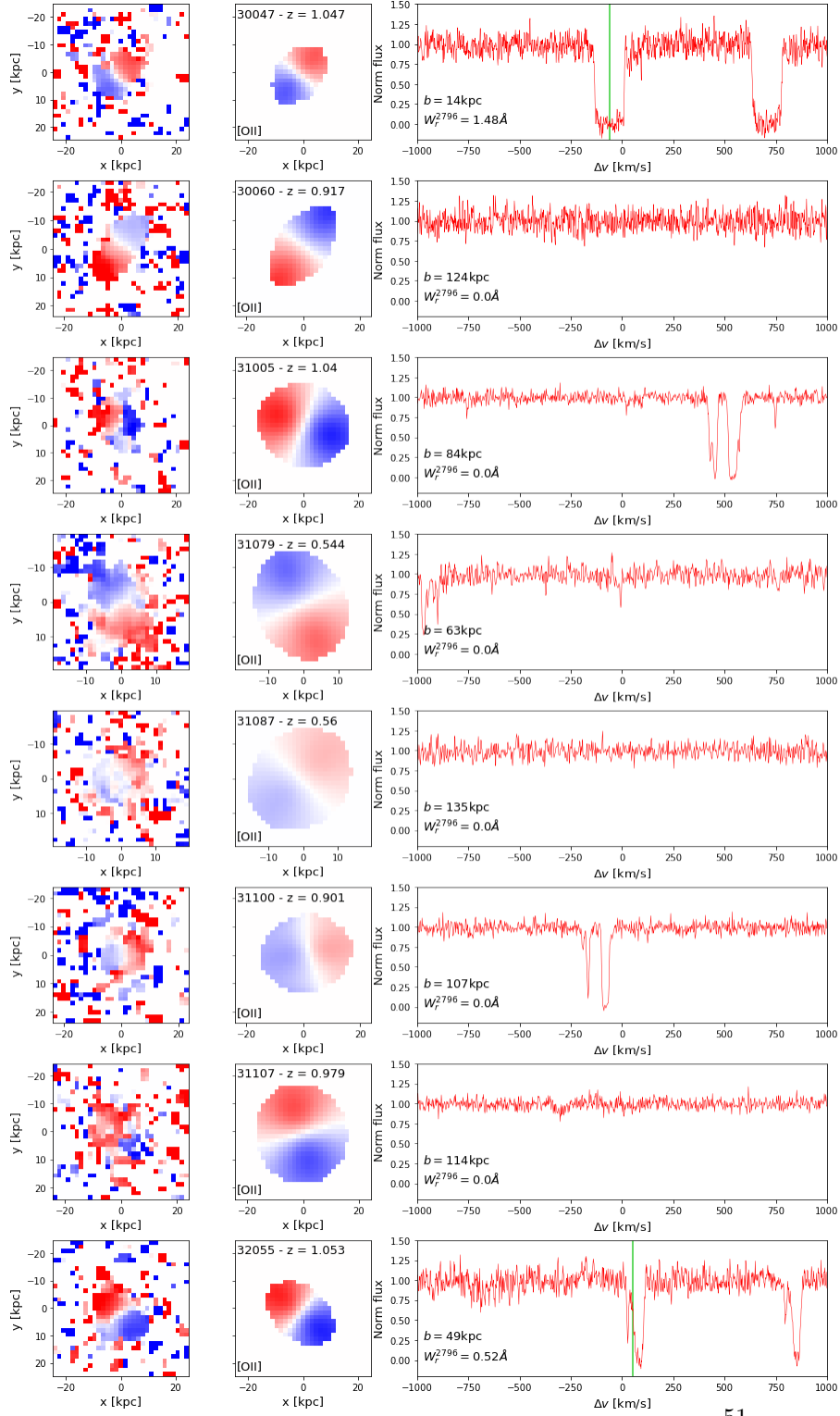


FIGURE 3.12 – Suite de la figure 3.11

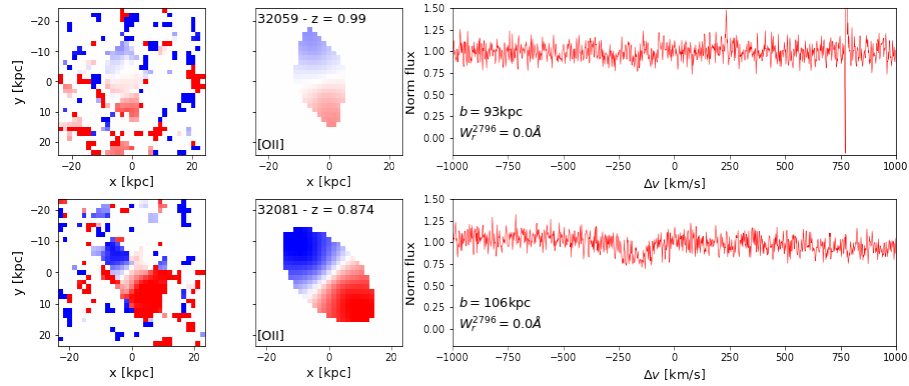


FIGURE 3.13 – Suite de la figure 3.12

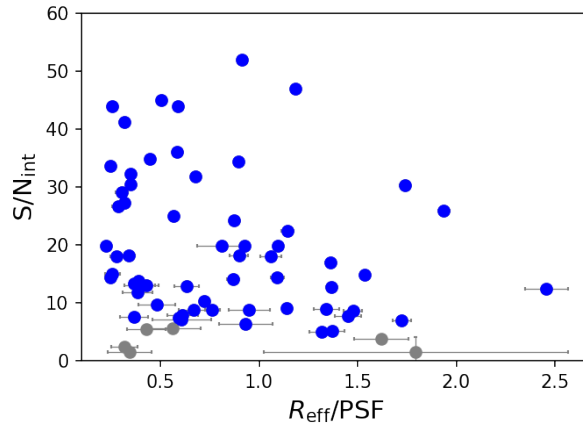


FIGURE 3.14 –  $S/N$  (intégré avec `pyplatefit`) versus rayon effectif estimé, normalisé par la largeur à mi-hauteur de la PSF pour les 66 galaxies isolées de l'échantillon *A*. Les galaxies pour lesquelles le modèle GalPaK<sup>3D</sup> semble fiable après inspection sont représentées par des points bleus, les autres par des points gris.

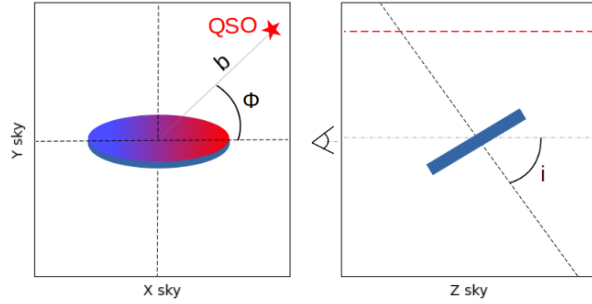


FIGURE 3.15 – Représentation schématique de l’angle d’inclinaison  $i$  et de l’angle d’azimut  $\phi$  entre l’axe principale et la ligne de visée du quasar. Le panel de gauche représente la vue dans le plan du ciel, le panel de droite représente la vue dans le plan formé par la ligne de visée et la direction  $Y$  perpendiculaire à elle.

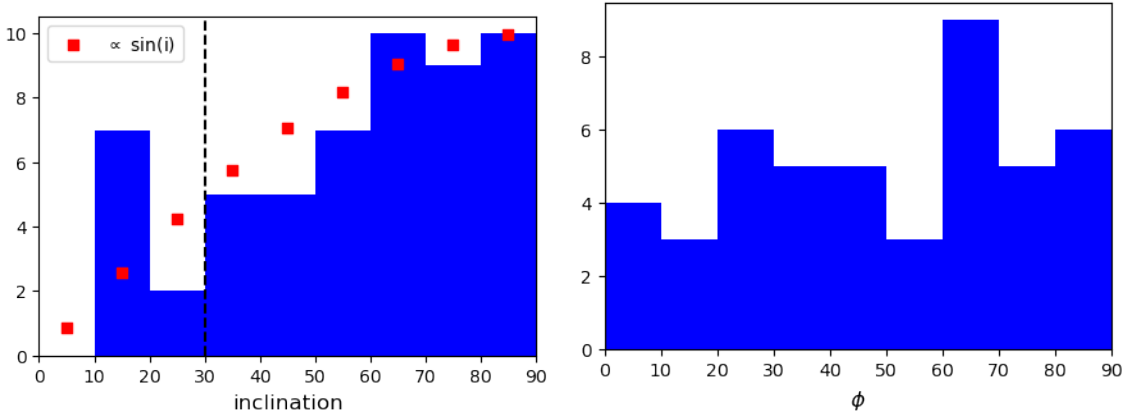


FIGURE 3.16 – **À gauche** : distribution des angles d’inclinaison estimés avec GalPaK<sup>3D</sup> pour les 55 galaxies isolées de l’échantillon  $A$  dominées par la rotation. Les points rouges représentent une distribution proportionnelle à la fonction sinus attendue. La ligne tiretée noire délimite les galaxies ayant une inclinaison suffisante ( $i > 30^\circ$ ) pour avoir une estimation de leur angle d’azimut. **À droite** : distribution des angles d’azimut  $\phi$  entre axes principaux et lignes de visée pour les 46 galaxies isolées, dominées par la rotation et ayant une inclinaison suffisante  $i > 30^\circ$ .

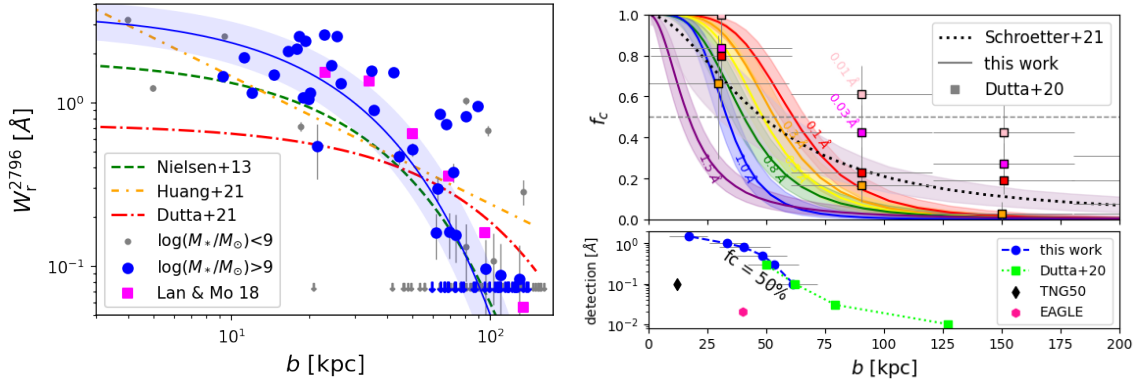


FIGURE 3.17 – **À gauche** :  $W_r^{2796}$ - $b$  pour les deux échantillons de galaxies isolées  $A$  et  $B$ . Les points bleus représentent les galaxies de l'échantillon  $A$ , les points gris représentent les galaxies de l'échantillon  $B$  qui ne sont pas présent dans l'échantillon  $A$ , c'est-à-dire les galaxies isolées ayant  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  galaxies. La courbe bleue représente le fit de  $W_r^{2796}$ - $b$  pour l'échantillon  $A$  et les zones colorées l'intervalle de confiance à  $1\sigma$ . Les fits obtenus par Dutta et al. (2020); Nielsen et al. (2013b); Huang et al. (2021) sont représentés ainsi que les valeurs binnées de Lan & Mo (2018). **À droite** : fraction de couverture de Mg II pour les 66 galaxies de l'échantillon  $A$  pour différents seuils de détection. Les zones colorées représentent les intervalles de confiance à  $1\sigma$ . La ligne pointillée représente la fraction de couverture à  $0.1 \text{ \AA}$  obtenue par Schroetter et al. (2021) sur MEGAFLOW pour les galaxies primaires (sans critère de sélection sur la masse stellaire). Les carrés représentent les fractions de couverture différentielles obtenues par Dutta et al. (2020) pour différentes limites de détection. Le panel du bas montre le paramètre d'impact  $b$  correspondant à la fraction de couverture à 50% en fonction du seuil de détection pour notre échantillon  $A$  (ligne tiretée bleue) ainsi que pour Dutta et al. (2020) (ligne pointillée verte, les valeurs ont été interpolées). Nous représentons également  $b_{50}$  pour les simulations TNG50 (DeFelippis et al., 2021) et EAGLE (Ho et al., 2020).

de détection, le fit est réalisé en maximisant la fonction de vraisemblance suivante :

$$\mathcal{L}(W) = \left[ \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{W_i - W(b_i)}{\sigma_i}\right]^2\right) \right] \times \left[ \prod_{i=1}^m \int_{-\infty}^{W_i} \frac{dW'}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{W' - W(b_i)}{\sigma_i}\right]^2\right) \right] \quad (3.4)$$

Dans laquelle le premier terme correspond à la vraisemblance des  $n$  galaxies associées à une absorption et le second terme correspond aux  $m$  galaxies sans absorptions détectées et n'ayant qu'une limite supérieure sur  $W_i$ .  $\sigma_i$  est pris de façon à être cohérent avec la définition de  $W_i$  (c'est-à-dire en échelle log). Nous considérons qu'il peut être décomposé en une incertitude de mesure  $\sigma_{m_i}$  et une dispersion intrinsèque  $\sigma_c$  provenant de l'inhomogénéité naturelle des populations de galaxies :

$$\sigma_i^2 = \left( \frac{\sigma_{m_i}}{\ln(10)W_{r,i}^{2796}} \right)^2 + \sigma_c^2. \quad (3.5)$$

La dispersion intrinsèque  $\sigma_c$  est considérée comme un paramètre libre et est donc ajustée simultanément.

Nous réalisons ce fit pour l'échantillon *A* (complet en masse). Les résultats sont présentés dans la table 3.1 et tracés sur la figure 3.17 conjointement avec les résultats de [Nielsen et al. \(2013b\)](#); [Dutta et al. \(2021\)](#); [Huang et al. \(2021\)](#) ayant réalisé des fits similaires de la relation  $W_r^{2796}-b$ .

Nos résultats sont globalement en accord (bien qu'un peu supérieurs à faible  $b$ ) avec ceux de [Nielsen et al. \(2013b\)](#) obtenus pour l'échantillon MAGICAT (composé de 182 galaxies isolées à  $0.07 < z < 1.12$ ). Ils définissent dans leur cas une galaxie comme étant isolée si elle n'a aucun voisin dans un rayon de 100 kpc (projetés) et un intervalle de redshift de  $\pm 500$  km/s ce qui est, en première approximation, similaire à notre définition dans la plupart des cas. Leur échantillon est également comparable en terme de gamme de redshift et de paramètre d'impact, bien que leur limite de détection soit différente. Nous constatons aussi que nos valeurs de  $W_r^{2796}$  sont proches des valeurs "binnées" obtenus par [Lan & Mo \(2018\)](#) à partir d'un large échantillon de galaxies actives de SDSS eBOSS à  $z \approx 0.85$ . Ces dernières sont un peu plus élevées que notre fit, probablement car ils ne sélectionnent pas les galaxies isolées et que la masse stellaire médiane de leur échantillon est plus élevée que la notre ( $3 \times 10^{10} M_\odot$  contre  $5 \times 10^9 M_\odot$ ). En revanche les résultats de [Dutta et al. \(2020\)](#) basés sur l'échantillon MAGG ([Lofthouse et al., 2020](#); [Dutta et al., 2020](#); [Fossati et al., 2021](#)) et QSAGE ([Bielby et al., 2019](#); [Stott et al., 2020](#)) diffèrent significativement des nôtres. En particulier leur plus grande largeur équivalente à grand  $b$  peut s'expliquer par le fait qu'ils ne sélectionnent pas spécifiquement des galaxies isolées (quand plusieurs galaxies sont présentes, ils considèrent le paramètre d'impact de celle qui est la plus proche de la ligne de visée). Les paramètres d'impact sont également globalement plus élevés pour leur échantillon, avec peu de cas proches des lignes de visée, ce qui pourrait expliquer l'écart avec nos résultat dans cette partie du graphique. Enfin, les résultats de [Huang et al. \(2021\)](#), basés sur 211 galaxies isolées tirées de SDSS sont globalement cohérents avec les nôtres même si la forme de l'équation utilisée pour leur fit est différente, que leur gamme de redshift est plus basse, que leur limite de détection des galaxies est plus faible (SDSS) et que leur définition d'une galaxies isolée est différente (aucun voisin dans 500 kpc projetés et  $\pm 1000$  km/s.)



TABLE 3.1 – Paramètres ajustés pour le modèle log-linéaire de la relation  $W_r^{2796}-b$  (l'équation fittée est  $\log W_r^{2796} = a_0 + a_1 b/\text{kpc} + a_2 \log(1+z) + a_3 \log(\text{SFR}/(M_\odot/\text{yr}))$ , voir eq. 3.3 et 3.8) pour l'échantillon A ainsi que pour les échantillons à haut et bas  $\phi$ . Les incertitudes sont à  $1\sigma$ .

	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$\sigma_c$
échantillon A	$0.55 \pm 0.11$	$-0.019 \pm 0.002$			$0.37 \pm 0.06$
échantillon A	$-0.04 \pm 0.10$	$-0.022 \pm 0.002$	$1.90 \pm 0.15$	$0.33 \pm 0.15$	$0.41 \pm 0.06$
$\phi > 60$	$0.65 \pm 0.13$	$-0.018 \pm 0.002$			$0.31 \pm 0.06$
$\phi < 30$	$0.69 \pm 0.20$	$-0.027 \pm 0.005$			$0.24 \pm 0.09$

### 3.4.2 Fraction de couverture

Comme expliqué dans l'introduction, la phase tiède est probablement constituée d'une multitude de nuages de faible dimension. Selon leurs tailles, leurs densités, leur nombre et leur répartition dans l'espace, une ligne de visée aura une plus ou moins grande probabilité d'en intercepter et donc de comporter une absorption détectable dans le spectre du quasar. On appelle *fraction de couverture* (ou  $f_c$ ) la probabilité  $P$  de détecter une absorption dont la largeur équivalente est supérieure à une valeur seuil  $W_t$ , à un certain paramètre d'impact  $b$  et dans une plage de redshift  $\Delta v$ . Plusieurs méthodes existent pour calculer la fraction de couverture. On peut estimer la fraction de couverture cumulée à l'intérieur d'un certain paramètre d'impact (comme cela est fait par Dutta et al., 2020) ou bien la fraction de couverture différentielle, c'est-à-dire à un paramètre d'impact donné. Il est possible de "binner" les données par paramètre d'impact, ou bien de fitter la fraction de couverture pour l'avoir en tout point. Nous adoptons ici cette dernière approche en utilisant la méthode décrite par Schroetter et al. (2021) qui avaient déjà mesuré le profil de gaz autour d'un échantillon de galaxies tirées de MEGAFLOW. Elle prend pour hypothèse que la fraction de couverture vaut 1 au centre du halo et tend vers 0 à grande distance ce qui peut être paramétrisé par une fonction logistique de la forme :

$$P(\text{détection} = 1) \equiv L(t) = \frac{1}{1 + \exp(-t)}, \quad (3.6)$$

Avec  $P$  la probabilité de détection et  $t$  une fonction des variables physiques  $X_i$  et des paramètres du modèle  $\theta$ . Dans un premier temps, on suppose que la fraction de couverture est dominée par le paramètre d'impact  $b$  au premier ordre et suit une forme :

$$t = f(X_i, \theta) = k_1(\log b - k_0), \quad (3.7)$$

avec  $k_0$  le *zero-point* correspondant à la distance logarithmique à laquelle  $P = 0.5$ , et  $k_1$  encodant la rapidité de la transition de  $P$  entre 1 et 0. Nous fittons les paramètres  $k_0$  et  $k_1$  en utilisant une procédure par Chaîne de Markov Monte Carlo (MCMC) appliquée à une fonction de vraisemblance de Bernouilli, optimisée sur 9000 pas. Nous utilisons pour cela le module python `pymc3` (Hoffman & Gelman, 2011; Salvatier et al., 2015). Nous notons  $b_{50}$  le paramètre d'impact correspondant à une probabilité de 50% de détecter une absorption, i.e.  $f_c = 50\%$ .

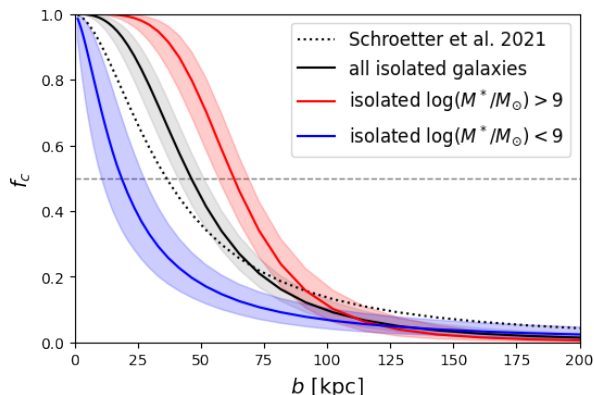


FIGURE 3.18 – Fractions de couvertures comparées pour les galaxies isolées de l'échantillon  $A$  ( $\log(M_*/M_\odot) > 9$ ), de l'échantillon  $B$  (sans sélections sur les masses) et  $B-A$  ( $\log(M_*/M_\odot) < 9$ ). La fraction de couverture obtenue pour l'échantillon  $B$  est similaire à la fraction de couverture obtenue par [Schroetter et al. \(2021\)](#), comme attendu. Les zones colorées représentent les incertitudes à  $1\sigma$ .

Nous appliquons cette méthode pour calculer la fraction de couverture différentielle de l'échantillon  $A$  pour différents seuils de détection : 0.1, 0.3, 0.5, 0.8, 1.0 et 1.5 Å. Les résultats sont présentés dans la table 3.2 et sur la figure 3.17 (panel de droite) conjointement avec les fractions de couvertures obtenues par [Schroetter et al. \(2021\)](#) et [Dutta et al. \(2020\)](#) pour différents seuils de détection.  $b_{50}$  fournit un indicateur de l'extension moyenne des halos de gaz tiède. On observe que notre estimation de  $b_{50}$  décroît presque linéairement avec le seuil de détection passant de  $\approx 65$  kpc pour 0.1 Å à  $\approx 20$  kpc pour 1.5 Å. Nous remarquons que la fraction de couverture à 0.1 Å obtenue par [Schroetter et al. \(2021\)](#) pour les galaxies primaires dans MEGAFLOW est nettement inférieure à celle que nous obtenons pour l'échantillon  $A$ . Cela est principalement dû au fait que nous avons sélectionné l'échantillon  $A$  pour qu'il soit *volume limited*, c'est-à-dire complet pour les masses stellaires  $M_* > 10^9 M_\odot$ , ce qui n'était pas le cas pour l'échantillon de [Schroetter et al. \(2021\)](#). Afin de vérifier la cohérence de nos résultats, nous avons calculé la fraction de couverture pour l'échantillon  $B$  (qui lui n'est pas complet en masse). Nous obtenons une fraction de couverture similaire au résultat de [Schroetter et al. \(2021\)](#). Cela est montré sur la figure 3.18.

### 3.4.3 Rôle du SFR et de $z$ .

Le paramètre d'impact est très certainement le principal facteur déterminant la force d'une absorption. Cependant d'autres propriétés des galaxies pourraient également jouer un rôle. Par exemple l'intensité de la formation stellaire peut avoir des répercussions sur l'apparition des vents puisque ceux-ci sont notamment causés par l'explosion des étoiles massives en supernovae. Afin de mieux comprendre le lien entre le gaz et les propriétés des galaxies nous montrons sur la figure 3.19 la largeur équivalente versus un certain nombre d'entre elles pour nos échantillons  $A$  et  $B$ . Nous observons notamment que le redshift, la masse stellaire et le SFR sont corrélés à la présence/l'intensité des absorptions Mg II.

Afin de quantifier ces dépendances, nous souhaitons ajouter ces paramètres dans le fit de la

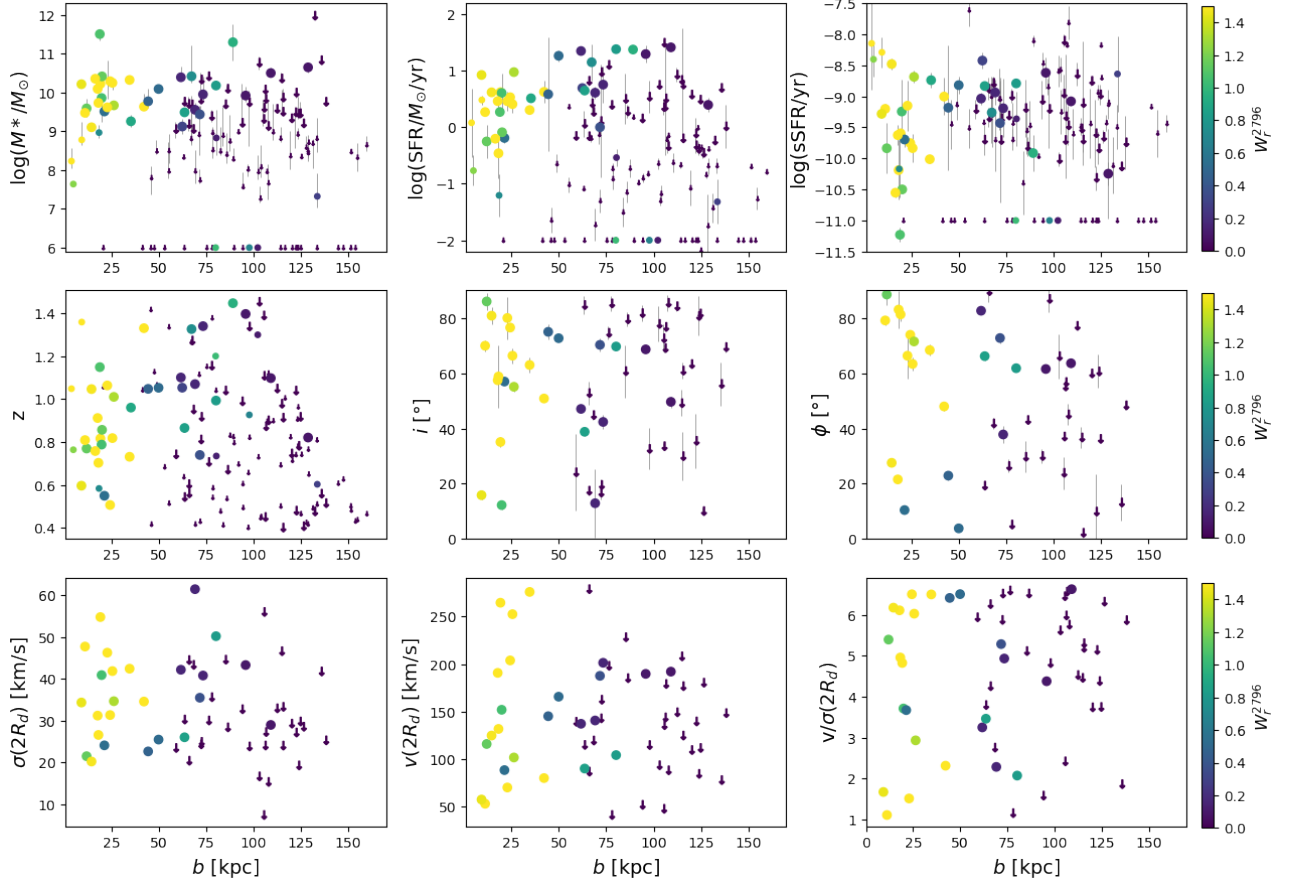


FIGURE 3.19 – De gauche à droite et de haut en bas :  $\log(M_*)$ ,  $\log(\text{SFR})$ ,  $\log(\text{sSFR})$ , redshift, inclinaison  $i$ , angle d'azimut  $\phi$ , dispersion des vitesse à  $2R_d$ , vitesse circulaire à  $2R_d$  et  $v/\sigma$  à  $2R_d$  en fonction du paramètre d'impact pour les galaxies isolées. La couleur des points encode la largeur équivalente de l'absorption Mg II. Les galaxies non associées à une absorption sont représentées par des flèches vers le bas. Pour  $M_*$ , SFR, sSFR et  $z$  les 128 galaxies isolées de l'échantillon  $B$  sont représentées (les 66 galaxies isolées de l'échantillon  $A$  ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  sont représenté par les gros points tandis que le reste des 128 galaxies de l'échantillon  $B$  ayant  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  sont représentées par des petits points). Pour l'inclinaison, la dispersion de vitesse, la vitesse circulaire et  $v/\sigma$ , seules les 55 galaxies de l'échantillon  $A$  dominées par la rotation sont représentées. Pour l'angle azimutal  $\phi$ , seules les 46 galaxies avec  $i > 30^\circ$  sont représentées.

### 3.4. RÉSULTATS

TABLE 3.2 – Fraction de couverture (eq. 3.7, 3.9) calculée pour l'échantillon  $A$  ainsi que pour les sous-échantillons à haut et bas  $\phi$ . L'équation fittée est  $t = f(X_i, \theta) = k_1(\log b/\text{kpc} - k_2 \log(1+z) - k_3 \log(\text{SFR}/(M_\odot/\text{yr})) - k_0)$ . Les incertitudes indiquées sont à  $1\sigma$ .

	$k_0$	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$b_{50}$ [kpc]
échantillon A, $W_t > 0.1 \text{ \AA}$	$1.80 \pm 0.04$	$-10.31 \pm 2.64$			63
échantillon A, $W_t > 0.3 \text{ \AA}$	$1.74 \pm 0.05$	$-9.89 \pm 2.51$			55
échantillon A, $W_t > 0.5 \text{ \AA}$	$1.70 \pm 0.06$	$-9.39 \pm 2.31$			50
échantillon A, $W_t > 0.8 \text{ \AA}$	$1.61 \pm 0.06$	$-7.94 \pm 1.81$			41
échantillon A, $W_t > 1.0 \text{ \AA}$	$1.52 \pm 0.06$	$-10.21 \pm 2.44$			33
échantillon A, $W_t > 1.5 \text{ \AA}$	$1.23 \pm 0.13$	$-4.64 \pm 1.44$			17
échantillon A, $W_t > 0.1 \text{ \AA}$	$1.51 \pm 0.21$	$-10.14 \pm 2.37$	$0.77 \pm 0.74$	$0.08 \pm 0.09$	32*
$\phi > 60$ , $W_t > 0.1 \text{ \AA}$	$1.87 \pm 0.09$	$-7.25 \pm 3.35$			75
$\phi < 30$ , $W_t > 0.1 \text{ \AA}$	$1.68 \pm 0.14$	$-7.09 \pm 3.44$			48

\* estimation à  $z = 1$ ,  $\log(\text{SFR}/(M_\odot \text{yr}^{-1})) = 0$ .

relation  $W_r^{2796}$ - $b$  et de la fraction de couverture. Étant donné que le SFR et la masse stellaire sont étroitement corrélés à travers la séquence principale nous n'ajoutons dans le fit que  $z$  et le SFR afin de limiter les incertitudes et la dégénérescence des paramètres. L'équation 3.3 devient alors :

$$\log W_r^{2796} = a_0 + a_1 b/\text{kpc} + a_2 \log(1+z) + a_3 \log(\text{SFR}/(M_\odot/\text{yr})) \quad (3.8)$$

et pour la fraction de couverture, l'équation 3.7 devient :

$$t = f(X_i, \theta) = k_1(\log(b/\text{kpc}) - k_2 \log(1+z) - k_3 \log(\text{SFR}/(M_\odot/\text{yr})) - k_0). \quad (3.9)$$

Nous effectuons ces nouveaux fits sur l'échantillon  $A$ . Les paramètres ajustés pour la relation  $W_r^{2796}$ - $b$  et la fraction de couverture sont présentés dans la table 3.1 et la table 3.2 respectivement. Les fits obtenus sont représentés sur la figure 3.20. Nous observons que l'évolution de  $W_r^{2796}$  et  $b_{50}$  avec le redshift est faible avec  $(1+z)^{0.7 \pm 0.7}$ , c'est-à-dire soit plate, soit légèrement décroissante, contrairement à l'évolution des halos de matière noire ( $R_{\text{vir}} \propto H(z)^{-2/3} \propto (1+z)^{-1}$ ) indiquée par la ligne pointillée sur la figure 3.20 (voir la discussion plus bas).

#### 3.4.4 Rôle de l'inclinaison et de l'orientation

Comme rappelé dans l'introduction, plusieurs observations et simulations montrent que le CGM n'est pas isotrope. En particulier sa phase tiède présente une bi-modalité en fonction de l'orientation

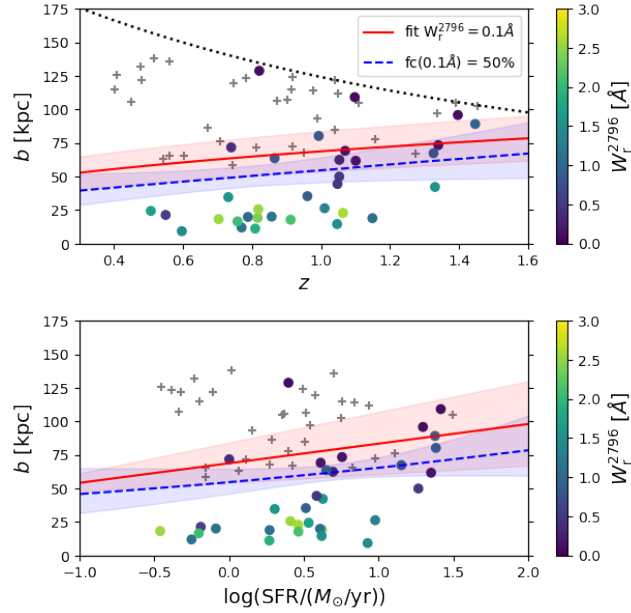


FIGURE 3.20 – Représentation des absorptions et non absorptions en fonction de  $b$  et de  $z$  (en haut) et  $\log(\text{SFR})$  (en bas) pour l'échantillon  $A$ . La couleur de chaque point représente la largeur équivalente de l'absorption Mg II associée. Les galaxies non associées à une absorption sont représentées par des croix grises. Les paramètres d'impacts auxquels la largeur équivalente vaut  $0.1 \text{ \AA}$  et la fraction de couverture à  $0.1 \text{ \AA}$  vaut 50% sont respectivement représentés par la ligne rouge et la ligne tiretée bleu. Les zones colorées représentent les incertitudes à  $1\sigma$ . Sur la figure du haut, la ligne pointillée noire indique l'évolution du rayon de viriel,  $R_{\text{vir}} \propto (1+z)^{-1}$ , d'un halo de matière noire de masse  $\log(M_h/M_\odot) = 11.7$  (correspondant au rayon d'isolement utilisé).

(Kacprzak et al., 2012; Schroetter et al., 2019; Beckett et al., 2021). En effet, les vents galactiques, riches en métaux son préférentiellement éjectés perpendiculairement au plan galactique (Rubin et al., 2014; Péroux et al., 2020; Guo et al., 2023; Schroetter et al., 2016; Zabl et al., 2021), tandis que le gaz accreté aurait plutôt tendance à former un disque en co-rotation dans le plan du disque (Ho et al., 2017; Ho et al., 2019; Zabl et al., 2019; Nateghi et al., 2023a,b; DeFelippis et al., 2021; Das et al., 2024).

Nous nous attendons donc à trouver cette dépendance angulaire dans nos données et souhaitons quantifier son impact sur les absorptions Mg II. La dépendance à l’angle d’azimut  $\phi$  est visible sur la figure 3.19 : les galaxies ayant un angle  $\phi$  élevé présentent plus d’absorption à grands paramètres d’impact que les galaxies ayant un faible angle  $\phi$ . En ce qui concerne l’inclinaison, on constate que les galaxies à faible  $i$  semblent associées à des absorptions plus faibles que les galaxies à  $i$  élevé (même si à grande inclinaison, on observe un mélange d’absorptions et de non absorptions due à l’effet de l’angle  $\phi$ ). En effet il n’y a qu’un cas d’absorption entre 50 et 100 kpc pour les galaxies ayant  $i < 30^\circ$ .

Afin de caractériser ces dépendances angulaires, nous séparons les 55 galaxies dominées par la rotation de l’échantillon  $A$  en quatre sous-échantillons :

- les galaxies à faible inclinaison ( $i < 30^\circ$ , 9 galaxies), pour lesquelles l’angle  $\phi$  ne peut pas être estimé avec précision.
- les galaxies avec  $i > 30^\circ$  et  $\phi < 30^\circ$  (13 galaxies)
- les galaxies avec  $i > 30^\circ$  et  $30 < \phi < 60^\circ$  (13 galaxies)
- les galaxies avec  $i > 30^\circ$  et  $\phi > 60^\circ$  (20 galaxies)

La relation  $W_r^{2796} - b$  pour ces quatre sous-échantillons est montrée sur la figure 3.22 (panel de gauche). On observe que l’échantillon des grands  $\phi$  est associé à des  $W_r^{2796}$  plus élevées que l’échantillon des  $\phi$  faibles. Les deux uniques cas d’absorption à  $b > 80$  kpc sont associés à des galaxies avec  $\phi > 60$ . Les galaxies à  $\phi$  faible semblent avoir des absorptions légèrement plus faibles. Cela est surtout visible entre 50 et 100 kpc où on ne trouve qu’un cas d’absorption associé à une galaxie à faible  $\phi$  tandis qu’il y en a 5 associés à des galaxies à  $\phi$  élevés. Il est difficile de tirer des conclusions pour l’échantillon des galaxies à  $\phi$  intermédiaire en raison de leur faible nombre à faible paramètre d’impact. On peut néanmoins noter qu’il n’y a qu’un seul cas d’absorption dans l’intervalle 50-100 kpc associé à une galaxie à  $\phi$  intermédiaire.

Enfin on estime la fraction de couverture pour les échantillons à grand et faible  $\phi$  en utilisant l’équation 3.7 (mais pas pour les échantillon à  $\phi$  intermédiaire et faible inclinaison en raison de leurs très faibles nombres de cas à faible  $b$ ). Les paramètres ajustés sont présentés dans la table 3.2 et la fraction de couverture estimée est représentée sur la figure 3.22 (panel de droite). La fraction de couverture est significativement supérieure selon le petit axe comparée à celle selon le grand axe. À supposer que le modèle en double cônes d’éjection + disque d’accrétion est valide, ce résultat semble indiquer que les absorptions Mg II sont plus importantes dans les vents que dans les disques d’accrétion.

### 3.4.5 Recherche de co-rotation du gaz

Il est utile de s’intéresser à la cinématique du CGM afin de mieux comprendre les processus gouvernant son évolution et celle des galaxies. Nous avons vu en particulier dans l’introduction (section 1.4) la possibilité qu’existe des disques d’accrétion tiède, notamment pour les halos les moins massifs. On peut également se demander si les vents galactiques sont affectés par le mouvement de

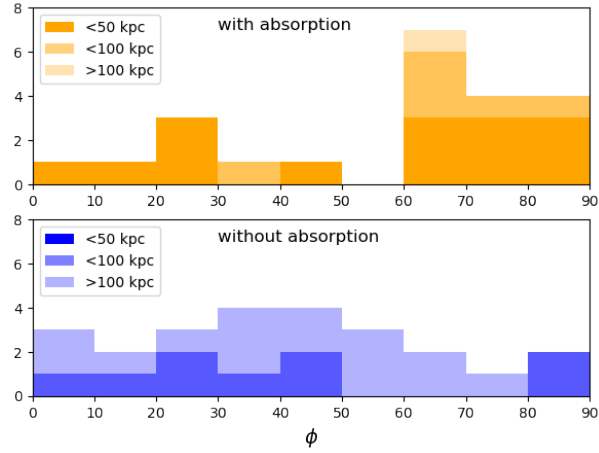


FIGURE 3.21 – Distribution des angles d’azimut estimés pour les galaxies de l’échantillon  $A$  associées à une absorption (panel du haut) ou non associées à une absorption (panel du bas).

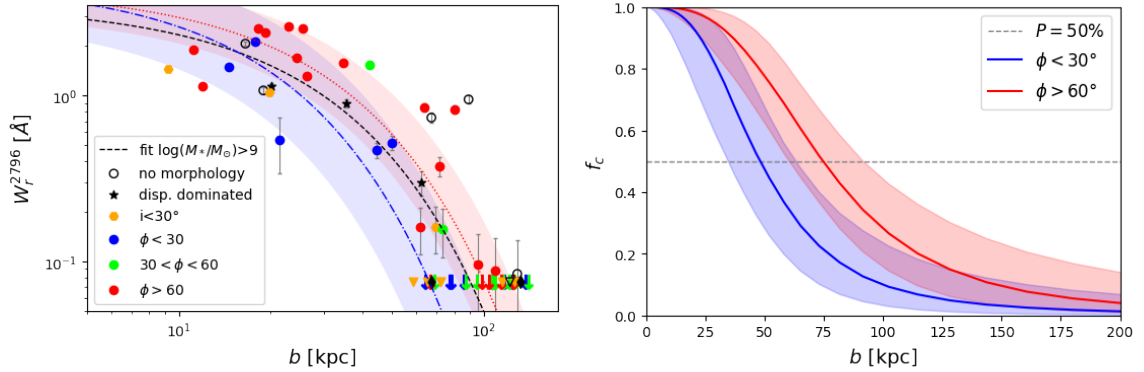


FIGURE 3.22 – **À gauche** :  $W_r^{2796}$  vs  $b$  pour les 66 galaxies de l’échantillon  $A$ . Les fits log-linéaires sont représentés pour l’échantillon complet ainsi que pour les sous-échantillons à haut et bas  $\phi$  mais pas pour l’échantillon à  $\phi$  intermédiaires ainsi que celui à faible inclinaison en raison du faible nombre de cas à faible  $b$ . Les zones colorées représentent les intervalles de confiance à  $1\sigma$ . **À droite** : la fraction de couverture de Mg II à  $0.1 \text{ \AA}$  pour les échantillons à grand et faible angle d’azimut  $\phi$  respectivement représentés par les lignes rouges et bleues. Les zones colorées représentent les intervalles de confiance à  $1\sigma$ .

la galaxie dont ils sont éjectés et montrent des signes de "co-rotation". Nous explorons ces aspects en représentant sur la figure 3.23 (panel de gauche) la différence de redshift (convertie en vitesse) entre l'absorption et la galaxie en fonction de l'angle azimutal et du paramètre d'impact. Nous ne représentons ici que les 46 galaxies isolées de l'échantillon *A* qui sont dominées par la rotation et dont l'inclinaison est supérieure à  $30^\circ$ . Cet échantillon ne montre aucun signe clair de co-rotation du gaz tiède autour des galaxies, que ce soit au niveau du grand axe comme attendu dans les modèles de disques d'accrétion, ou à d'autres angles.

Les études théoriques ont mis en évidence des différences dans les modes d'accrétion en fonction de la masse du halo. En particulier Dekel & Birnboim (2006) montrent qu'au-dessus de  $M_h \approx 6 \times 10^{11} M_\odot$ , on passe d'un mode d'accrétion froid/tiède à un mode d'accrétion chaud. Le mode d'accrétion chaud se caractérise comme rappelé en introduction par le développement d'un choc qui empêche le gaz de tomber sur la galaxie. On peut se demander si cette différence de mode d'accrétion est visible dans notre échantillon. En inversant la relation de Behroozi et al. (2019), on calcul qu'un halo de masse  $M_h \approx 6 \times 10^{11} M_\odot$  correspond à une masse stellaire de  $\log(M_*/M_\odot) \approx 10$  au redshift médian de notre échantillon ( $z = 0.8$ ). Nous sélectionnons donc parmi notre échantillon *A* les galaxies ayant une masse stellaire inférieure à cette valeur (13 galaxies). La figure 3.23 (panel de droite) montre la cinématique du gaz pour cet échantillon. Encore une fois, aucune co-rotation n'est clairement visible pour les absorptions Mg II le long du grand axe avec  $\phi < 45^\circ$ .

Plusieurs choses peuvent expliquer l'absence de co-rotation observée sur la figure 3.23. Premièrement, notre échantillon est trop petit pour pouvoir tirer des conclusions (en particulier pour l'échantillon du panel b). En effet, nous avons seulement 6 (5) cas d'absorption le long du grand axe avec  $\phi < 45^\circ$  ( $\phi < 30^\circ$ ), où la co-rotation est la plus attendue. En outre, certaines galaxies que nous sélectionnons ont une inclinaison relativement faible (car notre critère est  $i > 30^\circ$ ). Avec un critère plus fort sur l'inclinaison ( $i > 60^\circ$ ), nous n'avons plus que 3 cas d'absorptions le long du grand axe, ce qui ne nous permet pas de conclure.

Aujourd'hui, la co-rotation du gaz tiède est surtout observée à bas redshift (par ex. Bouché et al., 2012; Ho et al., 2017). Il se peut que les disques d'accrétion soit moins bien établis à grands redshifts qu'à plus bas redshifts où la dynamique est plus stable avec moins de fusion. L'analyse de notre échantillon par tranche de redshift n'a montré aucun signe d'une telle évolution. Notons enfin que Zabl et al. (2019) avaient mis en évidence une co-rotation du gaz pour 7 des 9 galaxies qu'ils avaient identifiées dans MEGAFLOW (DR1) avec des critères  $i > 40^\circ$  et  $\phi < 30^\circ$  et que 8 de ces 9 galaxies ont un redshift  $z \lesssim 1.0$ . En revanche 6 d'entre elles ne sont pas isolées d'après nos critères en raison de la présence de voisins de faible masse à proximité et ne font donc pas partie de notre échantillon.

### 3.4.6 Discussion et conclusions intermédiaires

Nous avons montré ici que les absorptions Mg II sont omniprésentes pour les galaxies isolées de masse  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  et dans  $0.4 < z < 1.5$ . En effet, toutes les galaxies de notre échantillon qui sont à moins de 55 kpc de la ligne de visée sont associées à une absorption Mg II. Rubin et al. (2014) et Schroetter et al. (2019) ont suggéré que le gaz éjecté par les galaxies ne s'échappe en fait pas du potentiel gravitationnel pour les galaxies suffisamment massives. Il serait alors ré-accrété le long du plan galactique dans une sorte de recyclage en "fontaine" (Fraternali & Binney, 2008) après avoir atteint une distance de l'ordre de  $\approx 50$  kpc. Nos résultats peuvent concorder avec ce scénario. En effet, les absorptions Mg II s'amointrissent rapidement entre  $\approx 50$  et 100 kpc (il y a seulement deux cas d'absorption au delà de 100 kpc pour l'échantillon *A*). D'autre part on observe



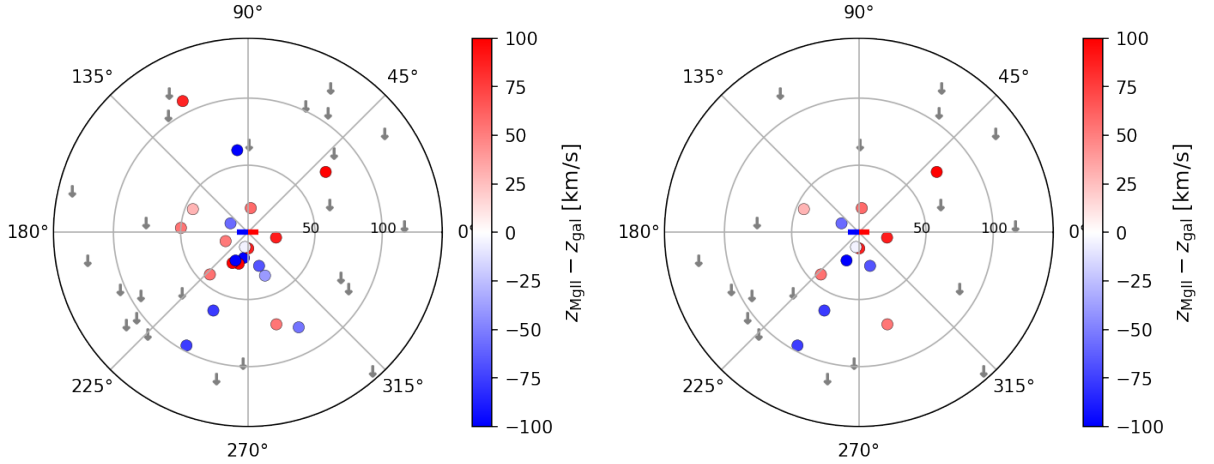


FIGURE 3.23 – Différence de redshift entre les galaxies et leurs absorptions associées pour les galaxies de l'échantillon *A* qui sont dominées par la rotation et qui ont une inclinaison  $i > 30^\circ$ . La différence de redshift est convertie en vitesse et représentée par le code couleur. Elle est montrée en fonction de l'angle d'azimut et du paramètre d'impact. Les galaxies qui ne sont pas associées à une absorption sont représentées par des flèches grises vers le bas. A gauche pour tout l'échantillon (46 galaxies), à droite pour les galaxies dont les halos ont une masse  $M_h \leq 6 \times 10^{11} M_\odot$ .

plusieurs cas d'absorption à grand paramètres d'impact ( $b > 80$  kpc et jusqu'à 150 kpc) pour les galaxies de faible masse  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  malgré le faible nombre d'absorptions associées de façon générale à ces galaxies. Ces cas d'absorption pourraient aussi être dû à un mauvais appariement avec les galaxies en raison d'une voisine non détectée.

La comparaison entre la fraction de couverture pour l'échantillon *A* et l'échantillon *B* (Figure 3.18) confirme la corrélation positive entre halos de Mg II et masse stellaire. Cette corrélation avait déjà été observée dans de précédents travaux en absorption (Huang et al., 2021; Lan, 2020) et en émission (Guo et al., 2023; Dutta et al., 2023). Cette corrélation est également en cohérence avec la corrélation observée avec la luminosité (Chen et al., 2010b; Nielsen et al., 2013b).

Récemment Guha et al. (2022) ont constaté que les absorptions Mg II "ultra fortes" sont préférentiellement associées à des galaxies massives ayant des SFRs intermédiaires plutôt qu'avec des galaxies starburst comme proposé dans d'autres travaux. Notre figure 3.20 révèle qu'à faible  $b$ , les galaxies ayant un SFR élevé ( $\log(\text{SFR}/M_\odot/\text{yr}) > 1$ ) ne présentent pas une largeur équivalent d'absorption particulièrement élevée. Néanmoins, nous constatons que les absorptions Mg II s'étendent plus loin (jusqu'à 100 kpc) pour les galaxies aux SFR élevés. Étant donné qu'il faut  $\approx 650$  Myr pour que du gaz éjecté à une vitesse typique de  $\approx 150$  km/s parcourt 150 kpc, cela signifie soit que le temps de re-configuration du CGM est bien plus lent que cette échelle de temps, soit que les phases de formation stellaire sont en fait longues et continues (ce qui serait en accord avec la faible dispersion observé autour de la séquence principale).

Dans la figure 3.19, nous n'observons aucune corrélation entre les absorptions Mg II et le sSFR. Cela indique que ni l'extension ni la probabilité des absorptions ne semblent fortement impactées

par la position des galaxies par rapport à la séquence principale. En particulier, les galaxies passives ne sont pas particulièrement associées à des absorptions faibles. Nous aurions pu nous attendre à une telle tendance dans l’hypothèse où les nuages de gaz tièdes seraient éjectés suite à des phases de formation d’étoiles. Des scénarios alternatifs, tels que celui proposé par Nelson et al. (2020) à partir de simulations pour une galaxie passive dans un halo massif ( $10^{13}M_{\odot}$ ), reposent sur la formation des nuages tièdes par condensation à grand paramètre d’impact dans des zones de d’instabilité thermique. Les nuages ainsi formés tomberaient ensuite vers la galaxie ce qui expliquerait la présence d’absorptions dans l’ensemble du CGM.

Nos résultats sur la relation  $W_r^{2796}-b$  confirment l’anisotropie du gaz tiède (dépendance de  $W_r^{2796}$  avec l’angle d’azimut  $\phi$ ). Nous trouvons également une fraction de couverture plus élevée le long du petit axe que le long du grand axe ce qui semble confirmer le rôle important des vents galactiques dans la présence d’absorption Mg II autour des galaxies actives. Ce résultat est en accord avec les conclusions de Kacprzak et al. (2012) sur un échantillon de taille similaire au notre à  $z \approx 1$ . Ils observent cette bi-modalité pour les galaxies actives avec davantage d’absorptions le long du petit axe. Ils ne trouvent en revanche pas de bi-modalité pour les galaxies passives mais seulement un excès d’absorption le long du grand axe. À partir d’un grand échantillon de galaxies issues du relevé SDSS eBOSS et situé à des redshifts similaires au nôtre ( $z \approx 0.85$ ), Lan & Mo (2018) mesurent la relation  $W_r^{2796}-b$ . Ils mettent en évidence que la largeur équivalente d’absorption dans  $b < 100$  kpc est bien plus faible pour les galaxies massives passives (LRG, Luminous Red Galaxies) que pour les galaxies actives (ELG, Emission Line Galaxies). En divisant les galaxies en deux échantillons selon l’angle d’azimut ( $\phi < 45^\circ$ ,  $\phi > 45^\circ$ ), ils montrent également que  $W_r^{2796}$  est plus élevée le long du petit axe que le long du grand axe. Ces résultats issus de la littérature sont confirmés par nos observations sur les galaxies isolées et confirment l’importance des vents sur la phase tiède.

Nos résultats sur la relation  $W_r^{2796}(b)$  et la fraction de couverture  $f_c(b)$  semblent également pointer vers une évolution en redshift de type ( $b_{50} \propto (1+z)^{0.7 \pm 0.7}$ ) confirmant d’autres études du CGM basées sur Mg II tel que Lan (2020) qui trouvent  $f_c \propto (1+z)^{1.2 \pm 0.4}$ , Schroetter et al. (2021) qui trouvent  $f_c \propto (1+z)^{2 \pm 2}$ , et qualitativement en accord avec Lundgren et al. (2021). L’étendue de l’émission diffuse de la raie Mg II semble être plus large à  $z > 1$  qu’à  $z < 1$  malgré les effets de brillance de surface (Dutta et al., 2023). Cette évolution des halos de Mg II ne semble pas en accord avec l’évolution attendue de la taille des halos de matière noire qui évoluent en  $R_{\text{vir}} \propto \rho_c(z)^{-1/3} \propto H^{-2/3} \propto (1+z)^{-1}$  (eq. 1.23). Les halos de Mg II n’évolueraient donc pas comme les halos de matière noire qui eux croissent avec le temps. Cela implique que l’étendue du gaz tiède varie fortement relativement au rayon  $R_{\text{vir}}$  et va à l’encontre de certaines hypothèses suggérant que les halos de gaz tièdes grossissent avec les halos de matière noire et occuperaient une fraction fixe du rayon de viriel.

Enfin, nous ne trouvons aucune relation entre les absorptions Mg II et  $v(2R_d)$ ,  $\sigma(2R_d)$  ou  $v/\sigma(2R_d)$  bien que nous ayons pu nous attendre à ce que ces paramètres cinématiques aient un impact sur le CGM tiède. Nous ne trouvons pas non plus de signe clair de co-rotation du gaz tiède tracé par Mg II avec les galaxies comme cela a pu être mis en évidence dans d’autres études.

Pour conclure, dans ce chapitre nous avons mesuré le profil du CGM tiède via les relations  $W_r^{2796}(b)$  et  $f_c(b)$  en fonction de différentes propriétés des galaxies. Nous avons montré qu’il est anisotrope avec significativement plus d’absorption le long du petit axe, ce qui confirme le rôle prépondérant des vents. Enfin, l’évolution de la taille des halos de gaz a tendance à diminuer avec le redshift.

Les analyses présentées dans ce chapitre sur les galaxies isolées ont fait l’objet d’un article, reproduit dans l’annexe A.2, soumis à la publication en mai 2024.



## Chapitre 4

# Étude des groupes de galaxies

Dans le chapitre précédent nous avons étudié le CGM des galaxies isolées afin de pouvoir clairement établir un lien entre les propriétés des absorptions et celles des galaxies. Cependant, la plupart des galaxies vivent généralement dans le voisinage d'autres galaxies en raison de l'agglomération naturelle de la matière par l'attraction gravitationnelle. Autrement dit, les galaxies forment naturellement des "sur-densités" en comparaison d'une distribution qui serait aléatoire. Certains auteurs (Nielsen et al., 2018; Hamanowicz et al., 2020; Dutta et al., 2021) remarquent en effet que les absorptions de Mg II sont souvent associées à plusieurs galaxies proches de la ligne de visée. Certains n'hésitent alors pas à parler d'absorptions au voisinage de "groupes". Mais la notion de groupe doit être ici précisée. En effet, un groupe est une structure composée de plusieurs galaxies, gravitationnellement liées, et plus dense que la corrélation "naturelle" des galaxies. Ainsi, contrairement à ce que l'on peut parfois trouver dans la littérature, l'observation de plusieurs galaxies dans le champs de vue d'un instrument ne garantit pas qu'il s'agisse véritablement d'un groupe (car la définition d'un groupe dépendrait alors de l'instrument utilisé). Cette question de définition explique que plusieurs études récentes sur les groupes arrivent à des conclusions hétérogènes. À cela s'ajoute le fait que peu d'études en absorption identifient les groupes à l'aveugle. Ceux-ci sont la plupart du temps identifiés en cherchant les galaxies autour d'absorptions connues.

Dans ce chapitre, l'objectif est d'étudier le gaz tiède tracé par le Mg II au sein des groupes de galaxies en évitant ces biais. Il faut en premier lieu définir rigoureusement ce qu'est un groupe et comment l'identifier avec un instrument tel que MUSE. À partir de cela, nous pratiquons une détection à l'aveugle des groupes au moyen d'un algorithme indépendant du champs de vue de l'instrument. Cela fait, nous pourrons comprendre si les absorptions ont effectivement préférentiellement lieu dans leur voisinage comme l'affirment plusieurs études. Il s'agit ensuite de mesurer les profils de gaz et la fraction de couverture autour des groupes dans MEGAFLOW. Les absorptions sont-elles plus fortes, plus étendues, plus probables au voisinage des groupes, c'est(à-dire des halos de matière noire plus massifs ? Si oui, est-ce dû à un effet de superposition des halos de gaz individuels comme proposé par Bordoloi et al. (2011) et Fossati et al. (2019), ou bien la situation est-elle plus complexe comme le suggère Nielsen et al. (2018) en raison des interactions entre galaxies qui produisent un milieu intra-groupe hétérogène (Gauthier, 2013; Bielby et al., 2017; Epinat et al., 2018; Leclercq et al., 2022; Nielsen et al., 2022)

## 4.1 Définition d'une sur-densité

Plusieurs travaux (Nielsen et al., 2018; Dutta et al., 2020) semblent indiquer qu'il est commun de trouver plusieurs galaxies autour des absorptions dans le champ de vue de l'instrument. Est-ce le simple fait de la corrélation naturelle des galaxies, ou bien s'agit-il effectivement de structures massives tel que des groupes? Pour répondre à cette question nous nous servons de la fonction de corrélation à deux points pour calculer le nombre de galaxies que l'on s'attendrait à observer autour d'une absorption dans un certain volume. La fonction de corrélation à deux points  $\xi(r)$  représente l'excès de probabilité (relativement à une distribution aléatoire) de trouver une galaxie dans un volume  $dV$  situé à une distance  $r$  d'une galaxie déjà connue. Autrement dit, le nombre de galaxies  $dN$  que l'on s'attend à trouver dans ce volume  $dV$  est :

$$dN = \bar{n}(1 + \xi(r))dV, \quad (4.1)$$

avec  $\bar{n}$  la densité moyenne de galaxies dans l'univers. D'après Peebles (1973),  $\xi(r)$  peut être approchée par une loi de puissance jusqu'à des échelles de l'ordre de la dizaine de Mpc :

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}. \quad (4.2)$$

Plusieurs estimations indiquent que  $\gamma$  vaut  $\approx 1.8$  (Marulli et al., 2013).  $r_0$  est la distance de corrélation. Cette dernière dépend principalement de la masse des galaxies considérées. Cochrane et al. (2018) confrontent les modèles issus des simulations avec les observations et montrent qu'à  $z \approx 0.8$  pour des galaxies ayant des masses stellaires comprises entre  $10^9$  et  $10^{10} M_\odot$ ,  $r_0$  vaut  $\approx 3-4$  Mpc. Cette estimation s'applique pour MEGAFLOW puisque le redshift médian est de 0.88 et que la masse stellaire médiane est de  $10^{9.4} M_\odot$ . Pour des masses stellaires plus élevées, ou des halos plus massifs avec  $M_h = 10^{13} M_\odot$  par exemple (typiquement des groupes de galaxies),  $r_0$  est plus grand et vaut plutôt  $\approx 8-10$  Mpc .

A partir des équations 4.1 et 4.2 nous pouvons calculer combien de galaxies de masse supérieure à  $M$  on s'attend à trouver dans un cylindre de rayon  $R$  et de profondeur  $\pm\Delta z$  autour d'un halo à redshift  $z_0$ . Pour cela on intègre l'équation 4.1 sur l'ensemble du cylindre :

$$N(r_\perp < R; |r_z| < R_z) = \bar{n} \int_0^R \int_{-R_z}^{+R_z} 2\pi r_\perp \left[ 1 + \left( \frac{\sqrt{r_\perp^2 + r_z^2}}{r_0} \right)^{-\gamma} \right] dr_\perp dr_z. \quad (4.3)$$

Les travaux d'Adelberger et al. (2003) permettent de calculer analytiquement l'intégrale de l'équation 4.3 ci-dessus (leurs équation C2). Pour avoir le nombre de galaxies attendues au-dessus d'une certaine masse  $M$  dans un tel cylindre il faut calculer leur densité moyenne dans l'univers  $\bar{n}$ . Pour cela on intègre la fonction de masse  $n(M)$  entre  $M$  et l'infini.

Avec ces équations, nous pouvons calculer le nombre le nombre typique de galaxies présentes dans le champ de vue de MUSE autour d'une absorption en prenant un cylindre de profondeur  $\pm 500$  km/s et de rayon 280 kpc correspondant approximativement au champ de vue de MUSE à  $z \approx 1$ . En utilisant la fonction de masse de Tinker et al. (2008), nous devrions trouver  $2.77 \pm 1.67$  galaxies voisines avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  autour d'une galaxie "typique" de MEGAFLOW (avec  $r_0 \approx 4$  Mpc), soit  $3.77 \pm 1.67$  galaxies au total dans le champs de vue. Pour un halo plus massif ( $M_h \approx 10^{13} M_\odot$ , correspondant à  $r_0 \approx 8$  Mpc), nous devrions trouver  $9.15 \pm 3.02$  galaxies voisines avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  dans ce même cylindre (soit  $10.15 \pm 3.02$  au total dans le champs de vue).

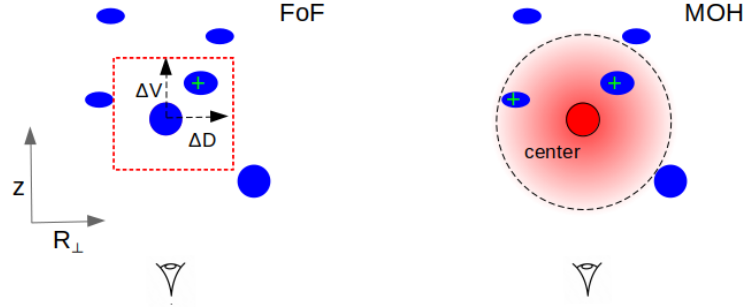


FIGURE 4.1 – Représentation schématique des deux méthodes utilisées ici pour identifier les groupes de galaxies. À gauche, le Friends of Friends (FoF), à droite la méthode d’occupation des halos (HOM).

Dans MEGAFLOW, nous trouvons en moyenne  $1.75 \pm 1.98$  galaxies de masse  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  dans le champ de vue de MUSE autour de chaque absorption ( $\pm 500$  km/s). Ce chiffre semble cohérent avec les estimations théoriques que l’on a obtenue pour  $r_0 \approx 4$  Mpc, c’est-à-dire pour des galaxies de masses  $\log(M_*/M_\odot) \approx 9 - 10$ . Bien que basé sur plusieurs approximations, ce petit exercice semble indiquer que les absorptions ne sont pas particulièrement associées à des groupes, mais plutôt à des halos typiques de galaxies de masse  $\log(M_*/M_\odot) \approx 9 - 10$ . L’observation de plusieurs galaxies (souvent entre 2 et 4) au voisinage des absorptions dans le champ de vue de MUSE est donc à attribuer principalement à la corrélation spatiale naturelle des galaxies.

Dans ce chapitre nous voulons étudier comment les absorptions en Mg II évolue dans les groupes, c’est-à-dire dans des sur-densités par rapport à la densité moyenne des galaxies. Nous nous concentrons donc sur des groupes ayant un nombre suffisant de galaxies de masses  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ . Comme nous avons calculé qu’il y a typiquement  $2.77 \pm 1.67$  dans le champ de vue de MUSE autour d’une galaxie typique, nous avons choisi d’étudier les groupes qui comptent au moins quatre galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ .

Nous pouvons également estimer, grâce aux équations ci-dessus, le nombre de groupes de masse  $> M_h$  que l’on s’attend à trouver dans MEGAFLOW. Pour cela il suffit de multiplier le volume approximatif sondé par MEGAFLOW par  $\bar{n}(> M_h)$ . On calcule qu’on devrait trouver  $8.1 \pm 2.8$  halos de masse  $M_h > 10^{13} M_\odot$ . Nous montrons dans les sous-sections ci-dessous qu’on en trouve 5 parmi les groupes comptant plus de 4 galaxies avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ .

## 4.2 Algorithme de sélection des groupes

On trouve dans la littérature plusieurs méthodes permettant d’identifier des groupes de galaxies. Chacune a ses avantages et ses inconvénients. Nous choisissons ici de procéder de façon similaire à ce qui est proposé dans [Rodriguez & Merchan \(2020\)](#) en combinant un algorithme "Amis d’amis" (ou FoF pour Friends of Friends) avec une méthode basée sur les halos de matière noire. Nous utilisons le premier pour ’pré-sélectionner’ les groupes et identifier leurs centres, puis le second permet d’estimer l’étendue des halos de matière noire correspondant et d’exclure les galaxies qui n’en font pas partie. Ces deux méthodes sont illustrées schématiquement sur la figure 4.1.

L'algorithme FoF a l'avantage d'être simple à implémenter. Il a été utilisé dans de nombreuses études. Son principe est le suivant : on tire au hasard une galaxie parmi notre catalogue puis on regarde si une autre galaxie se trouve dans un rayon projeté  $\Delta D$  et dans un intervalle de redshift  $\Delta V$  autour de celle-ci. Si cela est le cas, on considère qu'elle est dans le même groupe que la première galaxie. On recherche ensuite si cette galaxie a des voisines (avec les mêmes valeurs d'intervalle) et ainsi de suite jusqu'à ce qu'on ne trouve plus de voisines. On obtient alors un premier groupe. On recommence l'opération en tirant au hasard une nouvelle galaxie parmi celles qui n'ont pas encore été affiliées à un groupe. Cet algorithme est schématiquement illustré sur la figure 4.1. Le principal inconvénient du FoF est qu'il n'existe pas de "bonnes" valeurs pour  $\Delta D$  et  $\Delta V$ . Des valeurs petites auront tendance à morceler les groupes réels en sous-groupes ou bien à rater certains membres, tandis que les grandes valeurs auront tendance à fusionner des groupes différents et à inclure des galaxies qui ne sont pas forcément gravitationnellement liées. Nous préférons ici choisir des valeurs élevées car nous raffinons ensuite les groupes avec l'algorithme des halos. Faisons remarquer ici que, bien que nous cherchons les groupes de plus de 4 galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ , nous appliquons le FoF sur l'ensemble de l'échantillon entre redshift 0.4 et 1.5 afin d'utiliser aussi l'information des galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  (notamment pour l'estimation de la masse des groupes à partir de la dispersion des vitesses voir plus bas). Nous utilisons pour le FOF les valeurs  $\Delta D = 450$  kpc et  $\Delta V = 500$  km/s recommandées par [Knobel et al. \(2009\)](#) pour les groupes de cinq galaxies ou plus. Ces valeurs sont plutôt élevées en comparaison de ce que l'on peut trouver par ailleurs dans la littérature. Nous les utilisons afin de ne manquer aucun membre potentiel dans cette première étape de pré-sélection, sachant que les éventuels "intrus" seront retirés dans un second temps avec l'algorithme des halos (voir plus bas). Notons que  $\Delta D$  est ici plus grand que le champ de vue aux redshifts  $0.4 < z < 1.5$  que nous considérons, le FoF ne regroupe donc les galaxies que par rapport à leur écartement en redshift. Grâce à ce FoF nous pré-sélectionnons un total de 55 groupes de plus de 4 galaxies dans MEGAFLOW.

Cet échantillon forme une base mais nous pouvons suspecter que l'approche "non-physique" du FoF regroupe des galaxies qui ne sont en fait pas gravitationnellement liées. Afin de raffiner ces groupes nous utilisons la méthode d'occupation des halos (ci-après notée MOH) décrite par [Yang et al. \(2005\)](#) puis par [Tinker \(2021\)](#). Elle se base sur l'hypothèse, provenant à la fois des simulations ([Jung et al., 2022](#)) et des observations ([Yang et al., 2009](#)) que les groupes se forment usuellement dans des halos de matière noire centrés autour d'une galaxie plus massive. L'idée est donc d'identifier, pour chaque groupe provenant du FoF, la galaxie la plus massive comme étant le centre du halo du groupe. On estime ensuite l'étendue du halo de matière noire à partir de la dispersion des vitesses et on considère que les galaxies situées dans le halo font partie du groupe. Concrètement, cette idée se traduit par l'algorithme suivant (adapté de [Yang et al., 2005](#)) que l'on applique aux 55 groupes trouvés par le FoF afin de les raffiner :

1. Si la galaxie la plus massive a une masse stellaire plus de 1.5 fois supérieure à la seconde galaxie la plus massive alors on la considère comme le centre du groupe. Sinon, on considère qu'il n'y a pas de galaxie centrale et on définit le centre du groupe comme le barycentre pondéré des masses stellaires.
2. La masse du groupe est estimée à partir de la masse stellaire de la galaxie la plus massive en utilisant la relation masse stellaire - masse de halo de [Girelli et al. \(2020\)](#).
3. La probabilité  $P_{\text{sat}}$  d'appartenir au groupe est ensuite estimée pour chacune des galaxies (pour cela voir plus bas eq. 4.4).
4. Les 3 galaxies ayant la plus grande valeurs de  $P_{\text{sat}}$  sont considérées comme potentiellement

membres du groupe.

5. La masse du halo est ré-estimée à partir de la dispersion des vitesses de ces 4 galaxies (voir eq. 4.10 ci-dessous).
6. Les valeurs de  $P_{\text{sat}}$  sont ré-estimées pour les membres potentiels à partir de cette masse de halo. On les garde si  $P_{\text{sat}} > 0.5$ .
7. La masse du groupe est mis à jour et les valeurs de  $P_{\text{sat}}$  sont ré-estimées pour les galaxies restantes. La galaxie avec la plus haute valeurs de  $P_{\text{sat}}$  est ajoutée dans le groupe si elle dépasse 0.5.
8. On répète le processus itérativement depuis l'étape 7 afin d'ajouter les galaxies une à une jusqu'à ce qu'il n'en reste aucune qui ait une valeur de  $P_{\text{sat}}$  supérieure à 0.5 qui ne soit pas dans le groupe.

La probabilité  $P_{\text{sat}}$  d'appartenir au groupe est calculée à partir des propriétés du halo de matière noire d'après [Yang et al. \(2005\)](#) :

$$P_{\text{sat}} = 1 - \frac{B_{\text{sat}}}{1 + P_{\text{proj}}P_z} \quad (4.4)$$

avec  $B_{\text{sat}}$  un paramètre arbitraire qui détermine jusqu'à quelle distance du centre du halo peut aller notre sélection. On utilise ici la valeur  $B_{\text{sat}} = 10$  recommandée par [Yang et al. \(2005\)](#).  $P_{\text{proj}}$  et  $P_z$  sont les pseudo-probabilités projetées dans le plan du ciel et selon la ligne de visée respectivement. À une distance projetée  $R_p$  du centre du halo,  $P_{\text{proj}}$  est donnée par :

$$P_{\text{proj}}(R_p) = 2r_s \bar{\delta} f(R_p/r_s), \quad (4.5)$$

Où  $f$  est la fonction définie de la façon suivante :

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{x^2-1} \left( 1 - \frac{\ln \frac{1+\sqrt{1-x^2}}{x}}{\sqrt{1-x^2}} \right) & \text{si } x < 1 \\ \frac{1}{3} & \text{si } x = 1 \\ \frac{1}{x^2-1} \left( 1 - \frac{\arctan \frac{\sqrt{x^2-1}}{x}}{\sqrt{x^2-1}} \right) & \text{si } x > 1 \end{cases} \quad (4.6)$$

avec  $\bar{\delta}$  la sur-densité correspondant à un profil Navarro-Frenk-White (NFW, see [Navarro et al., 1997](#)) isotrope donné par :

$$\rho_{\text{NFW}} = \frac{\bar{\rho} \bar{\delta}}{\frac{r}{r_s} \left( 1 + \frac{r}{r_s} \right)^2}, \quad (4.7)$$

avec  $r_s$  le paramètre d'échelle et  $\bar{\rho}$  la densité moyenne de l'univers.

À un intervalle de redshift donné  $\Delta z$  du centre du halo,  $P_z$  est donné par :

$$P_z(\Delta z) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(\frac{-\Delta v^2}{2\sigma_v^2}\right), \quad (4.8)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide,  $\Delta v = c\Delta z/(1+z)$  la vitesse relative par rapport au centre du groupe et  $\sigma_v$  la dispersion des vitesses des galaxies dans le groupe, supposée être  $\sigma_v = V_{\text{vir}}/\sqrt{2}$  avec  $V_{\text{vir}} = (GM_{\text{vir}}/R_{\text{vir}})^{1/2}$ .



Il existe différentes façon d'estimer les masses des groupes (nécessaire notamment à l'étape 7). Sous l'hypothèse que le groupe est virialisé, sa masse peut être reliée à la dispersion des vitesses de ses membres le long de la ligne de visée  $\sigma_{\text{los}}$  et de son rayon  $R_{\text{group}}$  :

$$M_{\text{vir}} = \frac{AR_{\text{group}}\sigma_{\text{los}}^2}{G}. \quad (4.9)$$

$R_{\text{group}}$  est estimé en prenant la dispersion des distances projetées des galaxies et le facteur  $A$  doit être choisi de façon à ce que l'estimateur ci-dessus ne soit pas biaisé. Suite à des tests de calibration basés sur la simulation TNG50 nous choisissons  $A = 5.0$ , ce qui correspond à la valeur également recommandée par [Eke et al. \(2004\)](#).

De façon alternative [Lemaux et al. \(2012\)](#) propose un estimateur qui ne dépend pas du rayon du groupe mais uniquement de la dispersion des vitesses :

$$M_{\text{vir}} = \frac{3\sqrt{3}\sigma_{\text{los}}^3}{11.4GH(z_{\text{group}})}. \quad (4.10)$$

Enfin, il est également possible d'estimer la masse stellaire totale d'un groupe en additionnant les masses stellaires de chaque membre puis d'utiliser la relation masse stellaire - masse de halo afin d'obtenir la masse totale du groupe. Mais cette méthode est très imprécise dû au fait que la relation masse stellaire - masse de halo est obtenue par "abundance matching" qui suppose une relation d'unicité entre une galaxie et son halo. La somme des masses stellaires conduit donc à largement sur-estimer les masses des halos.

Les masses des groupes obtenues avec les trois méthodes décrites ci-dessus sont comparées sur la figure 4.2. Les deux méthodes utilisant la dispersion des vitesses donnent des résultats compatibles. Nous optons ici pour l'expression de [Eke et al. \(2004\)](#) car elle ne se fie pas uniquement à l'estimation de la dispersion des vitesses mais prend aussi en compte l'extension spatiale.

A partir des masses des groupes, nous calculons leurs rayons de viriel (depuis l'équation 1.23) :

$$R_{\text{vir}} = \left( \frac{3M_{\text{vir}}}{4\pi\Delta_{\text{vir}}\rho_c(z)} \right)^{1/3} \quad (4.11)$$

avec  $\rho_c(z)$  la densité critique de l'univers au redshift  $z$  et  $\Delta_{\text{vir}} = 18\pi^2 + 82x - 39x^2$  avec  $x = \Omega_M(z) - 1$  pour un univers plat avec  $\Omega_k = 0$  ([Bryan & Norman, 1998](#)).

L'incertitude dans l'estimation de  $M_{\text{vir}}$  provient principalement de l'estimation de la dispersion des vitesses  $\sigma_{\text{los}}$  et de l'estimation de l'étendue spatiale des groupes  $R_{\text{group}}$  à partir de la dispersion des distance projetées. En supposant une distribution normale, l'incertitude associée à un estimateur non biaisé de l'écart-type de valeurs  $x$  sur un échantillon de taille  $N$  vaut  $x\sqrt{1 - k^2(N)}$  (voir [Markowitz, 1968](#)) avec  $k(N)$  donné par :

$$k(N) = \sqrt{\frac{2}{N-1} \frac{\Gamma(N/2)}{\Gamma((N-1)/2)}}, \quad (4.12)$$

avec  $\Gamma$  la fonction gamma. On utilise l'équation ci-dessus pour estimer l'incertitude sur la dispersion des vitesses et sur l'étendue spatiale des groupes. L'erreur sur  $M_{\text{vir}}$  décroît logiquement quand le nombre de membres augmente. On propage l'incertitude de la masse du viriel sur le rayon de viriel. En-dessous de 4 galaxies, l'erreur sur le rayon de viriel dépasse les 40% ce qui se propage en créant des erreurs de  $\approx 0.5$  dex sur  $\log(M_{\text{vir}}/M_{\odot})$ . Il faut donc un nombre de galaxies suffisant pour

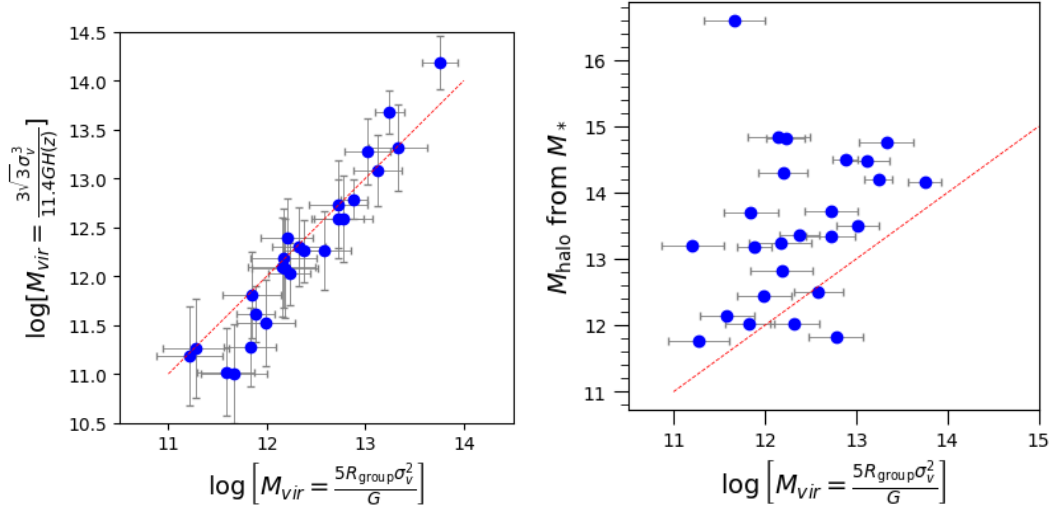


FIGURE 4.2 – Comparaison des différentes estimations des masses de halos pour les 22 groupes de galaxies identifiés. **À gauche** : comparaison entre l’estimateur de Eke et al. (2004) que nous avons utilisé et l’estimateur de Lemaux et al. (2012). **À droite** : comparaison entre l’estimateur de Eke et al. (2004) et les masses de halos obtenues à partir des masses stellaires en utilisant la relation masse stellaire - masse de halo de Behroozi et al. (2019)

pouvoir estimer la masse et le rayon du viriel d’un groupe. Ici nous n’étudions que les groupes ayant plus de 4 membres.

L’une des principales limites de la méthode présentée ci-dessus pour identifier et caractériser les groupes réside dans le fait qu’ils peuvent être tronqués par le champ de vue de MUSE. Cela peut conduire à une mauvaise identification du centre du groupe, donc à une mauvaise identification des membres avec l’algorithme des halos. Cela peut aussi fausser l’estimation de l’extension spatiale des groupes et donc mener à des erreurs dans l’estimation de leurs masses et de leurs rayons de viriel. Cet effet est une source d’erreur additionnelle difficile à estimer que nous n’avons pas pris en compte dans notre analyse.

Nous ne présentons pas ici de tests des deux algorithmes sur des simulations car ceux-ci ont fait l’objet de plusieurs articles de recherches dédiés, présentant leurs performances et leurs limites. La combinaison des deux algorithmes a également déjà été testé par Rodriguez & Merchan (2020). Nous avons simplement testé leur bonne implémentation sur un catalogue de galaxies issue de la simulation TNG.

### 4.3 Propriétés des groupes

L’algorithme des halos appliqué sur les 55 groupes pré-sélectionnés par le FoF permet finalement d’obtenir un échantillon de 42 groupes de plus de 4 galaxies. Comme expliqué plus haut, pour des raisons de complétude nous cherchons à étudier les groupes comptant plus de 4 membres avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  dans le champ de vue. Seuls 25 groupes satisfont ce critère. Parmi ces 25 groupes,

TABLE 4.1 – Présentation de l'échantillon des groupes de plus de 4 galaxies avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  identifiés dans MEGAFLOW. La colonne de gauche présente l'échantillon complet. La colonne de droite présente l'échantillon utilisé pour étudier les éventuelles absorption Mg II associées.

	échantillon complet	échantillon sélectionné
Nombre de groupes	25	22
Groupes présentant une abs. Mg II	21	20
$\log(M_{\text{vir}}/M_\odot)$	11.2 - 13.8	11.2 - 13.8
redshift	0.60 - 1.43	0.60 - 1.43
$W_r^{2796}$ [Å]	0.08 - 3.34	0.08 - 3.34

l'un d'entre eux est situé à un redshift supérieur au redshift du quasar du champ. Un autre groupe est situé au redshift du quasar <sup>1</sup>. Nous le retirons également de l'analyse car la présence ou l'absence d'absorption Mg II peut y être affectée par la position du quasar au sein du groupe. Un troisième groupe est également retiré car il n'y a pas de couverture UVES à son redshift. Sans ces 3 groupes, nous obtenons 22 groupes de plus de 4 galaxies de masse  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ .

Ces 22 groupes ont des masses  $\log(M_{\text{vir}}/M_\odot)$  s'étalant de 11.2 à 13.8 avec une valeur médiane de 12.2. Leurs redshifts s'étalent de 0.60 à 1.43 avec une valeur médiane de 0.92. Pour 13 groupes parmi les 22, une galaxie centrale est identifiée à l'étape 1 de l'algorithme des halos. Les centres des 9 groupes restant sont les barycentres pondérés par les masses stellaires des membres.

L'échantillon des 22 groupes est présenté dans la table 4.1 et leurs propriétés sont indiquées dans la table 4.2. Ils sont également représentés sur la figure 4.6. La figure 4.4 montre le nombre de galaxies par groupe en fonction de leurs redshifts et de leurs masses.

---

1. Sur les 22 quasars, seuls 5 sont situés à des redshifts inférieurs à 1.5.

TABLE 4.2 – Caractéristique des groupes de plus de quatre galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  identifiés dans MEGAFLOW. Les groupes sont classés par nombre de membres. Les colonnes présentent : l'id du groupe (1), le champ (2), le nombre de membres (3), le redshift (4), les coordonnées angulaires (5 et 6), la masse du viriel estimée (7), le rayon de viriel estimé en kpc (8), la largeur équivalente de l'absorption associée Mg II (9), le paramètre d'impact par rapport au centre et normalisé par le rayon de viriel (10), le paramètre d'impact par rapport au membre le plus proche de la ligne de visée (11).

ID (1)	field id (2)	$N_{\text{gr}}$ (3)	$z$ (4)	R.A (5)	Dec (6)	$\log_{10}(M_{\text{vir}}/M_\odot)$ (7)	$R_{\text{vir}}$ (8)	$W_r^{2796}$ (9)	$b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ (10)	$b_{\text{min}}$ (11)
1	J1039p0714	21	0.99	159°54'40"	7°14'49"	12.9 ± 0.31	309 ± 32	0.63	0.96 ± 0.10	46
2	J0145p1056	18	0.94	26°18'23"	10°56'18"	13.2 ± 0.34	417 ± 47	0.12 <sup>1</sup>	0.21 ± 0.02	1
3	J0014m0028	12	0.83	3°42'52"	-0°28'33"	13.7 ± 0.42	647 ± 91	2.09	0.35 ± 0.05	8
4	J1107p1021	11	0.75	166°55'44"	10°21'27"	11.9 ± 0.44	161 ± 24	2.34	0.23 ± 0.03	37
5	J0058p0111	9	0.64	14°44'02"	1°11'28"	12.4 ± 0.49	247 ± 41	3.34	0.17 ± 0.04	6
6	J1107p1021	10	0.90	166°55'10"	10°21'15"	12.2 ± 0.49	194 ± 32	<0.05	1.35 ± 0.22	93
7	J1352p0614	8	0.61	208°04'19"	6°14'18"	13.0 ± 0.52	411 ± 72	0.78	0.15 ± 0.03	10
8	J2152p0625	7	1.43	328°00'13"	6°25'19"	13.1 ± 0.56	310 ± 58	1.15	0.54 ± 0.21	61
9	J2137p0012	6	1.21	324°27'04"	0°12'36"	12.6 ± 0.62	224 ± 46	1.13	0.63 ± 0.13	95
10	J1358p1145	6	1.10	209°31'56"	11°46'21"	12.2 ± 0.61	175 ± 36	<0.05	1.63 ± 0.35	253
11	J0838p0257	6	0.94	129°42'56"	2°57'10"	11.8 ± 0.61	141 ± 29	0.77	0.76 ± 0.16	64
12	J1236p0725	6	1.33	189°05'51"	7°25'34"	12.3 ± 0.61	174 ± 36	0.41	0.85 ± 0.40	113
13	J1509p1506	6	0.97	227°14'55"	15°06'48"	12.7 ± 0.61	275 ± 56	1.30	0.43 ± 0.09	80
14	J0015m0751	5	0.63	3°54'01"	-7°50'47"	12.8 ± 0.68	338 ± 77	- <sup>2</sup>	0.44 ± 0.10	116
15	J1107p1021	5	1.30	166°55'48"	10°21'35"	12.0 ± 0.68	137 ± 31	0.53	1.57 ± 0.36	58
16	J2137p0012	5	1.04	324°26'52"	0°12'07"	13.3 ± 0.68	426 ± 97	0.87	0.39 ± 0.09	84
17	J0014p0912	5	1.22	3°43'03"	9°12'06"	11.6 ± 0.68	103 ± 23	1.43	1.63 ± 1.18	99
18	J2137p0012	5	0.81	324°27'17"	0°12'25"	11.8 ± 0.68	152 ± 34	0.80	0.59 ± 0.13	72
19	J0800p1849	5	0.61	120°01'21"	18°49'21"	12.7 ± 0.68	328 ± 75	1.02	0.40 ± 0.09	67
20	J1107p1757	4	1.16	166.897623	17.958618	12.2 ± 0.78	168 ± 43	1.59	0.13 ± 0.03	21
21	J0800p1849	4	0.60	120°00'52"	18°49'20"	11.2 ± 0.78	102 ± 27	0.08	1.60 ± 0.41	85
22	J0145p1056	4	0.80	26.304570	10.944393	12.2 ± 0.78	195 ± 51	1.51	0.52 ± 0.13	71
23	J1314p0657	4	0.99	198.52470	6.956464	11.3 ± 0.78	90 ± 23	0.91	0.44 ± 0.23	38
24	J0131p1303	4	1.34	22.896327	13.062482	11.7 ± 0.78	105 ± 27	0.17	1.95 ± 0.52	126
25	J0015m0751	4	1.36	3.897844	-7.849475	12.2 ± 0.78	151 ± 39	- <sup>2</sup>	0.39 ± 0.10	58

<sup>1</sup> Le redshift du groupe est supérieur ou égal au redshift du quasar.

<sup>2</sup> Couverture UVES mauvaise ou absente.

On peut également représenter chaque galaxie membre d'un groupe dans l'espace de phase, c'est-à-dire en fonction de sa vitesse et de sa distance (projetée dans le plan du ciel) relative au centre. La superposition des 22 espaces de phase est représentée sur la figure 4.5. Nous observons des membres jusqu'à deux fois la vitesse du viriel et deux fois le rayon des groupes mais ceux-ci sont toujours inclus dans les caustiques définissant les vitesses d'échappement gravitationnelles.

Enfin nous pouvons regarder le SFR des galaxies composant les groupes. Pour 10 groupes parmi les 22, la galaxie centrale peut être décrite comme passive avec un sSFR inférieur à  $0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ . Pour 4 groupes supplémentaires, le centre se trouve à moins de 50 kpc (projetés) d'une galaxie passive. Les galaxies passives sont représentées en rouge sur la figure 4.6. Cette tendance à avoir des galaxies passives au centre des groupes est bien connue (Tal et al., 2014; Smethurst et al., 2017) et tend à confirmer notre processus d'identification des centres. Elle est due à plusieurs mécanismes. D'une part, dans des halos de masses importantes, l'accrétion de gaz est susceptible d'être stoppée en périphérie du halo et ne peut alimenter la formation d'étoiles en son centre (comme expliqué dans la section 1.4). D'autre part, les phénomènes de fusion au sein des groupes sont susceptibles de déclencher des phases *starburst* (hyperactivité de la formation d'étoiles) consommant rapidement le gaz disponible et laissant derrière elles des galaxies passives. Enfin, les phénomènes de marée et de *ram pressure stripping* sont également susceptibles d'arracher le gaz des galaxies pour le mettre dans le milieu intra-groupe, les privant ainsi de gaz pour former des étoiles.

## 4.4 Résultats

Maintenant que nous avons identifié et caractérisé les groupes, nous voulons étudier le profil du gaz tiède qui les environne au moyen des absorptions Mg II. Pour cela, nous regardons pour chaque groupe s'il peut être associé à une absorption. Nous considérons qu'un groupe est associé à une absorption si la différence de redshift est  $|\Delta v| < 1000 \text{ km/s}$ . Cette valeur est volontairement plus importante que celle choisie pour l'étude des galaxies isolées car les groupes peuvent s'étendre sur des intervalles de vitesses plus importants. Néanmoins la valeur choisie pour  $\Delta v$  n'a pas un impact significatif sur les résultats tant qu'elle est suffisamment grande pour capturer toute absorption voisine. Dans notre cas, l'association groupe-absorption reste inchangée pour des valeurs de  $\Delta v$  allant de 400 km/s à 6000 km/s.

Suite à cette étape, 20 groupes sur 22 se révèlent être associés à un système d'absorption Mg II, tandis que 2 ne semblent être associés à aucune absorption. D'autre part 10 groupes présentent des absorptions importantes avec  $W_r^{2796} > 1\text{\AA}$ .

Afin de mesurer le profil de gaz autour des groupes, on étudie comment  $W_r^{2796}$  varie avec le paramètre d'impact. Cependant la notion de paramètre d'impact est ambiguë en ce qui concerne les groupes. Bordoloi et al. (2011) utilisent le paramètre d'impact entre la ligne de visée et le centre géométrique du groupe, c'est-à-dire la moyenne des positions des membres. Ils utilisent aussi le paramètre d'impact avec la galaxie la plus massive. Nielsen et al. (2018) utilisent le paramètre d'impact vis-à-vis de la galaxie la plus proche de la ligne de visée ou de la plus brillante. Dutta et al. (2020) utilisent le paramètre d'impact relatif au centre géométrique, normalisé dans certains cas par le rayon de viriel. On constate sur la figure 4.6 que ces différentes approches conduisent à des différences significatives. La méthode des halos que nous avons utilisée pour raffiner les groupes suppose que chacun d'entre eux se trouve dans un halo de matière noire contenant souvent une galaxie centrale massive. En conséquence, nous nous focaliserons sur deux définitions pour le paramètre d'impact. Premièrement  $b_{\text{min}}$ , le paramètre d'impact relatif à la galaxie la plus proche de la ligne de visée. Deuxièmement  $b_{\text{center}}$ , le paramètre d'impact relatif au centre du groupe. Bien que

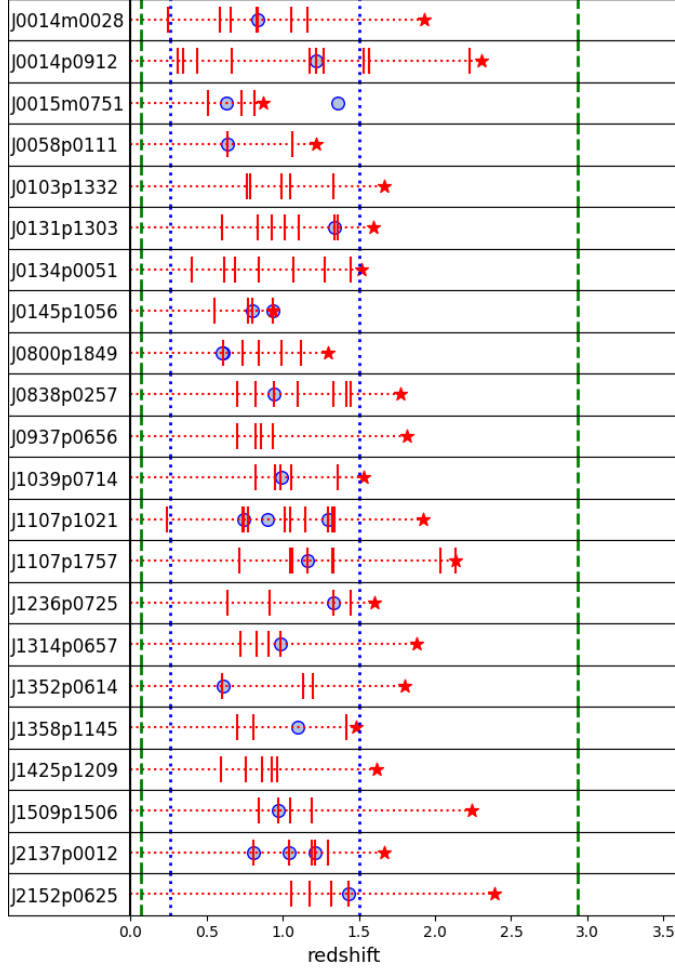


FIGURE 4.3 – Répartition des 25 groupes de plus de 4 galaxies de masse  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  par champs, en fonction du redshift. Les groupes sont représentés par les cercles bleus. Les quasars sont représentés par les étoiles rouges. Les absorptions Mg II détectées sont représentées par les marques verticales rouges. Les lignes pointillées verticales bleues indiquent la plage de détection de la raie de [O II] avec MUSE. Les lignes tiretées verticales vertes indiquent la plage de détection du doublet Mg II avec UVES. Dans le champ J0800p1849 deux groupes sont présents à des redshifts très proches ( $z \approx 0.61$ ) et sont confondus sur la figure

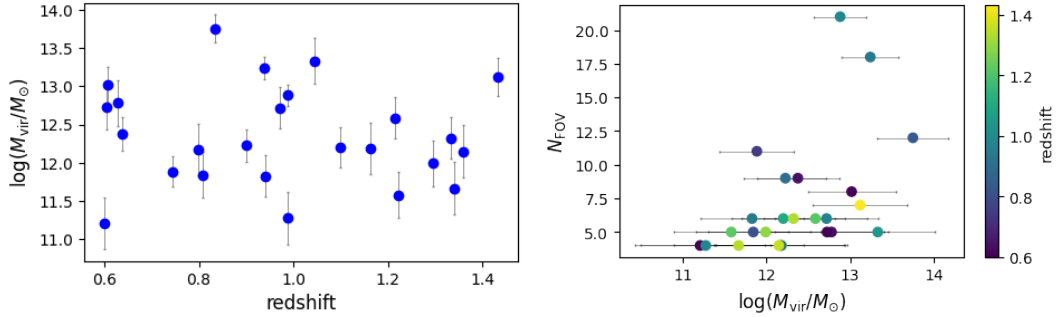


FIGURE 4.4 – **À gauche** : Masse du halo en fonction du redshift pour les 25 groupes de plus de 4 galaxies ayant  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) > 9$ . **À droite** : Nombre de galaxies visibles dans le champ de vue de MUSE en fonction de la masse de halo et du redshift. Les groupes sont colorés en fonction de leur redshift. Les incertitudes sont à  $1\sigma$ .

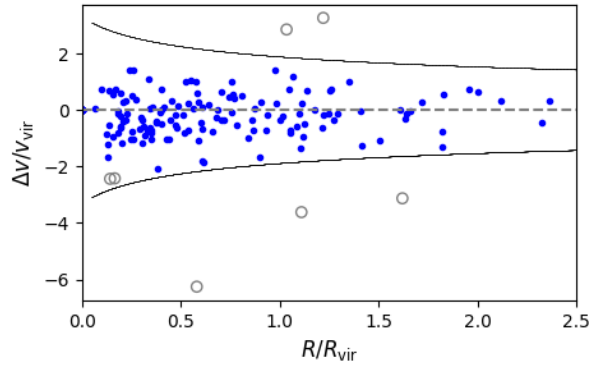
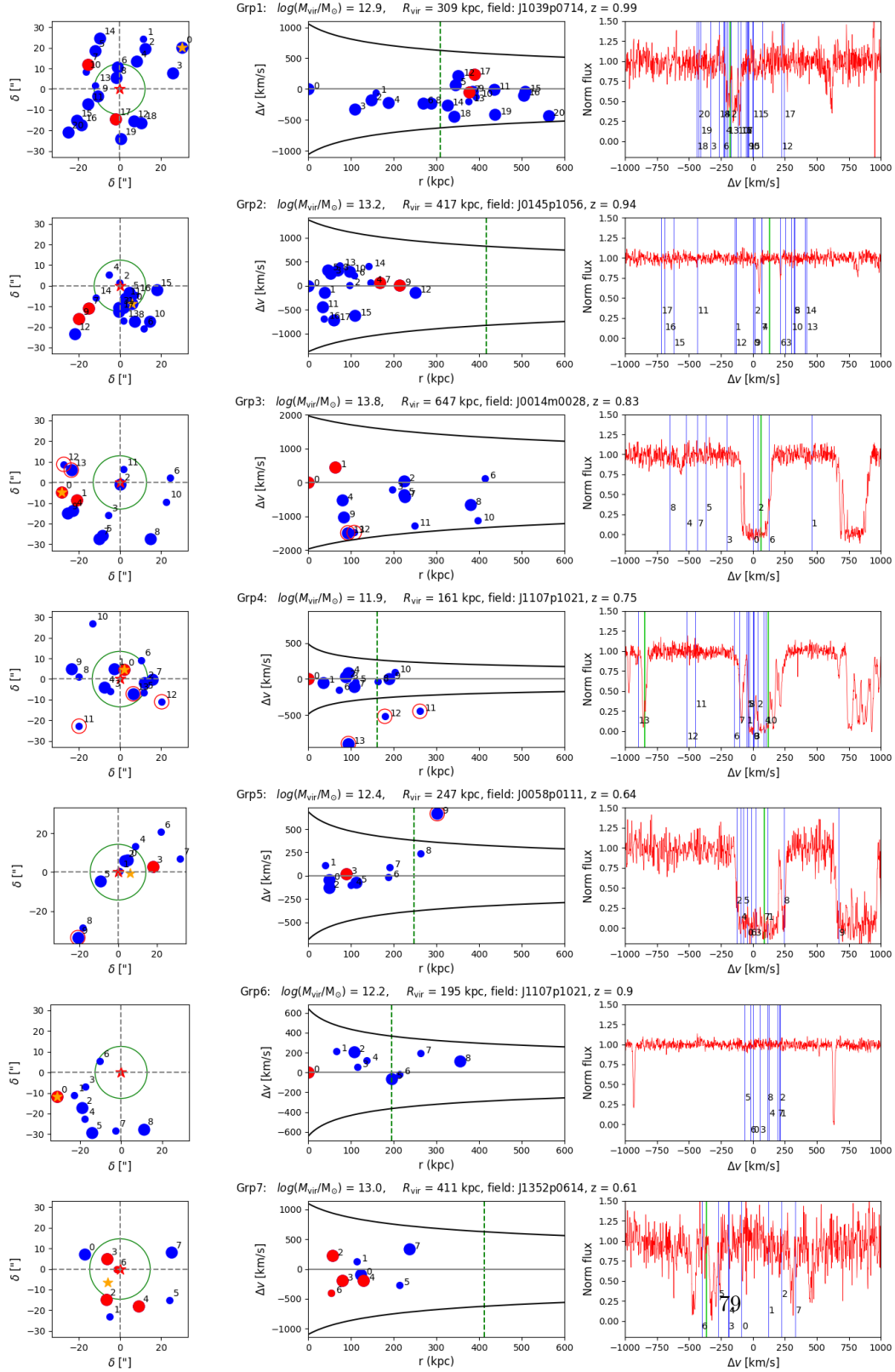


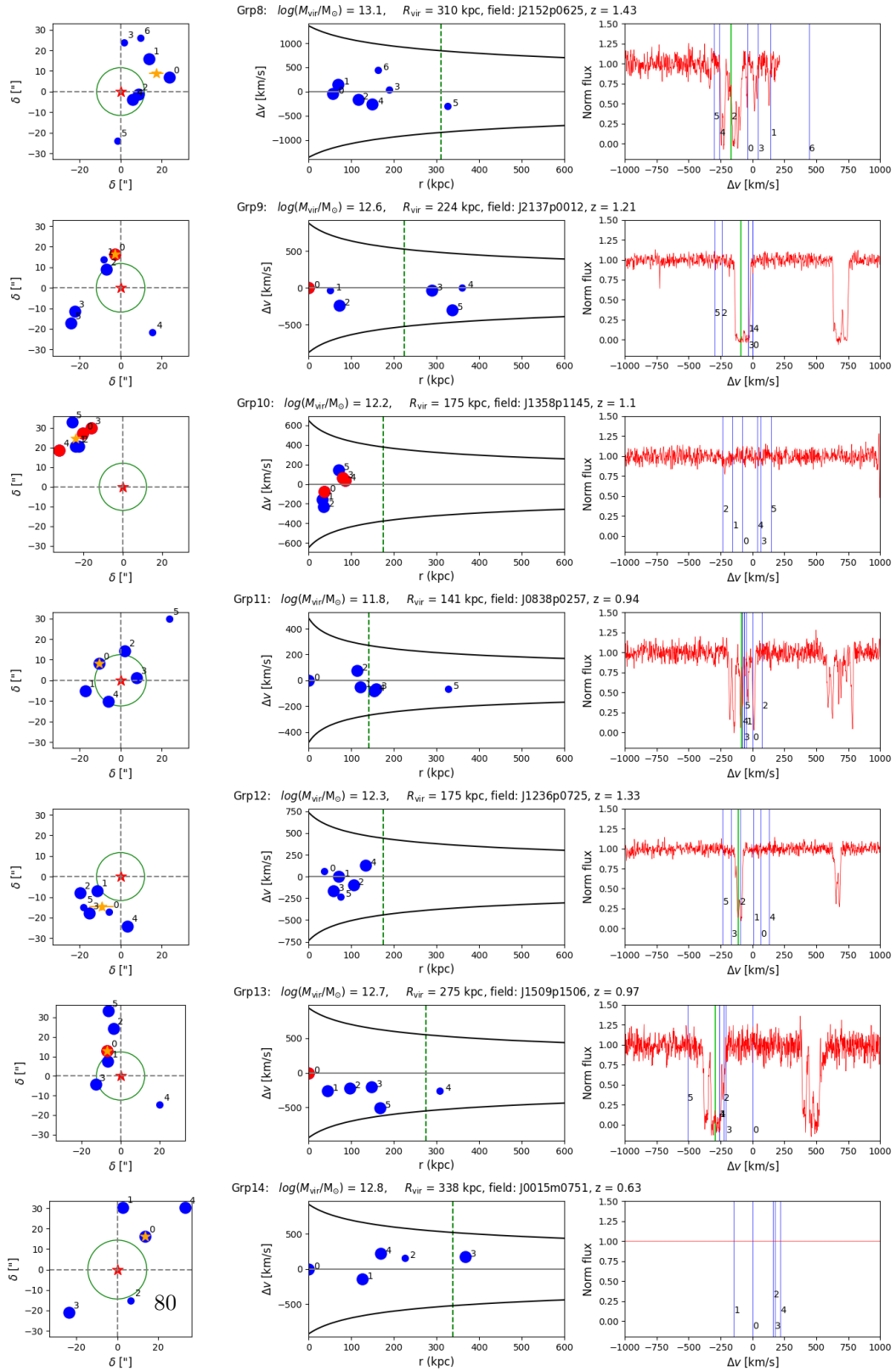
FIGURE 4.5 – Superposition des diagrammes de phase des 22 groupes de plus de 4 galaxies sélectionnés. Les galaxies sont représentées dans le référentiel du centre du groupe. La distance projetée au centre du groupe est normalisée par le rayon de viriel tandis que la vitesse relative le long de la ligne de visée est normalisée en fonction de la vitesse du viriel. Les cercles gris représentent les galaxies rejetées par l’algorithme des halos. Les lignes noires indiquent les caustiques des vitesses d’échappement calculées pour chaque groupe sous l’hypothèse d’un profil NFW.

## 4.4. RÉSULTATS

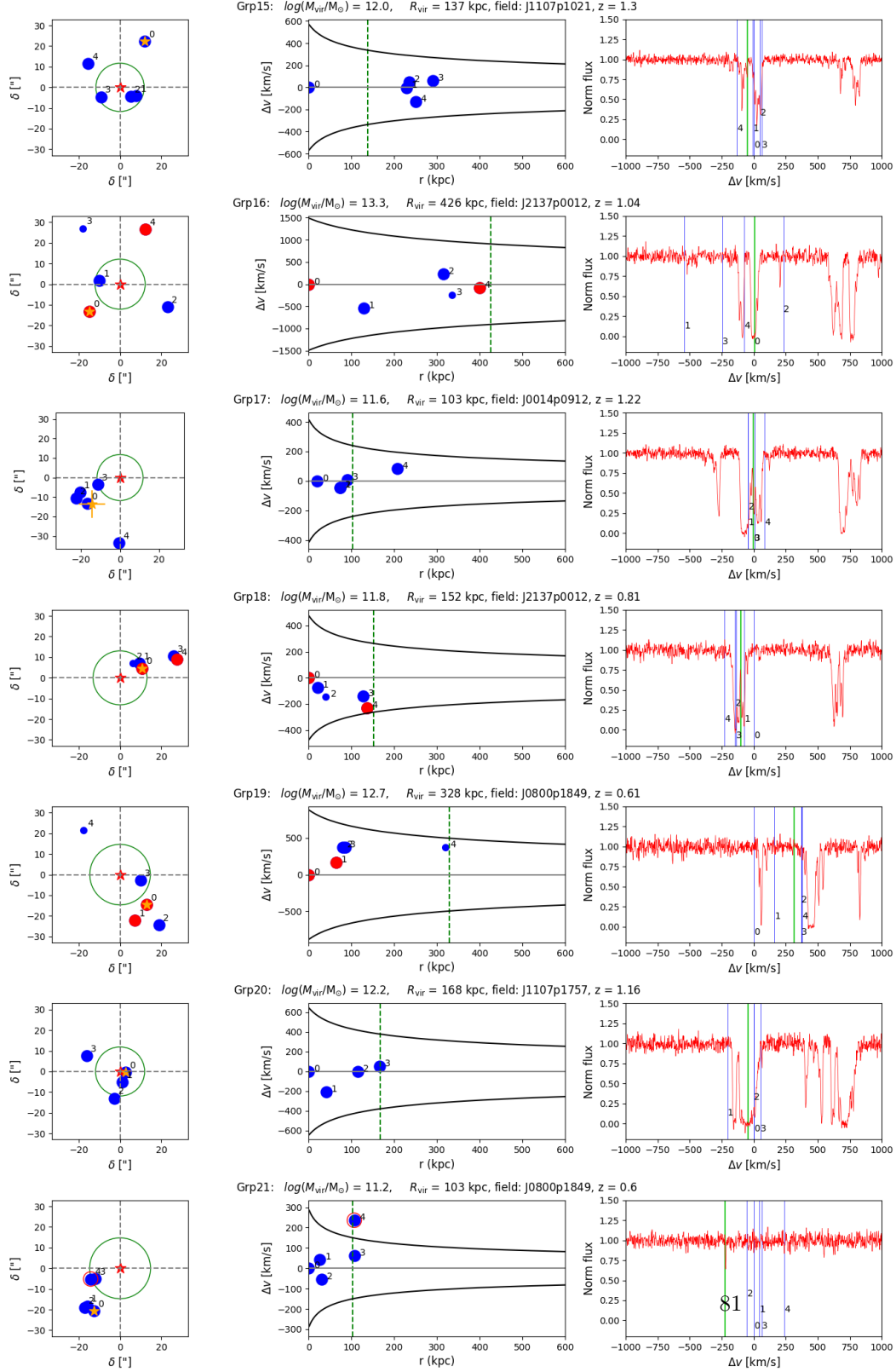




# CHAPITRE 4. ÉTUDE DES GROUPES DE GALAXIES



## 4.4. RÉSULTATS



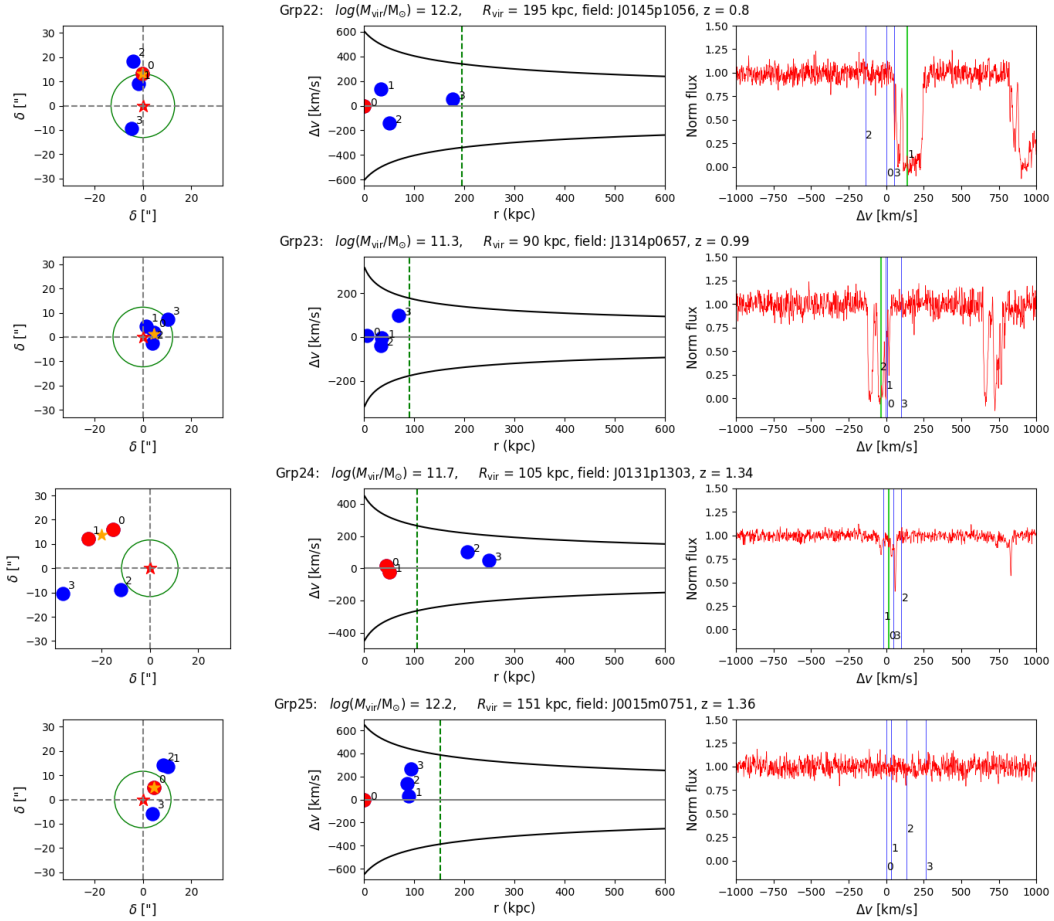


FIGURE 4.6 – Représentation des groupes de galaxies identifiés dans MEGAFLOW. **Colonne de gauche** : représentation dans le plan du ciel (ascension droite et déclinaison). Chaque point représente une galaxie. Les galaxies ayant une masse  $\log(M_{\star}/M_{\odot}) < 9$  sont représentées par des petits points. Les galaxies passives (avec un  $\text{sSFR} < 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ ) sont représentées en rouge. Les galaxies qui ont été exclues des groupes grâce à l’algorithme d’occupation des halos sont entourées par un cercle rouge. La croix orange indique le centre du groupe. L’étoile rouge en (0,0) représente la ligne de visée du quasar. Le cercle vert représente un rayon de 100 kpc autour de la ligne de visée. **Colonne du milieu** : représentation dans l’espace de phase (distance au centre du groupe selon l’axe  $x$  et vitesse relative par rapport au centre du groupe selon l’axe  $y$ ). La ligne pointillée verticale indique le rayon de viriel du groupe. Les lignes noires indiquent la vitesse d’échappement du halo calculée à partir de la masse estimée du groupe sous l’hypothèse d’un profil NFW de matière noire. **Colonne de droite** : spectre normalisé du quasar de la ligne de visée. L’axe des  $x$  représente la vitesse relative au centre du groupe. La ligne verte verticale indique la vitesse relative estimée du système d’absorption Mg II. Les lignes verticales bleues représentent les vitesses relatives des différentes galaxies constituant le groupe.

TABLE 4.3 – Paramètres ajustés pour le modèle de la relation  $W_r^{2796} - b$ , (équation 3.3,  $\log(W_r)(b) = a_1 \times b + a_0$ ), pour les 22 groupes de galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ . Chaque ligne correspond à une définition différente du paramètre d’impact. Les incertitudes sont à 1- $\sigma$ .

	$a_0$	$a_1$	$\sigma_c$
$b_{\min}/\text{kpc}$	$0.40 \pm 0.13$	$-0.008 \pm 0.002$	$0.33 \pm 0.06$
$b_{\text{center}}/\text{kpc}$	$0.42 \pm 0.17$	$-0.004 \pm 0.001$	$0.39 \pm 0.07$
$b_{\min}/R_{\text{vir},\min}$	$0.27 \pm 0.10$	$-0.55 \pm 0.11$	$0.31 \pm 0.05$
$b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$	$0.35 \pm 0.13$	$-0.65 \pm 0.14$	$0.33 \pm 0.06$

ces deux grandeurs soient corrélées, elles permettent d’étudier si les absorptions sont préférentiellement affectées par le CGM des galaxies situées proches des lignes de visée ou bien par un milieu intra-groupe formant un halo de Mg II.

Intuitivement nous pouvons nous attendre à ce que la taille du halo de gaz tiède soit corrélée avec la taille du halo de matière noire (et donc sa masse). Pour cette raison nous étudions aussi les paramètres d’impact normalisés par les rayons de viriel. Pour  $b_{\text{center}}$  nous normalisons par  $R_{\text{vir}}$ , le rayon de viriel estimé du groupe. Pour  $b_{\min}$  nous normalisons par  $R_{\text{vir},\min}$ , le rayon de viriel de la galaxie la plus proche. Nous estimons ce dernier grâce à la relation  $M_* - M_{\text{halo}}$  de Behroozi et al. (2019) appliquée aux masses stellaires obtenues par le fit SED. La figure 4.7 montre la largeur équivalente d’absorption en Mg II en fonction de  $b_{\min}$ ,  $b_{\text{center}}$ ,  $b_{\min}/R_{\text{vir},\min}$  et de  $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ .

Les incertitudes sur  $b_{\min}$  sont petites car elles ne dépendent que de la précision avec laquelle on peut mesurer la position du centre de la galaxie la plus proche et le centre du quasar. Les incertitudes sur  $b_{\text{center}}$  en revanche peuvent être plus importantes, notamment en raison de la propagation des incertitudes des masses stellaires sur le barycentre dans les cas où aucune galaxie centrale n’a pu être identifiée à l’étape 1. Les incertitudes sur  $R_{\text{vir}}$  sont obtenues en propageant les incertitudes sur  $M_{\text{vir}}$  décrites en section 4.2 en utilisant l’équation 4.11. La figure 4.7 met en évidence l’anti-corrélation entre  $W_r^{2796}$  et paramètre d’impact pour toutes les définitions. La largeur équivalente semble décroître à un paramètre d’impact correspondant environ au rayon du viriel par rapport au centre du groupe, ou bien à  $\approx 100\text{-}150$  kpc de la galaxie la plus proche de la ligne de visée. La dispersion dans le premier cas est étonnamment faible malgré quelques cas particuliers se trouvant hors de la tendance (les groupes 7 et 17, voir la discussion plus bas).

Afin de mesurer le profil de gaz autour des groupes on fitte la largeur équivalente en fonction du paramètre d’impact de la même façon que ce qui a été présenté pour les galaxies isolées avec l’équation 3.3. En raison des incertitudes horizontales importantes visibles sur la figure 4.7 pour certains groupes, on utilise la méthode de Hogg et al. (2010) afin de faire un fit qui minimise la distance orthogonale à la relation (voir Cherrey et al., 2024b, pour plus de détails). Les paramètres ajustés sont présentés table 4.3.

#### 4.4.1 Fraction de couverture

Ici, nous calculons la fraction de couverture autour des groupes de plus de 4 galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  identifiés dans MEGAFLOW. Nous procédons de la même façon que pour les

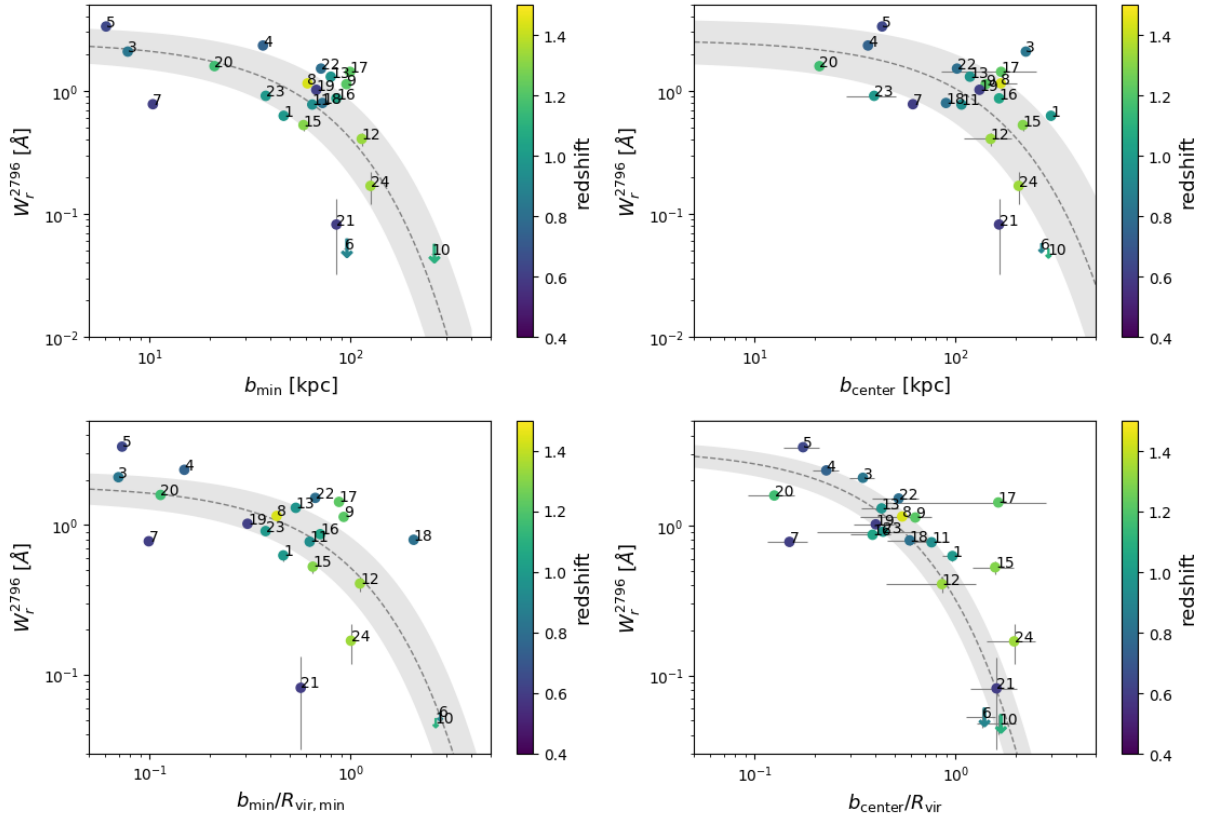


FIGURE 4.7 –  $W_r^{2796}$  en fonction du paramètre d'impact à la galaxie la plus proche de la ligne de visée (en haut à gauche), du paramètre d'impact au centre du groupe (en haut à droite), du paramètre d'impact à la galaxie la plus proche normalisé par son rayon de viriel (en bas à gauche) et du paramètre d'impact au centre du groupe normalisé par le rayon de viriel du groupe (en bas à droite). Chaque groupe est coloré en fonction de son redshift. Les groupes pour lesquels aucune absorption Mg II n'a été détectée sont représentés par des flèches vers le bas au niveau de la limite de détection. Les incertitudes représentées sont à  $1\sigma$ . La ligne grise pointillée représente le meilleur fit de la forme  $\log(W_r^{2796}) = a_1 \times b + a_0$  et la zone grisée correspond à l'incertitude à  $1\sigma$ .

TABLE 4.4 – Paramètres ajustés des fractions de couverture calculées pour les 22 groupes de galaxies (équation 3.7,  $t = k_1(\log b/\text{kpc} - k_0)$ ). Les résultats sont donnés pour les différentes définitions du paramètre d’impact et pour différents seuils de largeur équivalente de Mg II.

	$k_0$	$k_1$
$b_{\min}/\text{kpc}, > 0.1 \text{ \AA}$	$2.27 \pm 0.42$	$-4.83 \pm 4.86$
$b_{\min}/\text{kpc}, > 0.3 \text{ \AA}$	$2.18 \pm 0.45$	$-5.33 \pm 5.77$
$b_{\min}/\text{kpc}, > 0.5 \text{ \AA}$	$2.07 \pm 0.28$	$-6.62 \pm 5.94$
$b_{\text{center}}/\text{kpc}, > 0.1 \text{ \AA}$	$2.56 \pm 1.05$	$-4.76 \pm 5.9$
$b_{\text{center}}/\text{kpc}, > 0.3 \text{ \AA}$	$2.48 \pm 0.33$	$-5.20 \pm 5.52$
$b_{\text{center}}/\text{kpc}, > 0.5 \text{ \AA}$	$2.44 \pm 0.36$	$-4.37 \pm 4.67$
$b_{\min}/R_{\text{vir},\min}, > 0.1 \text{ \AA}$	$2.05 \pm 0.76$	$-2.19 \pm 1.79$
$b_{\min}/R_{\text{vir},\min}, > 0.3 \text{ \AA}$	$1.84 \pm 0.80$	$-1.89 \pm 1.60$
$b_{\min}/R_{\text{vir},\min}, > 0.5 \text{ \AA}$	$1.64 \pm 0.84$	$-1.87 \pm 1.78$
$b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}, > 0.1 \text{ \AA}$	$1.82 \pm 0.76$	$-2.73 \pm 2.88$
$b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}, > 0.3 \text{ \AA}$	$1.54 \pm 0.47$	$-4.44 \pm 4.00$
$b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}, > 0.5 \text{ \AA}$	$1.46 \pm 0.60$	$-3.07 \pm 2.66$

galaxies isolées en utilisant la méthode présentée section 3.4.2. Les résultats sont présentés sur la figure 4.8 en fonction du paramètre d’impact et de la limite de détection. Ces résultats sont comparés avec les fractions de couverture obtenues pour les galaxies isolées et celle de [Schroetter et al. \(2021\)](#).

Les paramètres ajustés  $k_0$  et  $k_1$  (représentant respectivement le zéro point et la rapidité de la transition de 1 à 0) sont présentés dans la table 4.4.1 pour les différentes définitions de paramètres d’impact discutées plus haut. La distance correspondante à la fraction de couverture à 50% est  $\log(b_{\min}/\text{kpc}) = 2.27 \pm 0.42$  ( $2\sigma$ ),  $\log(b_{\text{center}}/\text{kpc}) = 2.56 \pm 1.05$  ( $2\sigma$ ),  $b_{\min}/R_{\text{vir},\min} = 2.05 \pm 0.76$  ( $2\sigma$ ) et  $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}} = 1.82 \pm 0.76$  ( $2\sigma$ ).

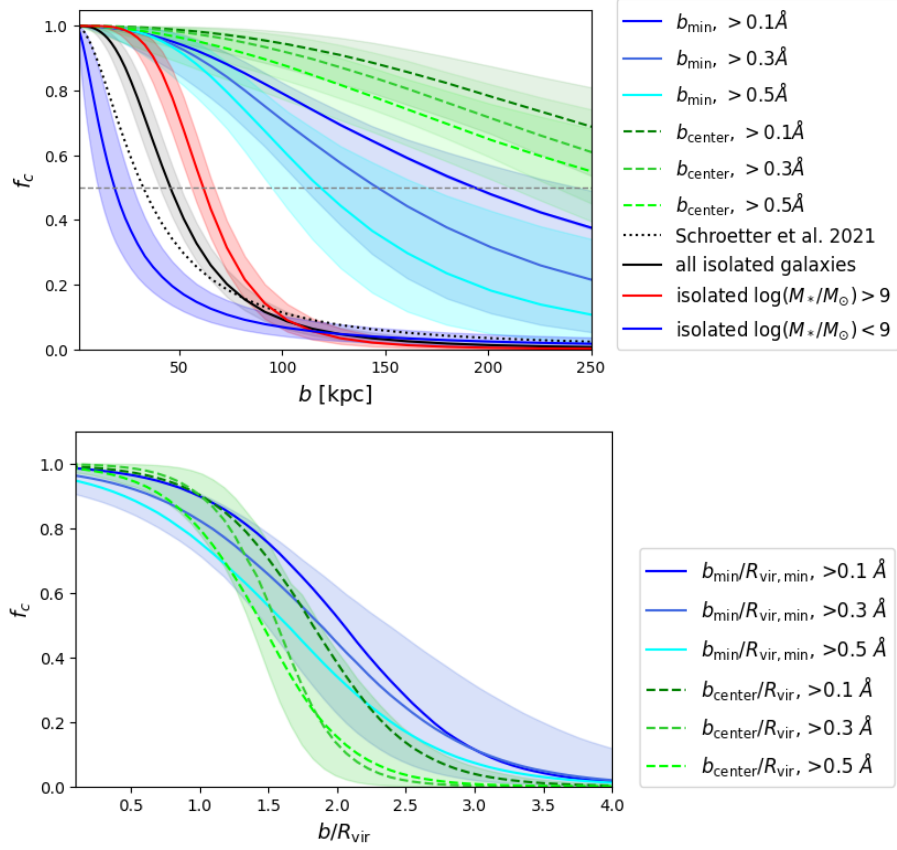


FIGURE 4.8 – Fraction de couverture différentielle de Mg II pour les groupes de plus de 4 galaxies avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  pour différents seuils d’absorption ( $>0.1, 0.3$  et  $0.5 \text{ \AA}$ ). **En haut** : en fonction de  $b_{\min}$  et  $b_{\text{center}}$  (en kpc). Les résultats sont comparés avec les résultats obtenus pour les galaxies isolées. **En bas** : en fonction de  $b_{\min}/R_{\text{vir, min}}$  et  $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ . Les zones colorées représentent les intervalles d’erreur à  $1\sigma$ .

### 4.4.2 Discussion et conclusion intermédiaire

La figure 4.7 montre que  $W_r^{2796}$  diminue avec le paramètre d'impact quelle que soit sa définition. On peut cependant remarquer que certains groupes (le 7 et le 17) sont en dehors de la tendance principale, notamment lorsqu'on utilise  $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ . Le catalogue de la figure 4.6 peut nous aider à formuler des hypothèses expliquant cela. Le groupe 7, situé en-dessous de la tendance (y compris d'ailleurs lorsqu'on utilise  $b_{\text{min}}$ ) est un groupe plutôt compact, que la ligne de visée intercepte relativement proche de son centre. Ce groupe a la particularité de compter quatre galaxies formant peu d'étoiles relativement à la séquence principale (sSFR  $< 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ ). Ces galaxies "passives" sont les plus proches de la ligne de visée. Dans l'hypothèse où les nuages de magnésium proviennent en partie des vents galactiques issus de la formation d'étoiles, cela pourrait expliquer en partie la faible absorption Mg II détectée pour ce groupe. Le groupe 17, lui, est situé au-dessus de la tendance  $W_r^{2796} - b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ . Nous constatons qu'il s'agit d'un groupe qui compte 5 galaxies dans le champ de vue dont 4 sont assez regroupées. Il n'est composé d'aucune galaxie passive, l'absorption a donc pu être causée par des vents émis par certains de ses membres. D'autre part, il est possible qu'il s'agisse d'un groupe relativement jeune (puisque le "quenching" des galaxies n'a pas encore eu lieu), ce qui peut laisser penser que des phénomènes d'interaction et de marée ont pu intervenir récemment et ont enrichi le milieu intra-groupe de gaz. Enfin, il n'a pas de galaxie centrale (au sens de l'algorithme que nous avons utilisé). La position de son centre a donc été calculée comme étant le barycentre de ses membres et souffre en conséquence d'incertitudes importantes. Ces incertitudes se propagent à  $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$  ce qui peut également expliquer que ce groupe soit au-dessus de la tendance générale.

Le catalogue de la figure 4.6 révèle en outre que les groupes ont des morphologies différentes. La plupart, tels que les groupes 2, 4, 10, 12, 18, 20, 21, 22, 23 et 25 sont des groupes compacts, tant dans l'espace de phase qu'en projection sur le ciel. D'autres, tels que les groupes 3, 9, 14 et 16 apparaissent, au contraire, plus dispersés et étendus. Nous observons également quelques groupes aux formes allongées (dans l'espace projeté) tels que les groupes 5, 13 qui évoquent plutôt des portions de filaments cosmiques.

Nous observons sur cette même figure que les systèmes d'absorption sont également divers. Dans un grand nombre de cas, tels que pour les groupes 3, 5 et 20, les différentes composantes semblent se mélanger/se superposer pour former une absorption s'étalant sur une large gamme de vitesse. Il est alors impossible d'attribuer les différentes composantes à des membres en particulier. Pour certains groupes néanmoins, tels que le 15, 17 et 19 on parvient à identifier des composantes distinctes, mais celles-ci restent difficile à attribuer à des membres. Rares sont les cas, tels le groupe 16, pour lesquels nous pouvons attribuer certaines composantes à certains membres. Pour le groupe 4, nous pouvons clairement dire que la galaxie 13 (qui d'ailleurs ne fait pas partie du groupe principal) est responsable d'une absorption identifiable dans le spectre UVES. Hormis ces deux cas, le mélange des différentes composantes peut laisser penser que les absorptions Mg II au sein des groupes sont plutôt le fait d'une phase tiède partagée, en partie issue d'interactions entre les galaxies : un milieu "intra-groupe". Ce constat visuel rejoint les résultats de l'analyse de [Nielsen et al. \(2018\)](#) qui indiquait par une analyse de la cinématique que les absorptions au sein des groupes ne peuvent s'expliquer uniquement par la superposition des contributions individuelles.

Comme illustré sur la figure 4.7, seuls deux groupes ne présentent pas d'absorption Mg II : le groupe 6 et le groupe 10. Le groupe 6 compte un nombre important de membres mais son centre est loin de la ligne de visée. L'un de ses membres est à moins de 100 kpc (projetés) de la ligne de visée mais il s'agit d'une galaxie de masse  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  (donc peu susceptible de générer une absorption comme vu dans la section 3 sur les galaxies isolées). Le groupe 10 est un groupe compact



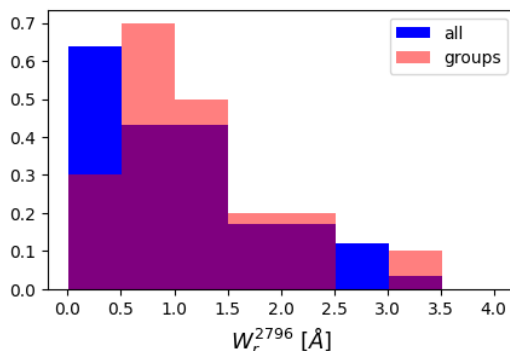


FIGURE 4.9 – Distribution des largeurs équivalentes d’absorption Mg II pour les 116 systèmes d’absorptions présent dans MEGAFLOW à  $0.3 < z < 1.5$  (en bleu) et pour les 20 groupes de plus de 4 galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  présentant une absorption (en rose). Les distributions ont été normalisées afin de pouvoir être comparées.

situé à plus de 200 kpc de la ligne de visée ce qui explique l’absence d’absorption.

Il est intéressant de comparer les absorptions au sein des groupes avec celles observées pour les galaxies isolées. La fraction de couverture tout comme la largeur équivalente semblent décroître beaucoup moins vite avec le paramètre d’impact ( $b_{\min}$ ) pour les groupes que pour les galaxies isolées. En effet,  $W_r^{2796}$  passe sous les 0.1 Å à  $\approx 75$  kpc pour les galaxies isolées contre  $\approx 180$  kpc pour les groupes. Remarquons quand même qu’il n’y a que deux groupes sans absorption détectée ( $\lesssim 0.1$  Å) ce qui explique la faible diminution de la fraction de couverture à l’échelle du champ de vue de MUSE et ne permet pas de bien contraindre l’étendue des halos de Mg II dans ces environnements (notamment le  $b_{50}$ , là où la fraction de couverture passe sous les 50%).

Lorsque l’on s’intéresse à la largeur équivalente, nous remarquons aussi que les groupes ne semblent pas associés à des largeurs équivalentes spécialement plus fortes que les galaxies isolées. Nous trouvons en effet la même gamme de  $W_r^{2796}$ , avec des proportions similaires (voir Figure 4.9). Les absorptions "ultra fortes" ( $> 3$  Å), ne sont donc pas préférentiellement causées par les groupes. Sur les 54 absorptions fortes avec  $W_r^{2796} > 1.0$  Å présentes dans MEGAFLOW, 10 sont associées aux groupes que nous avons identifiés. Et réciproquement, sur les 4 groupes ayant une masse  $M_{\text{vir}} > 10^{13} M_\odot$ , 2 présentent une absorption associée avec  $W_r^{2796} > 1.0$  Å. Ces résultats sont en accord avec les conclusions de [Bouché et al. \(2006\)](#) et [Lundgren et al. \(2009\)](#) qui ont montré que  $W_r^{2796}$  n’augmente pas avec la masse du halo mais y est anti-corrélée.

Il est compliqué de comparer rigoureusement nos résultats avec ceux de la littérature existante sur les groupes de galaxies. Premièrement car, comme indiqué dans l’introduction de ce chapitre, la définition de ce qu’est un groupe n’est pas toujours la même, et deuxièmement car plusieurs méthodes sont utilisées pour estimer la fraction de couverture et ont un impact sur les résultats obtenus. Néanmoins il est possible de comparer qualitativement les résultats. [Nielsen et al. \(2018\)](#) ont étudié les groupes dans l’échantillon MAGIICAT. Ils montrent que la fraction de couverture totale (sans prendre en compte le paramètre d’impact) est plus élevée pour les groupes (à  $2.2 \sigma$ ) que pour les galaxies isolées. Ils montrent aussi que le modèle de superposition proposé par [Bordoloi et al. \(2011\)](#) est compatible avec la largeur équivalente mesurée mais pas avec la cinématique des absorptions. Ce constat les amène à favoriser un scénario où les absorptions sont causées par un

milieu intra-groupe plutôt que par le CGM des galaxies individuelles.

Dutta et al. (2020) et Dutta et al. (2021) ont également étudié l’impact de l’environnement sur la fraction de couverture de Mg II à  $z \approx 1$ . Ils mesurent une fraction de couverture trois fois supérieure autour des groupes par rapport aux galaxies isolées. Ce résultat est en accord avec ce que nous obtenons bien que leur définition de ce qu’est un groupe ne corresponde pas à la notre et que leur méthode de calcul de la fraction de couverture soit également différente (ils calculent une fraction de couverture cumulée). Finalement nos résultats sur les groupes ainsi que la littérature existante nous mènent aux conclusions suivantes :

- La vaste majorité (20 des 22 groupes) ont une absorption avec  $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$ .
- Le profil  $W_r^{2796}-b$  peut être décrit par une exponentielle  $W_r^{2796} \propto \exp\{-(b_{\text{center}}/k)\}$  avec  $k \simeq 250 \text{ kpc}$ , c’est-à-dire cinq fois plus large que pour les galaxies isolées du chapitre 3.
- Le profil  $W_r^{2796}-b$  indique que le gaz peut être détecté jusqu’à  $b = 250 \text{ kpc}$  pour une limite de détection de  $0.1 \text{ \AA}$  (figure 4.7).
- Le profil  $W_r^{2796}-b$  normalisé ( $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ ) montre une faible dispersion (figure 4.7).
- La fraction de couverture  $f_c$  de Mg II dans les groupes indique que le rayon  $b_{50}$  où  $f_c = 0.5$  est  $\approx 300 \text{ kpc}$  et correspond à  $\approx 1.5 - 2 \times R_{\text{vir}}$  (figure 4.8).
- La distribution des largeurs équivalentes  $W_r^{2796}$  des absorptions associées aux groupes n’est pas différentes de celle de l’échantillon complet d’absorption Mg II présentes dans les spectres UVES.

Notons ici que nos conclusions sur les groupes sont limitées par plusieurs aspects. Premièrement, comme mentionné plus haut, il est fort possible que certains groupes soient coupés par le champ de vue de MUSE. Dans de tels cas, le centre du groupe que nous avons identifié est peut-être faux, ce qui se répercute sur  $b_{\text{center}}$ . Un tel effet est difficile à quantifier et n’a pas été pris en compte ici. Néanmoins, le fait que les centres des groupes que nous identifions correspondent souvent à une ou plusieurs galaxies passives (comme dans la littérature) laisse penser que leur identification est correcte dans la plupart des cas. Deuxièmement, l’évolution en redshift et en masse de nos résultats (la fraction de couverture notamment) n’a pas été traité étant donné la faible taille de notre échantillon. A-t-on, comme pour les galaxies isolées, plutôt une anti-corrélation entre l’étendue des absorptions Mg II et le redshift ? Ou bien les différents mécanismes (interactions, fusions) au sein des groupes causent-ils une évolution différente ? Enfin, ce travail sur les groupes s’est concentré sur ceux comptant plus de 4 galaxies avec  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ . Nous avons justifié ce choix par l’étude de la fonction de corrélation à deux points. Il était également nécessaire d’avoir un nombre suffisant de galaxies pour pouvoir estimer leurs masses grâce à la dispersion des vitesses. Néanmoins l’algorithme FoF trouve 138 cas où il y a 2 ou 3 galaxies dans le champ de vue autour de la ligne de visée. Ces ensembles plus petits ne sont pas véritablement des sur-densités en comparaison avec la corrélation naturelle. Ils sont néanmoins associés à une partie importante des absorptions Mg II. Leur étude est particulièrement complexe car il est difficile d’attribuer l’absorption à l’un des membres. Il est également délicat d’estimer leurs masses. Nous pensons qu’ils nécessitent une approche au cas par cas afin de mieux comprendre les mécanismes en jeu.

Les analyses présentées dans ce chapitre sur les groupes de galaxies ont fait l’objet d’un article, reproduit dans l’annexe A.3, publié en 2024. Les résultats présentés ici sont légèrement différents en raison du choix d’étudier les groupes de plus de 4 galaxies de masses  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  au lieu des groupes de plus de 5 galaxies (sans sélection sur la masse) comme dans l’article. Ce choix a été fait afin de présenter une approche cohérente avec la sélection effectuée sur les galaxies isolées au chapitre précédent.



## Chapitre 5

# Relation entre halos de gaz et de matière noire

Par définition le CGM occupe le voisinage des galaxies. C'est aussi l'endroit où la matière noire domine. L'influence de celle-ci sur la partie externe des courbes de rotation des galaxies est d'ailleurs à l'origine de sa découverte. Les simulations actuelles montrent ainsi que les galaxies se situent à la fois au centre d'un halo de matière noire, mais aussi de gaz. Dès lors nous pouvons nous demander comment se comparent leurs profils de densité respectifs. Nous pouvons également nous demander quelles sont les influences réciproques entre ces deux composantes dans la zone constituant le CGM. Nous avons par exemple rappelé, dans l'introduction de cette thèse, que les modèles théoriques et les simulations prédisent l'apparition de "coeurs" (c'est-à-dire de profil de densité plat dans la zone interne) dans les halos de matière noire en raison de la rétroaction gravitationnelle des baryons par les vents galactiques. Inversement, il est probable que l'étendue de la phase tiède dépende du potentiel gravitationnel, dominé par la matière noire.

Dans les premières simulations prenant, [Frenk et al. \(1999\)](#) montrent que le profil de gaz chaud suit celui du profil NFW de matière noire dans les parties externes, mais développe également un coeur dans la partie interne du halo. Ce premier travail portant sur un halo massif (type amas de galaxies) ne prend pas encore en compte la phase tiède. [Maller & Bullock \(2004\)](#) s'inspirent de ces résultats pour construire un premier modèle analytique de CGM multi-phase pour une galaxie, doté d'une phase chaude en équilibre hydrostatique. Ils prédisent l'existence d'une phase tiède composée de nuages denses à  $T \approx 10^4\text{K}$ . Plus tard, [Tinker & Chen \(2008\)](#) tentent de construire un modèle pour la phase tiède qui reproduit les absorptions de Mg II observées. Ils font l'hypothèse qu'elle suit un profil isotherme doté d'un coeur c'est-à-dire de densité  $\rho(r) \propto (r^2 + a^2)^{-1}$ . Dans un tel cas, le profil de gaz est plus plat que le profil de matière noire dans la partie interne et moins pentu dans la partie externe. Dans ces premiers modèles, le CGM est considéré isotrope et en équilibre ce que l'on sait aujourd'hui être une simplification puisque nous avons montré la dépendance angulaire des absorptions et l'importance des mécanismes dynamiques (vents, accréation, fusion, ram pressure stripping). D'autres modèles jouets tels que celui proposé par [Ménard & Chelouche \(2009\)](#) utilisent un profil isotherme classique (en  $r^{-2}$ ) et tentent de prendre en compte l'anisotropie du CGM afin de mieux reproduire certaines observations portant sur des quasars. Petit à petit, ces modèles se complexifient. [Stern et al. \(2016\)](#) proposent un modèle permettant de reproduire les largeurs équivalentes observées pour toute une variété d'espèces observées dans le

relevé COS-halo. Ils construisent un CGM avec des nuages de différentes températures et densités, imbriqués les uns dans les autres. Le profil de densité de la phase tiède émerge alors à partir de la densité de chaque nuage et du "filling factor" (c'est-à-dire la part de volume occupée par les nuages tièdes) qui décroît avec le rayon. Ils trouvent finalement une densité de la phase tiède qui évolue comme  $\propto 1/r$ . Plus récemment [Faerman & Werk \(2023\)](#) proposent un modèle entièrement analytique qui entend également reproduire les observations du relevé COS-halo ([Werk et al., 2013](#)). Pour cela ils considèrent que la phase tiède est en équilibre de pression avec la phase chaude, mais introduisent une composante non thermique à cette pression (due, par exemple, aux champs magnétiques). Comme plusieurs autres études ils normalisent les profils par le rayon de viriel et aboutissent à une densité de gaz tiède qui évoluerait comme  $\propto (r/R_{\text{vir}})^{-a}$  avec  $1.50 < a < 1.80$ , c'est-à-dire moins pentue qu'un profil isotherme. Si plusieurs modèles normalisent spontanément les profils par le rayon de viriel, la question de l'évolution relative de la composante de gaz et de matière noire est en revanche rarement posée. [Tinker & Chen \(2010\)](#) constatent que le nombre d'absorbants Mg II forts par unité de redshift ( $dNdz$ ) décroît avec le temps cosmique tandis que le  $dNdz$  des halos de matière noire croît. Ils en déduisent que les halos de gaz évoluent relativement aux halos de matière noire et proposent deux scénarios : soit l'étendue des halos de gaz était plus importante à haut redshift, soit les absorbants Mg II étaient associés à des halos moins massifs. Dans leur travail basé sur des simulations *zoom in*, [Liang et al. \(2016\)](#) caractérisent l'étendue du CGM et son évolution par rapport aux halos de matière noire. Ils pointent la difficulté de trouver un jeu de paramètres (pour les feedback et les rayons cosmiques en particulier) qui produit à la fois une galaxie et un CGM réaliste. Ils mesurent, pour différentes transitions, le facteur d'échelle  $h_s$  qui caractérise l'étendue du halo de gaz, définit tel que  $N \propto \exp(b/h_s)$ . Ce facteur, qui dépend de l'espèce d'ion considérée (du facteur d'ionisation) est l'équivalent de notre paramètre  $a_1$  dans les fits effectués aux chapitres 3 et 4. Ils trouvent que ce facteur évolue plus lentement que le rayon de viriel à  $z < 2$  et que donc l'étendue des absorptions ne suit pas l'évolution des halos de matière noire.

Pour résumer, plusieurs questions se posent actuellement sur les liens que peuvent entretenir les halos de matière noire avec les halos de gaz tiède. Comment leurs profils se comparent-ils ? Comment évoluent-ils relativement l'un à l'autre ? Les profils observés sont-ils en accord avec ceux des simulations et des modèles ? Quelle proportion de coeurs de matière noire observons nous pour les galaxies actives à  $z \approx 1$ , et peut-on relier la présence de ces coeurs avec les propriétés des galaxies ou des vents ? Pour tenter de répondre à ces questions nous commençons par dériver les propriétés des halos de matière noire des galaxies isolées grâce à GalPaK<sup>3D</sup>. Nous comparons ensuite le profil de gaz et le profil de matière noire pour ces galaxies et pour les groupes. En particulier, nous nous servons de nos absorptions Mg II pour mesurer le profil d'hydrogène neutre et le comparer à ce qui est trouvé par certaines simulations. Nous essayons de contraindre la masse total de la phase tiède du CGM. Enfin, nous nous intéressons à la pente interne des profils de matière noire. Nous étudions notamment si la présence de coeurs est corrélée au taux de formation d'étoile et aux propriétés des vents galactiques tracés par les absorptions Mg II.

## 5.1 Décomposition disque - halo pour les galaxies isolées

Dans le chapitre 3, section 3.3 nous avons décrit comment les fits *URC* produits par GalPaK<sup>3D</sup> permettent d'estimer les paramètres morphologiques et cinématiques des galaxies observées avec MUSE. Pour cela une courbe de rotation paramétrée avait été supposée et fittée sur les données. Ici nous souhaitons estimer les propriétés des halos de matière noire. Il est donc nécessaire de

## 5.1. DÉCOMPOSITION DISQUE - HALO POUR LES GALAXIES ISOLÉES

décomposer le profil de masse fitté de manière à faire apparaître cette composante. Pour cela nous effectuons avec GalPaK<sup>3D</sup> des fits que nous appelons de "décomposition en disque + halo". La façon dont ils sont effectués est décrite en détails dans [Bouché et al. \(2022\)](#), mais nous rappelons ici brièvement leur fonctionnement. Ils reposent sur le fait que la courbe de rotation peut être décomposée en fonction de la contribution des différentes composantes, de la façon suivante :

$$v_c^2(r) = v_{\text{dm}}^2(r) + v_{\star}^2(r) + v_{H_2}^2(r) + v_{\text{HI}}^2(r), \quad (5.1)$$

avec  $v_{\text{dm}}$ ,  $v_{\star}$ ,  $v_{H_2}$  et  $v_{\text{HI}}$  les contributions respectives de la matière noire, des étoiles, du gaz moléculaire et de l'hydrogène atomique à la courbe de rotation. Comme nous ne disposons d'aucun moyen observationnel pour mesurer le gaz moléculaire et que son profil suit celui du SFR à ces redshifts ([Wilman et al., 2020](#)) nous le considérons comme ne formant qu'une seule composante avec la composante stellaire, que nous nommerons le *disque*. Nous supposons que ce disque suit un profil de densité de Sersic, d'indice  $n$  que nous fittons avec GalPaK<sup>3D</sup> à partir du flux de [O II]. Cela se justifie par le fait que l'émission [O II] et la composante stellaire ont une taille et un profil similaire ( $R_{1/2,[\text{O II}]} / R_{1/2,\text{cont}} \approx 1$ , [Bouché et al., 2021](#); [Swinbank et al., 2017](#)). La décomposition de la courbe de rotation que nous adoptons est finalement la suivante :

$$v_c^2(r) = v_{\text{dm}}^2(r) + v_{\text{disk}}^2(r) + v_{\text{HI}}^2(r), \quad (5.2)$$

Le gaz neutre est traité de la même façon que dans l'article de [Bouché et al. \(2022\)](#) en faisant l'hypothèse que sa densité de surface est approximativement constante, comme cela est observé dans l'univers local ([Wang et al., 2020](#)). Elle est donc déterminée par un unique paramètre  $\Sigma_{\text{gas}}$ .

En ce qui concerne la composante de matière noire qui nous intéresse ici, nous faisons l'hypothèse qu'elle suit un profil général  $\alpha - \beta - \gamma$  tel que décrit par [Di Cintio et al. \(2014\)](#) (que nous notons DC14) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left(1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right)^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \quad (5.3)$$

avec  $r_s$  le rayon d'échelle,  $\rho_s$  la normalisation en densité,  $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$ , les paramètres de forme décrivant respectivement la pente interne du profil (en échelle log), la pente externe du profil et la rapidité de la transition. Pour un tel profil, nous définissons la concentration comme  $c_{\text{vir}} = R_{\text{vir}}/r_{-2}$  avec  $r_{-2}$  le rayon auquel la pente logarithmique du profil vaut -2 (différent de  $r_s$ ) :

$$r_{-2} = \left(\frac{2-\gamma}{\beta-2}\right)^{1/\alpha} \times r_s \quad (5.4)$$

Au lieu de considérer  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  comme des paramètres libres, nous utilisons les résultats de [Di Cintio et al. \(2014\)](#); [Tollet et al. \(2016\)](#); [Lazar et al. \(2020\)](#); [Freundlich et al. \(2020\)](#) qui ont montré en utilisant des simulations que ces paramètres dépendent du ratio entre la masse du disque et la masse du halo  $\log(X) = \log(M_{\star}/M_{\text{vir}})$  comme illustré sur la figure 5.1. En conséquence, au lieu d'être décrite par 5 paramètres ( $r_s$ ,  $\rho_s$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ), le profil de matière noire est décrit par 3 paramètres libres ( $c_{\text{vir}}$ ,  $V_{\text{vir}}$  et  $\log(X)$ ).

Finalement, le modèle utilisé pour la décomposition en disque + halo de matière noire comporte 14 paramètres libres, soit trois de plus que pour les fits URC. Les 14 paramètres sont : les deux paramètres de position spatiale, le redshift, le rayon effectif, le flux de [O II], le ratio entre les deux raies du doublet, l'indice de Sersic, l'inclinaison, l'orientation, la concentration, la vitesse du viriel,

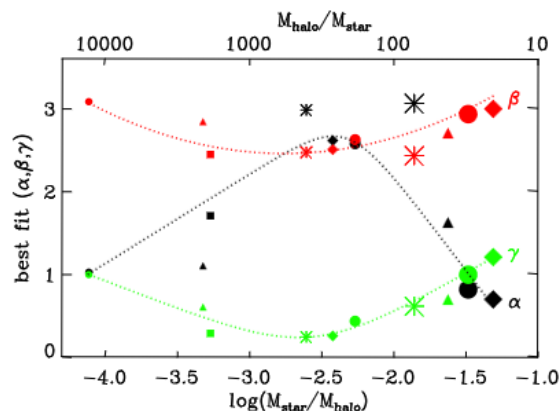


FIGURE 5.1 – Relation entre les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  du profil de matière noire de Di Cintio et al. (2014) et le ration entre la masse stellaire et la masse du halo. (figure reprise de Di Cintio et al., 2014).

la dispersion, la normalisation du profil de gaz neutre et  $\log(X)$ . Les fits sont réalisés en utilisant des distributions plates pour l’ensemble des priors. Pour les galaxies isolées nous vérifions que pour chacun des fits de décomposition, les paramètres morphologiques sont cohérents avec les paramètres obtenus lors des fits URC sans décomposition. La figure 5.2 montre la comparaison entre les masse du disque obtenue par les fits GalPaK<sup>3D</sup> avec décomposition et la masse stellaire estimée par SED fitting.

## 5.2 Relation masse du disque - masse du halo

La décomposition en disque et halo de matière noire produite avec GalPaK<sup>3D</sup> permet d’étudier un certain nombre de relations entre les différentes composantes d’une galaxie. En particulier, il est possible de comparer la masse stellaire avec la masse du halo de matière noire. Comme expliqué dans la section précédente, la composante stellaire est dégénérée avec le gaz moléculaire. Nous dénommons cette composante comme étant le disque (dominé par les étoiles). Sur la figure 5.3 (panel de gauche) nous présentons la relation entre la masse du disque et la masse du halo de matière noire que nous obtenons avec GalPaK<sup>3D</sup> pour les galaxies qui ont un redshift compris dans 0.4-1.5 (avec une  $ZCONF \geq 2$ ). Nous comparons cette relation avec la relation  $M_\star - M_h$  de Behroozi et al. (2019) issue des simulations. Nous présentons également (panel de droite), la même relation, mais en utilisant la masse stellaire issue du SED fitting à la place de la masse du disque obtenue grâce à GalPaK<sup>3D</sup>. Nous constatons que la relation utilisant la masse du disque obtenue grâce à GalPaK<sup>3D</sup> est plutôt en accord avec la relation de Behroozi et al. (2019) malgré une pente légèrement plus faible, notamment aux faibles masses. La faible dispersion observée sur le panel de gauche provient principalement du fait que le ratio  $M_{\text{disk}}/M_h$  est un paramètre fitté par le modèle galpak. En effet, dans le modèle de Di Cintio et al. (2014), il est utilisé pour déterminer les paramètres de forme du profil de matière noire ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ), donc de la courbe de rotation. Nous le contraignons à ne prendre des valeurs qu’entre -1.2 et -2.5. Nous abaïssons la limite inférieure à -3.2 lorsque l’on constate que la valeurs de  $\log(X)$  fittée atteint la limite. Cela explique que la

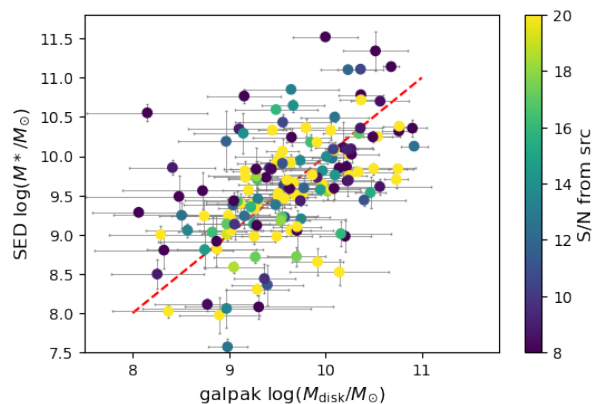


FIGURE 5.2 – Comparaison entre la masse du disque fitté par GalPaK<sup>3D</sup> et la masse stellaire provenant du SED fitting.

dispersion reste limitée. La relation utilisant la masse stellaire (panel de droite) provenant du SED fitting présente une dispersion plus importante, mais elle reste centrée sur la relation de [Behroozi et al. \(2019\)](#).

### 5.3 Profils d'hydrogène neutre et de matière noire

**Profils de H I.** Comme rappelé dans l'introduction, les absorptions Mg II sont réputées être de bonnes traceuses du gaz tiède et en particulier de l'hydrogène neutre H I. Nous souhaitons donc ici nous servir des absorptions que nous avons détectées pour estimer le profil de gaz neutre au sein des groupes et des galaxies isolées et comparer ce profil avec la forme d'un profil de matière noire.

Pour estimer le profil d'hydrogène neutre il nous faut convertir la largeur équivalente en densité de colonne de H I. Pour cela il est possible d'utiliser une "courbe de croissance" théorique (ou *curve of growth* [Churchill et al., 2020](#); [Abbas et al., 2024](#)) qui mesure l'élargissement et l'approfondissement des absorptions en fonction de la densité de colonne. Ici, nous utilisons les résultats de [Lan & Fukugita \(2017\)](#) qui mesurent les densités de colonnes de H I et les  $W_r^{2796}$  sur un échantillon de plusieurs centaines d'absorptions situées à  $0.1 < z < 4.5$ . Ils ajustent la dépendance observée en fonction du redshift à travers la relation suivante :

$$N_{\text{HI}} = A \left( \frac{W_r^{2796}}{1A} \right)^\alpha (1+z)^\beta, \quad (5.5)$$

avec  $\alpha = 1.69 \pm 0.13$ ,  $\beta = 1.88 \pm 0.29$  and  $A = 10^{18.96 \pm 0.10} \text{ cm}^{-2}$ .

Nous utilisons cette relation pour estimer la densité de colonne de H I dans les groupes et les galaxies identifiés dans les chapitres 3 et 4. Les incertitudes sur les paramètres de la relation de [Lan & Fukugita \(2017\)](#) ainsi que les incertitudes de mesure sur  $W_r^{2796}$  sont propagées sur les densités de colonnes estimées. Notons que les incertitudes présentés par [Lan & Fukugita \(2017\)](#) sont les incertitudes du fit mais ne prennent à priori pas en compte la dispersion naturelle autour de la relation ce qui conduit à une sous-estimation des incertitudes.



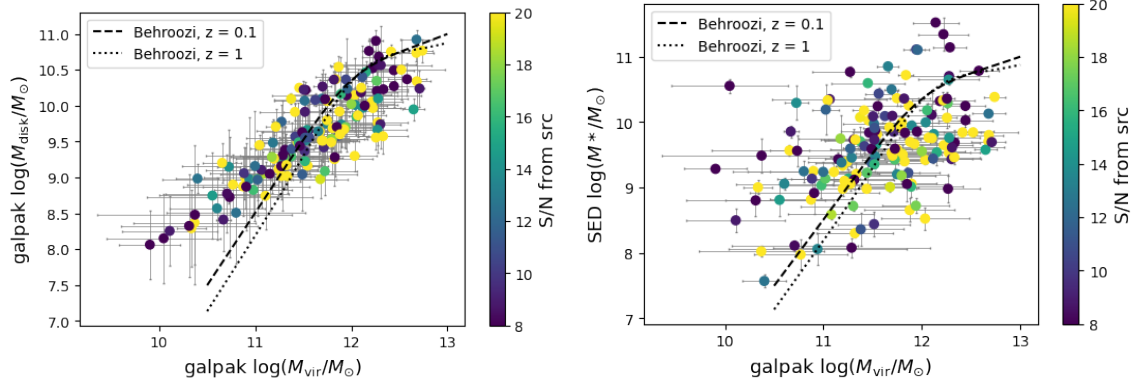


FIGURE 5.3 – Relation  $M_*$ - $M_h$ . À gauche avec la masse de du disque fitté par GalPaK<sup>3D</sup>. À droite avec la masse stellaire obtenue par SED fitting

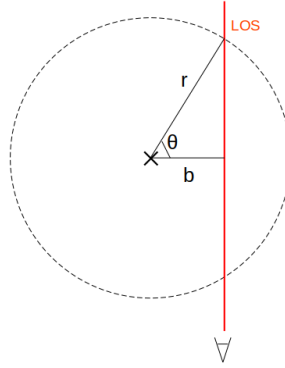


FIGURE 5.4 – Schéma de l'intégration d'un profil de densité le long d'une ligne de visée.

Nous obtenons finalement des densités de colonnes de HI s'étalant de  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$  à  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  pour nos absorptions. Notre limite de détection de  $\approx 0.1 \text{ \AA}$  correspond à une densité de colonne de HI d'environ  $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ .

**Profils de matière noire.** Pour comparer les profils d'hydrogène neutre aux profils de matière noire, il est nécessaire de calculer la densité de colonne (ou densité de surface) de cette dernière. En supposant que les halos de matière noire sont sphériques, leur densité de surface au paramètre d'impact  $b$  s'obtient en intégrant leur profil de densité volumique  $\rho(r)$  le long d'une ligne de visée, ce qui correspond à l'intégrale suivante (schématisé sur la figure 5.4) :

$$\Sigma_{\text{DM}}(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r) dl \quad (5.6)$$

On a :

$$\cos(\theta) = \frac{b}{r}, \quad (5.7)$$

Or on constate également que :

$$\cos(\theta) = \frac{rd\theta}{dl}, \quad (5.8)$$

donc :

$$\Sigma_{\text{DM}}(b) = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \rho \left( \frac{b}{\cos(\theta)} \right) \times \frac{r}{\cos(\theta)} d\theta. \quad (5.9)$$

Ce qui donne finalement :

$$\Sigma_{\text{DM}}(b) = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \rho \left( \frac{b}{\cos(\theta)} \right) \times \frac{b}{\cos^2(\theta)} d\theta. \quad (5.10)$$

Cette équation est valable pour n'importe quel profil de densité. Dans un premier temps nous pouvons faire l'hypothèse que les halos de matière noire ont des profils NFW, ce qui est plutôt raisonnable pour les groupes dans la mesure ou les simulations (Tollet et al., 2016) semblent indiquer qu'à ces régimes, les profils sont plutôt de type "cuspy". Pour les galaxies isolées, nous verrons que cette hypothèse peut être contestée. D'autre part, il faut garder en tête que le profil NFW n'est pas réaliste à grande distance ( $\gtrsim R_{\text{vir}}$ ) car la masse enclose ne converge pas. En effet, à grand rayon,  $\rho_{\text{NFW}}(r) \propto r^{-3}$ , qui en intégrant donne une masse enclose qui croît comme  $\ln(r)$ . Pour avoir un profil réaliste il est donc nécessaire de tronquer le halo à un certain rayon tel que le rayon de viriel. Pour ce faire, il faut changer les bornes de l'intégrale de l'équation 5.10 et intégrer entre  $\pm \arccos(b/R_{\text{vir}})$ <sup>1</sup>. À partir de simulations, Diemer (2023) proposent une forme analytique qui permet de mieux prendre en compte le comportement des halos à grande distance en différenciant les particules de matière noire en orbite de celles qui sont en train de tomber pour la première fois sur le halo. Ils définissent ainsi comme limite du halo un "splashback radius", qui est le rayon maximum atteint par des particules de matière noire en orbite. L'expression du profil de matière noire qu'ils proposent est similaire à un profil de Einasto tronqué (Einasto, 1965). La densité de surface pour ce profil est implémentée dans la librairie python `colossus` (Diemer, 2018).

**Comparaison pour les groupes** Sur la figure 5.5. nous comparons la densité de colonne de HI obtenue grâce à la relation de Lan & Fukugita (2017) pour les groupes identifiés au chapitre 4 avec la densité de surface de matière noire pour un halo qui aurait la masse médiane ( $\log(M_{\text{vir}}/M_{\odot}) = 12.2$ ) et le redshift médian ( $z = 0.98$ ) de nos groupes. Nous fittons la relation entre la densité de colonne de HI et le paramètre d'impact  $b/R_{\text{vir}}$  de la même façon que la relation  $W_r^{2796}-b$  présentée au chapitre 3. Les paramètres fittés sont présentés dans la table 5.1. Pour la matière noire nous représentons un profil NFW classique, un profil NFW tronqué au rayon du viriel et le profil de Diemer (2023). Nous estimons les paramètres de ces profils en utilisant la relation entre masse de halo, concentration et redshift présentée par Correa et al. (2015). Nous présentons ces profils en fonction de  $b_{\text{center}}$  (à gauche) et de  $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$  (à droite). Nous observons que le profil de gaz obtenu pour les groupes a une forme similaire au profil de matière noire de Diemer (2023) et au profil NFW tronqué, bien que plus plat. La décroissance à grand paramètre d'impact est mal contrainte en raison du faible nombre de points, mais il semble que le halo de gaz s'étend au delà du halo de matière noire. Pour

1. Notons que pour un profil isotherme  $\propto r^{-2}$  la masse enclose ne converge pas non plus.

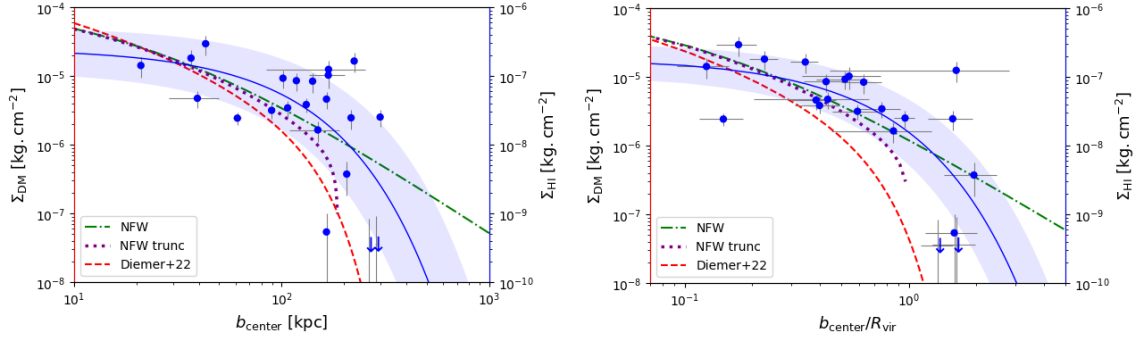


FIGURE 5.5 – Profil de H I versus profil de matière noire pour les groupes de galaxies. À gauche pour le paramètre d’impact par rapport au centre du groupe, à droite pour ce même paramètre d’impact normalisé par le rayon de viriel. Les points bleus avec l’axe de droite représentent la densité de colonne de H I obtenue à partir de la relation de Lan & Fukugita (2017) appliquée à nos mesures de  $W_r^{2796}$  pour les 22 groupes. Les barres d’erreur sont à  $1\sigma$ . La ligne bleue correspond au meilleur fit de la forme  $\log(\Sigma_{\text{HI}}) = a_0 + a_1 \times b$ . Les lignes tiretées et pointillées avec l’axe de gauche représentent la densité de colonne de matière noire correspondant à un halo ayant la masse médiane ( $10^{12.2}M_\odot$ ) et le redshift médian (0.98) de nos groupes, et présentant un profil NFW (ligne tiretée verte), NFW tronqué au rayon de viriel (pointillés) ou de Diemer (2023) (ligne tiretée rouge).

les faibles paramètres d’impact, le profil de gaz fitté a également l’air plus plat en comparaison des profils de matière noire. Cela peut être lié à la forme analytique utilisée pour le fit du profil de gaz en  $\log(N_{\text{HI}}) = a_0 \times b + a_1$ . Il se peut également que la densité de colonne de H I soit sous-estimée pour ces grandes largeurs équivalente en raison de la saturation des absorptions.

**Comparaison pour les galaxies isolées** Nous procédons de la même façon pour les galaxies isolées que pour les groupes. Nous comparons sur la figure 5.6 la densité de colonne de H I avec la densité de surface de matière noire pour un halo qui aurait la masse médiane ( $\log(M_{\text{vir}}/M_\odot) = 11.7$ ) et le redshift médian ( $z = 0.9$ ) de notre échantillon *A*. Les paramètres fittés sont indiqués dans la table 5.1. Pour le profil normalisé par  $R_{\text{vir}}$  nous n’indiquons pas de fit pour la composante de H I car celui-ci est complètement tiré vers le bas par les non-détections (limites supérieures) observées à bas  $b/R_{\text{vir}}$ . Ce problème pose la question de la normalisation des profils de gaz. Nous abordons cette question dans la section 5.4 un peu plus bas. Nous constatons sur la figure de gauche (et dans une moindre mesure sur la figure de droite) que le profil de gaz est très similaire au profil proposé par Diemer (2023).

**Estimation de la masse du CGM tiède.** Les profils de densité de colonne dérivés dans la section précédente nous permettent d’estimer la quantité totale de H I dans le CGM et donc la masse approximative de la phase tiède. Pour cela nous intégrons le profil fitté (de la forme  $\log(N_{\text{HI}}) = a_0 \times b + a_1$ ). La décroissance étant exponentielle, ce profil converge. Il est en fait dominé par la partie interne dans  $b < 50$  kpc. La masse totale de H I correspondant au profil fitté est de  $2.3 \times 10^9 M_\odot$ . Les intervalles à  $2\sigma$  permettent de mettre des contraintes hautes et basses sur cette

### 5.3. PROFILS D'HYDROGÈNE NEUTRE ET DE MATIÈRE NOIRE

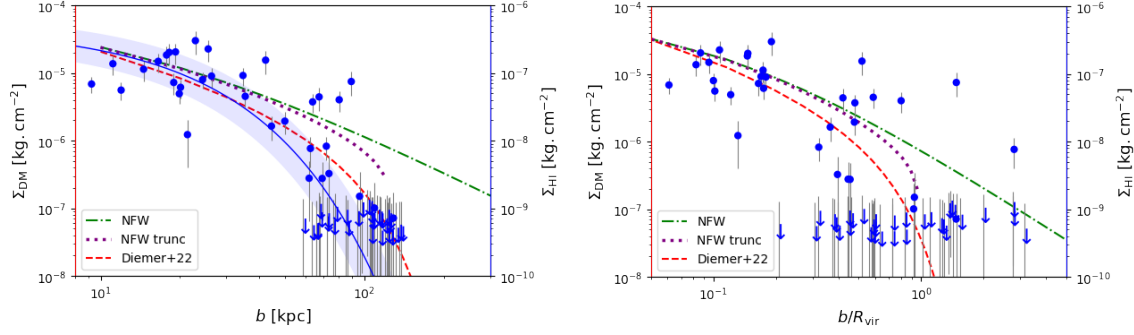


FIGURE 5.6 – Même figure que la figure 5.5 pour les galaxies isolées. Le profil de H I n'est pas représenté pour  $b/R_{\text{vir}}$  car le fit est tiré vers le bas par la présence des non détection à faible  $b/R_{\text{vir}}$ .

TABLE 5.1 – Paramètres ajustés du modèle log-linéaire de H I– $b$  (équation 3.3) pour les galaxies isolées ainsi que pour les groupes. Les incertitudes sont à  $1\sigma$ . La définition du paramètre d'impact utilisée est indiquée dans la première colonne.

	$a_0$	$a_1$	$\sigma_c$
galaxies isolées, $b$	$20.5 \pm 0.21$	$-0.03 \pm 0.003$	$0.71 \pm 0.12$
groupes, $b_{\text{center}}$	$20.17 \pm 0.32$	$-0.07 \pm 0.002$	$0.79 \pm 0.12$
groupes, $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$	$20.05 \pm 0.23$	$-1.08 \pm 0.24$	$0.62 \pm 11$

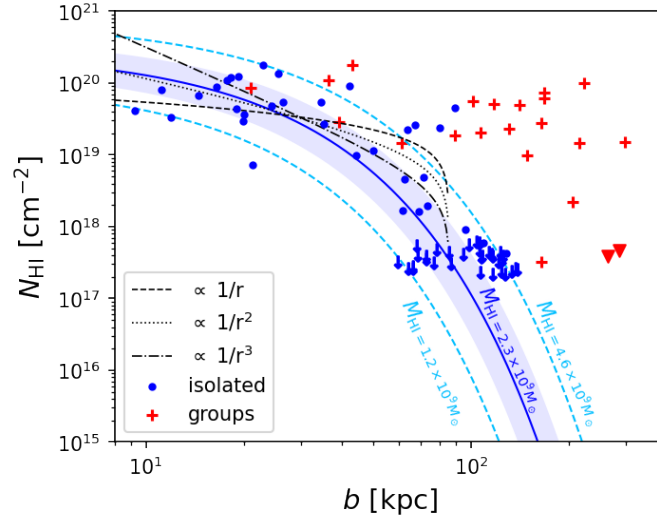


FIGURE 5.7 – Profil de HI en fonction du paramètre d’impact pour les galaxies isolées (points bleus) et pour les groupes (croix rouges). Le paramètre d’impact pour les groupes est  $b_{\text{center}}$ . La ligne continue bleu représente le fit du profil pour les galaxies isolées, la zone colorée représente l’incertitude à  $1\sigma$  et les lignes pointillées bleues l’incertitude à  $2\sigma$ . La masse totale de HI enclose est indiqué pour le meilleur fit et les intervalles à  $\pm 2\sigma$ . Les profils de gaz en loi de puissance d’indice -1, -2, et -3 (tronqué à  $0.6 \times R_{\text{vir}}$ ) sont indiqués par les lignes tiretée, pointillée et tiré-pointillée noires respectivement.

masse pour la population de galaxie que l’on considère. Ils correspondent à des masses comprises dans  $1.2 \times 10^9 M_{\odot} - 4.6 \times 10^9 M_{\odot}$ . Nous représentons sur la figure 5.7 les profils de HI pour les galaxies isolées et pour les groupes. Le profil fitté pour les galaxies isolées est indiqué ainsi que les profils correspondant à  $\pm 2\sigma$  permettant d’estimer la masse du CGM tiède. Dans leur modèle analytique de CGM, Faerman & Werk (2023) trouvent qu’une valeurs de  $\approx 3 \times 10^9 M_{\odot}$  semble correspondre aux mesures du relevé COS-halo (Werk et al., 2013). Ce relevé est situé à plus bas redshift que le notre ( $\approx 0.2$ ) et porte sur des galaxies dont la masse stellaire est  $\approx 10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ .

Dans l’introduction de ce chapitre nous mentionnions les différents profils utilisés par les modèles théoriques pour décrire le gaz tiède. Il s’agit le plus souvent de lois de puissance  $\rho(r) \propto r^{-a}$ , parfois dotées d’un coeur. Sur la figure 5.7, nous représentons à titre indicatif les formes des profils de densités de colonnes correspondant à des densités volumiques de loi de puissance d’indice  $a = 1, 2$  et 3 (pour cela nous intégrons les densités volumiques le long de lignes de visée grâce à l’équation 5.10). Nous tronquons ces profils à  $0.6 \times R_{\text{vir}}$ , de façon cohérente avec les résultats de Faerman & Werk (2023). Nous constatons que les densités de colonnes de HI que nous obtenons sont plutôt compatibles avec un profil isotherme en  $\approx 1/r^2$ , ou bien avec un profil en  $\approx 1/r^3$  doté d’un coeur.

## 5.4 Normalisation du profil de gaz tiède

Pour les groupes (chapitre 4) nous avons pu estimer les masses des halos en nous basant sur les dispersions des vitesses des galaxies. Nous avons alors pu normaliser le paramètre d'impact par le rayon de viriel et observer que la dispersion autour de la relation  $W_r^{2796} - b/R_{\text{vir}}$  restait faible, ce qui semblait indiquer une co-évolution des halos de gaz et de matière noire pour ces structures massives. En revanche, nous avons vu dans la section précédente que la normalisation par le rayon de viriel augmente la dispersion pour les galaxies isolées (nous trouvons beaucoup de cas sans absorptions à faible  $b$ ). Ce constat est compatible avec la faible évolution en redshift que nous avons mis en évidence au chapitre 3, section 3.4.3. En effet, étant donné que le rayon de viriel grandit avec le redshift, si le profil de gaz, lui, n'évolue pas, alors la normalisation par  $R_{\text{vir}}$  augmente la dispersion pour une population de galaxies comme la notre s'étalant sur une plage importante de redshifts. Les travaux de Liang et al. (2016) basés sur la simulation RAMSES mettent en évidence ce type d'effets. Ils constatent qu'à  $z < 2$  les halos de gaz ne suivent plus l'évolution du rayon de viriel. Ils proposent alors de normaliser les profils de gaz par le rayon d'échelle ( $r_s$ ) qui, lui, n'évolue plus que très faiblement à partir de ce redshift. Nous souhaitons investiguer ce type de relations entre les propriétés des halos de matière noire ( $R_{\text{vir}}$ ,  $r_s$ ) et les absorptions pour les galaxies isolées en utilisant les propriétés des halos dérivées par GalPaK<sup>3D</sup>.

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la largeur équivalente dépend de l'angle d'azimut de la galaxie par rapport à la ligne de visée, avec des absorptions plus importantes le long du petit axe que le long du grand axe. Afin de limiter la dispersion due à cet effet, nous nous concentrerons ici sur le cas des vents, en sélectionnant les galaxies dominées par la rotation ( $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$ ), avec une inclinaison  $i > 30^\circ$  et pour lesquelles la ligne de visée passe proche du petit axe ( $\phi > 60^\circ$ ). D'autre part, nous constatons des incertitudes importantes sur  $r_s$  pour certaines galaxies compactes ou bien ayant un faible signal sur bruit. Nous ajoutons donc aussi un critère de sélection  $\sigma_{r_s} < r_s$ . Ces critères de sélection aboutissent finalement à un échantillon réduit de 15 galaxies isolées présentant des vents. Pour ces galaxies, nous montrons sur la figure 5.8 la largeur équivalente d'absorption en fonction de  $b$ ,  $b/R_{\text{vir}}$  et  $b/r_s$ . Nous constatons visuellement une dispersion qui a l'air plus faible pour  $b/r_s$  que pour  $b/R_{\text{vir}}$  en dépit des incertitudes horizontales importantes pour  $b/r_s$  et de la présence de deux cas de non absorption à petit  $b/r_s$ . Afin de quantifier ces dispersions, nous fittons, pour chacune de ces relations, une droite d'équation  $\log(W_r^{2796}) = a_0 + a_1 \times b$ . Ici, les incertitudes importantes sur  $R_{\text{vir}}$  et  $r_s$  nous obligent à prendre en compte les incertitudes horizontales et verticales. Nous faisons donc un fit par projection orthogonale mais nous négligeons ici les limites supérieures (pour les non-détection), nous les considérons comme des mesures ordinaires. Nous estimons la dispersion autour du fit en calculant la deviation standard des résidus en  $y$ . Cette dispersion est respectivement de 0.34, 0.84 et 0.57 pour  $b$ ,  $b/R_{\text{vir}}$  et  $b/r_s$ . La dispersion pour  $b/r_s$  est donc légèrement plus faible que celle pour  $b/R_{\text{vir}}$ . Ce résultat est fragile en raison du faible nombre de galaxies utilisable ici et des incertitudes horizontales importantes sur  $r_s$  qui ne sont pas prises en compte dans les résidus, mais ne semble pas contradictoire avec la suggestion de Liang et al. (2016) d'une évolution du gaz tiède contrôlée par la partie interne des halos, donc par  $r_s$  plutôt que par  $R_{\text{vir}}$ .

## 5.5 Lien entre coeurs et vents galactiques

La décomposition en disque - halo de matière noire effectuée grâce à GalPaK<sup>3D</sup> permet, entre autres choses, d'estimer la pente interne  $\gamma$  du profil de densité de matière noire. Ce paramètre est particulièrement intéressant dans le cadre du problème "cusp-core" présenté dans l'introduction

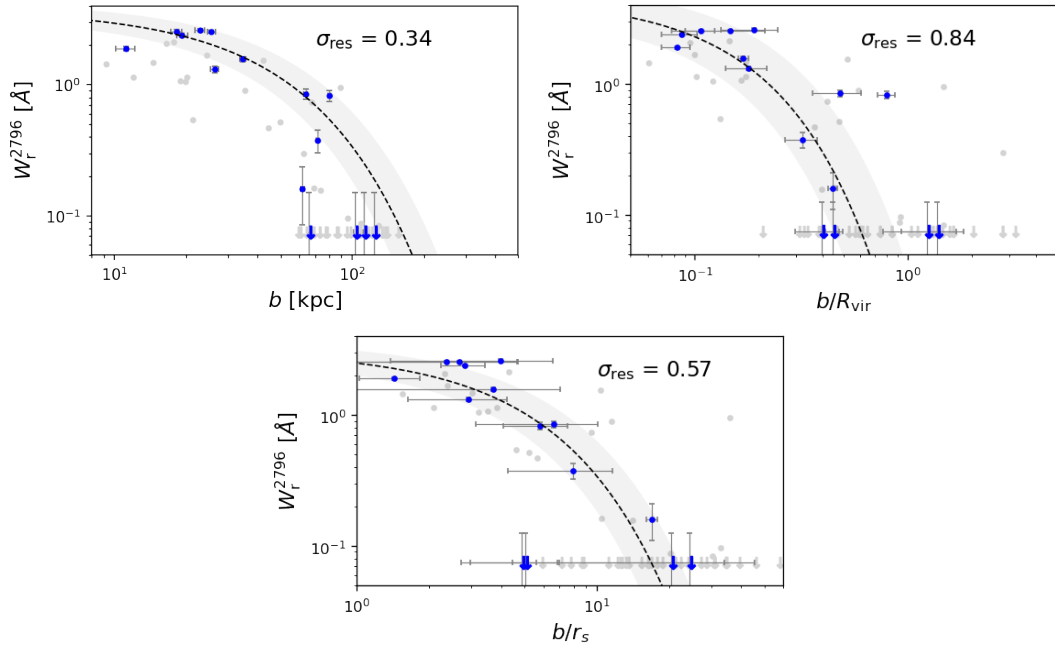


FIGURE 5.8 – Largeur équivalente d’absorption  $W_r^{2796}$  le long du petit axe ( $\phi > 60^\circ$ ) en fonction de  $b$ ,  $b/R_{\text{vir}}$  et  $b/r_s$  pour les galaxies isolées ayant une inclinaison  $i > 30^\circ$  et dominées par la rotation  $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$  (points bleus). Les autres galaxies de l’échantillon sont représentées par des points gris. Le meilleur fit logarithmique prenant en compte les incertitudes horizontales et verticales est indiqué par la ligne tiretée. La zone colorée représente l’intervalle d’erreur à  $1\sigma$ .

(section 1.2.3). Si  $\gamma \approx 1$ , alors nous avons un profil de type "cusp" tandis que si  $\gamma$  vaut  $\approx 0$  alors nous avons un profil de type "cored". Notre échantillon nous permet de relier cette propriété aux autres propriétés des galaxies (SFR,  $M_*$ ,  $z$  etc), mais aussi à la présence de gaz à grande distance dans les lignes de visée de quasars. Si les coeurs se forment par entraînement gravitationnel causé par l'éjection de baryons lors de processus de feedback (vents galactiques, AGN) comme cela est suggéré par les simulations (Governato et al., 2012), alors nous devrions trouver une corrélation entre la détection de Mg II dans les lignes de visée et la présence de vents.

Nous montrons tout d'abord sur la figure 5.9 la pente interne  $\gamma$  du profil de matière noire en fonction du SFR et du sSFR pour l'ensemble des galaxies isolées ayant de bons fits GalPaK<sup>3D</sup> et dominées par la rotation (54) ainsi que pour celles d'entre elles présentant des vents (12 dont l'inclinaison  $i > 30^\circ$ ,  $\phi > 60^\circ$  et avec une absorption Mg II  $> 0.5 \text{ \AA}$  détectée). Nous observons sur l'échantillon complet que la moitié des galaxies présente un profil plutôt de type "cusp" ( $\gamma > 0.5$ ) et l'autre moitié un profil plutôt de type "cored" ( $\gamma < 0.5$ ). La proportion est similaire pour les galaxies présentant des vents avec 7 profils "cusp" pour 5 profils "cored". Les cas de vents ne semblent donc pas spécialement associés à des profils avec des coeurs contrairement à ce que l'on aurait pu attendre. Nous constatons également sur cette figure que le ni le SFR, ni le sSFR ne permettent de distinguer clairement les galaxies présentant un coeur de celles qui n'en ont pas. Nous montrons sur la figure 5.10 la pente interne en fonction du redshift. Nous constatons qu'il n'y a pas de galaxies avec un profil clairement cuspy ( $\gamma > 0.8$ ) au delà de redshift 1.2 et en deça de redshift 0.6.

Maintenant nous pouvons regarder, parmi les galaxies qui présentent des vents, si la largeur équivalente d'absorption permet de distinguer entre "cusp" et "core". La figure 5.11 présente une nouvelle fois la largeur équivalente d'absorption en fonction du paramètre d'impact. Les galaxies sont colorées en fonction de la pente interne  $\gamma$  de leur profil de matière noire. Le panel de gauche présente les galaxies avec  $i > 30^\circ$ ,  $\phi > 60^\circ$  tandis que le panel de droite présente celles avec  $i > 30^\circ$  et  $\phi < 30^\circ$ . Nous ne constatons aucune tendance claire qui indiquerait que les coeurs se trouverait préférentiellement dans les galaxies associées à des  $W_r^{2796}$  plus importantes le long du petit axe (vents). Le long du grand axe (accrétions), nous constatons que 4 galaxies sur 5 présentant des absorptions ont un profil plutôt cusp.

Schroetter et al. (2019) avaient étudié les propriétés des vents pour un échantillon de galaxies de MEGAFLOW (issue de la première version du catalogue, qui a été complétée depuis). Dix de ces galaxies font partie de notre échantillon de galaxies isolées. Nous les entourons par des cercles verts sur la figure 5.11 (panel de gauche). Pour ces galaxies, les paramètres des vents ont été estimés par Schroetter et al. (2019) en tentant de reproduire les absorptions observées grâce à des modèles d'éjections en cônes, pleins ou creux. En particulier, ces modèles ont permis d'estimer le taux de masse éjectée  $\dot{M}_{\text{out}}$ , la vitesse d'éjection  $V_{\text{out}}$  et le facteur de charge (loading factor)  $\eta = \dot{M}_{\text{out}}/\text{SFR}$ .

Il faut noter que les vents mettent un certain temps à intercepter une ligne de visée située à un certain paramètre d'impact  $b$ . Ainsi il faudra  $\approx 650 \text{ Myr}$  pour qu'un vent éjecté à une vitesse typique de  $150 \text{ km/s}$  parcourt une distance de  $100 \text{ kpc}$  (à cela s'ajoute les effets de projection qui allongent encore ces durées). La présence d'absorption Mg II au voisinage d'une galaxie ne prouve donc pas qu'elle est toujours en train d'émettre des vents (donc d'éjecter de la masse susceptible de modifier le profil de matière noire). Pour cette raison, et afin de comparer des situations similaires, nous sélectionnons seulement les galaxies présentant de

Sur la figure 5.12 nous comparons la valeur de la pente interne avec chacune de ces propriétés ainsi que  $\dot{M}_{\text{out}}/M_*$  pour les 10 galaxies concernées. Nous observons que les profils "cuspy" semblent plutôt associés à des valeurs faibles de  $\dot{M}_{\text{out}}/M_*$  tandis que les coeurs sont plutôt associés à des



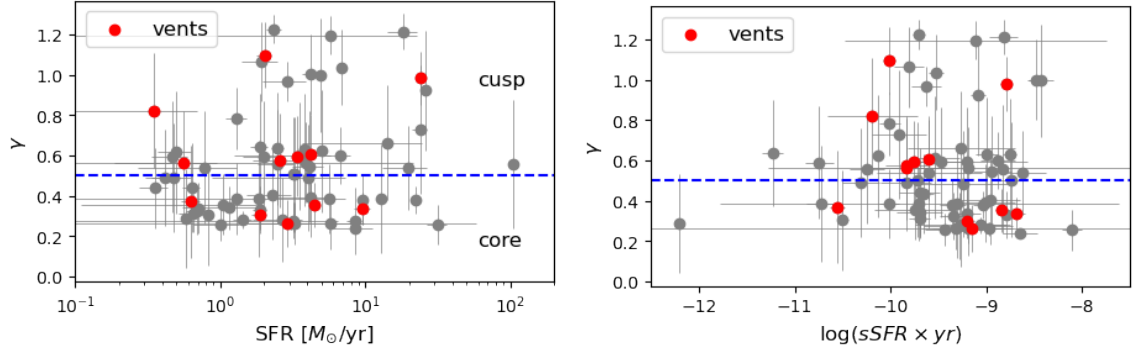


FIGURE 5.9 – Pente interne  $\gamma$  du profil de matière noire estimée par GalPaK<sup>3D</sup> en fonction du SFR (à gauche) et du sSFR (à droite) pour les galaxies isolées dominées par la rotation. Les galaxies présentant des vents, c'est-à-dire ayant une inclinaison  $i > 30^{\circ}$ , une orientation  $\phi > 60^{\circ}$  et associées à une absorption  $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$  sont représentées par des points rouges.

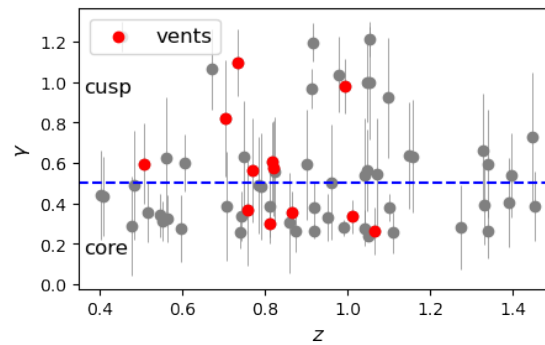


FIGURE 5.10 – Même figure que 5.9 en fonction du redshift.

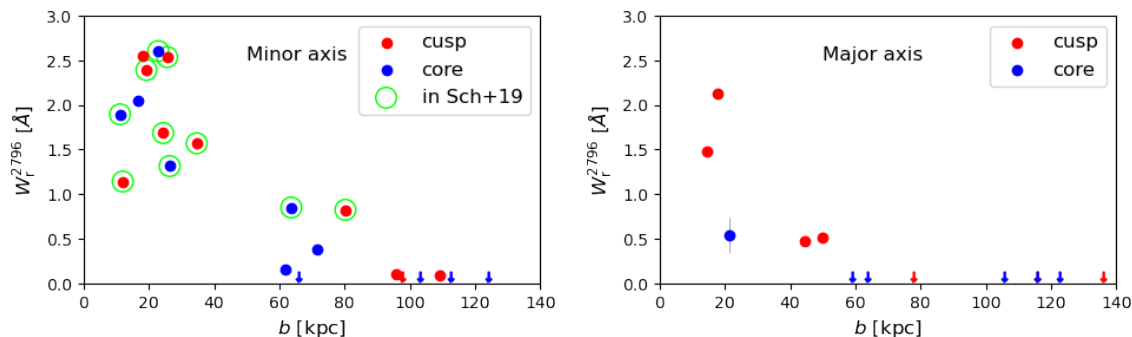


FIGURE 5.11 –  $W_r^{2796}$  en fonction du paramètre d’impact. Les galaxies sont colorées selon qu’elles présentent un profil plutôt de type cusp ( $\gamma > 0.5$  en rouge) ou plutôt de type core ( $\gamma < 0.5$  en bleu) d’après les résultats de GalPaK<sup>3D</sup>. **À gauche** : les galaxies avec  $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$ ,  $i > 30^\circ$  et  $\phi > 60^\circ$ . Les galaxies dont les vents ont été étudiés par [Schroetter et al. \(2019\)](#) sont entourées d’un cercle vert. **À droite** : les galaxies avec  $v/\sigma(R_{1/2}) > 1$ ,  $i > 30^\circ$  et  $\phi < 30^\circ$ .

valeurs élevées. Cette tendance pourrait faire sens avec l’idée que les coeurs de matière noire sont créés par "friction" gravitationnelle. Ainsi plus la masse éjectée est importante ramenée à la masse de la galaxie, plus cet effet doit être significatif. Néanmoins, hormis cette tendance faible, nous ne constatons aucune relation claire permettant d’établir un lien entre les propriétés des vents et la présence de coeurs de matière noire. Outre les paramètres présentés sur la figure 5.12, nous avons également regardé si la pente interne pouvait dépendre de  $\dot{M}_{\text{out}}/M_{\text{vir}}$  ou bien de  $V_{\text{out}} \times \dot{M}_{\text{out}}$  et ne constatons aucune corrélation nette.

## 5.6 Discussion et conclusion intermédiaire

Nous avons étudié dans ce chapitre le lien qu’il pouvait y avoir entre la phase tiède tracée par les absorptions Mg II et la matière noire. Pour les galaxies isolées nous avons utilisé l’algorithme GalPaK<sup>3D</sup> pour fournir une décomposition disque - halo de matière noire. Nous avons tout d’abord vérifié que la relation entre la masse stellaire et la masse de halo obtenue avec GalPaK<sup>3D</sup> est bien compatible avec ce qui est attendu dans les simulations cosmologiques (figure 5.3) bien qu’un peu plus aplatie, ce qui indique une moins grande dépendance de la masse stellaire à la masse du halo. Nous avons ensuite comparé le profil de HI (obtenu à partir des largeurs équivalentes d’absorption Mg II) avec des profils typiques de matière noire. Nous avons constaté que leurs formes sont similaires notamment pour les galaxies isolées. Pour les groupes les halos de gaz semblent plus plats que les profils de matière noire et s’étendent plus loin, au-delà du rayon de viriel. Nous avons ensuite normalisé  $b$  par  $R_{\text{vir}}$  et  $r_s$  et comparé la dispersion dans la relation  $W_r^{2796}$ - $b$  dans ces deux cas. Malgré une faible statistique et des incertitudes importantes sur  $r_s$ , nous constatons que la dispersion semble plus faible lorsque l’on normalise  $b$  par le rayon d’échelle  $r_s$ . Cette observation semble compatible avec les conclusions de [Liang et al. \(2016\)](#) basées sur des simulations qui suggèrent que l’étendue du CGM est principalement contrôlée par la partie interne du halo de matière noire ( $< r_s$ ). Or à  $z < 2$  l’évolution de  $r_s$  et de  $R_{\text{vir}}$  se découple :  $r_s$  cesse d’évoluer tandis que  $R_{\text{vir}}$  continue

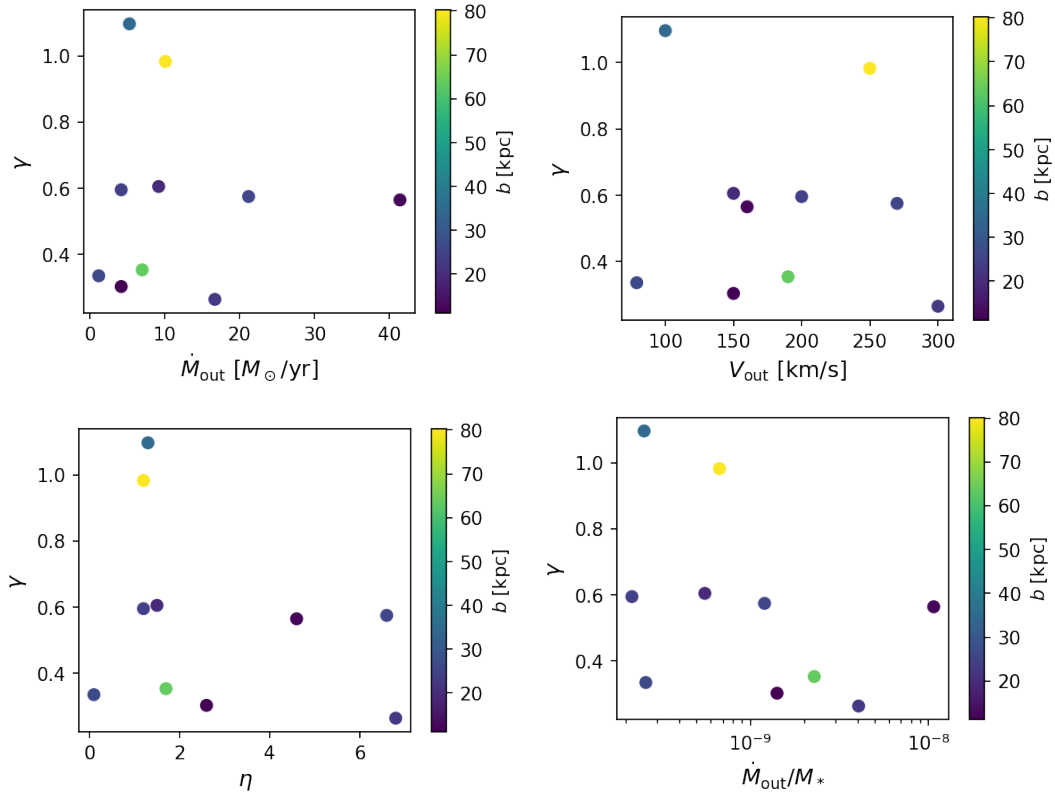


FIGURE 5.12 – Pente interne  $\gamma$  des profils de matière noire en fonction des propriétés des vents dérivées par [Schroetter et al. \(2019\)](#). De gauche à droite et de haut en bas : le taux de masse éjecté  $\dot{M}_{\text{out}}$ , la vitesse d'éjection  $V_{\text{out}}$ , le facteur de charge  $\eta$  et le taux de masse éjectée normalisé par la masse stellaire estimée par SED fitting  $\dot{M}_{\text{out}}/M_{\star}$ . Les galaxies sont colorées en fonction du paramètre d'impact  $b$  à la ligne de visée.

de croître assez rapidement. Cette croissance de  $R_{\text{vir}}$  est en fait assez artificielle comme expliqué par [Diemer et al. \(2013\)](#). Elle est due au fait que la sur-densité définissant le viriel  $\Delta_{\text{vir}}(z) \times \rho_c(z)$  décroît avec le temps cosmique. Or comme  $R_{\text{vir}} \propto (M_{\text{vir}}/\Delta_{\text{vir}}(z)/\rho_c(z))^{1/3}$ , le rayon de viriel augmente par ce simple fait, quand bien même l'accrétion sur le halo serait faible. Cette "pseudo-évolution" serait même dominante à  $z \lesssim 1 - 2$  lorsque la croissance de la masse des halos diminue ou s'arrête. Ainsi, la faible évolution des absorptions en Mg II avec le redshift que nous observons est cohérente avec la faible dispersion pour  $W_r^{2796-b}/r_s$ . Elles semblent indiquer que le gaz tiède évolue en fait conjointement avec la partie interne des halos de matière noire à ces redshifts. [Liang et al. \(2016\)](#) précisent qu'à un redshift donné, normaliser le profil par  $r_s$  ou  $R_{\text{vir}}$  fait peu de différence car ces deux grandeurs sont reliées par la concentration qui ne dépend que faiblement de la masse. En revanche, pour des galaxies à différents redshifts, normaliser par  $r_s$  ou  $R_{\text{vir}}$  est très différent car la concentration évolue rapidement avec le temps cosmique.

L'intégration des densités de colonne de HI nous ont permis d'estimer sa quantité totale dans le CGM tiède. La valeurs que nous obtenons, de  $\approx 2 \times 10^9 M_\odot$ , est proche de la valeurs obtenue par les modèles analytiques de [Faerman & Werk \(2023\)](#) pour une population de galaxies plus massives et plus récentes. [Lan & Mo \(2018\)](#) estiment une masse de  $\approx 4 \times 10^9 M_\odot$  pour une population de galaxies actives à  $z \approx 0.85$ . Le profil de HI que nous observons, est compatible avec un profil isotherme en  $r^{-2}$  ce qui est en accord avec les principaux modèles jouets/analytiques utilisés aujourd'hui. Nos résultats soulèvent en revanche la question du rayon auquel de tels profils de gaz sont "coupés", qui serait davantage une distance fixe qu'une fraction du rayon de viriel. Nous remettons donc en cause l'approche utilisée dans certains modèles consistant à normaliser par  $R_{\text{vir}}$  en considérant que cela permettrait de rendre les halos de gaz similaires entre eux.

Enfin, les modélisations GalPaK<sup>3D</sup> nous donne une estimation de la pente interne  $\gamma$  des profils de matière noire et nous permettent donc de caractériser la présence de coeurs dans notre échantillon de galaxies isolées. Nous constatons que la moitié des galaxies de notre échantillon sont dotées de coeurs. Nous ne constatons pas d'impact du SFR ni du sSFR sur la présence de coeurs. Le fait qu'il y ait un coeur ne semble pas non plus dépendre de la largeur équivalente de Mg II observée dans les lignes de visée de quasars passant à proximité que ce soit le long du grand axe ou du petit axe. Bien évidemment, la présence ou non d'un coeur ne dépend pas de l'angle sous lequel on regarde la galaxie. Ainsi, même pour les galaxies associées à des absorptions le long du grand axe, rien n'indique qu'elles présentent ou non des vents le long du petit axe. Néanmoins certaines simulations semblent indiquer que les phases d'accrétion et de vents sont décalées dans le temps. Le gaz commence par tomber sur la galaxie, alimentant la formation d'étoiles, puis les explosions de supernovae provoquent des vents galactiques. Ces deux phases pourraient former un cycle qui se répète. Ainsi les galaxies ayant des vents importants le long du petit axe n'auraient pas d'accrétion importante le long du grand axe et vice-versa.

En outre, nous ne trouvons pas non plus de lien entre la présence de coeurs et les principales propriétés des vents dérivées par les modèles en cônes de [Schroetter et al. \(2019\)](#). Ainsi nos observations ne permettent pas d'aller dans le sens d'une quelconque rétroaction des baryons sur les profils de matière noire susceptible d'expliquer la présence de coeurs.

Il faut cependant noter que le sous-échantillon de MEGAFLOW que nous utilisons ne comporte pas de galaxies starburst, qui seraient des candidats idéaux pour tester l'influence des mécanismes de feedback sur les halos de matière noire. Nous soulignons également le fait que nos observations ne se basent que sur un faible nombre de cas. Il faudrait être en mesure d'effectuer des analyses similaires sur un plus grand nombre de galaxies afin de pouvoir conclure de façon plus nette. Enfin, il est important de noter que l'estimation de la pente interne est basée sur la relation de [Di Cintio](#)

[et al. \(2014\)](#) entre  $\log(M_*/M_{\text{vir}})$  et  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . Cette relation provient uniquement des simulations. Elle n'autorise pas des pentes internes inférieures à 0.2. Des travaux récents (Ciocan et al. in prep) montrent toutefois que, parmi une variété de profils de matière noire (paramétrés de différentes façons), celui de [Di Cintio et al. \(2014\)](#) est celui qui reproduit le mieux les données d'observations.

# Chapitre 6

## Discussion, Conclusions et perspective de la thèse.

### 6.1 Discussion et implications physiques

Dans les chapitres précédents, nous avons sélectionné un échantillon de galaxies isolées et un échantillon de groupes dans le sondage MEGAFLOW avec comme objectif principal de mesurer les profils d'absorption de Mg II. Le calcul de la fraction de couverture ainsi que du profil de  $W_r^{2796}$  a révélé que les absorptions en Mg II s'étendent beaucoup plus loin pour les groupes que pour les galaxies isolées. Pour les groupes, les absorptions ( $> 0.1 \text{ \AA}$ ) sont détectées jusqu'à  $\approx 150 \text{ kpc}$  de la galaxie la plus proche et  $\approx 250 \text{ kpc}$  du centre du groupe, soit  $\approx 2 \times R_{\text{vir}}$ . Pour les galaxies isolées les absorptions sont détectées jusqu'à  $\approx 80 - 100 \text{ kpc}$  ce qui correspond à  $0.5 - 1 \times R_{\text{vir}}$  et  $\approx 20 \times r_s$ . Ces observations témoignent du fait que l'étendue des absorptions en Mg II dépend de l'environnement. En effet, pour une même masse de halo, un groupe aura un profil de Mg II s'étendant beaucoup plus loin qu'une galaxie seule.

Cela est dû au fait que les mécanismes qui permettent au gaz tiède de se retrouver dans le CGM sont différents dans ces deux cas. Pour les galaxies isolées, le Mg II est probablement principalement mis dans le CGM par les vents galactiques ou par les phénomènes d'accrétion vu que la fraction de couverture que nous observons est anisotrope révélant une bi-modalité angulaire le long du petit axe et du grand axe. C'est également la raison de la corrélation entre fraction de couverture et SFR que nous observons. Pour les groupes, les analyses de [Nielsen et al. \(2018\)](#) ont révélé que la cinématique des absorptions de Mg II le long de la ligne de visée ne peut pas être expliqué par les contributions individuelles des galaxies. Le gaz tiède forme plutôt un milieu intra-groupe, largement favorisé par les interactions entre les membres (fusions, effets de marée, ram pressure stripping). Nous avons donc à faire à deux environnements distincts, dont les processus permettant de mettre du gaz dans le CGM différent, et ce, pour des masses de halos parfois similaires.

**Origine du Mg II dans le CGM** Les mécanismes contrôlant le CGM sont encore mal connus. La bi-modalité angulaire supporte le fait que les vents joueraient un rôle important dans la présence de nuages de gaz tiède autour des galaxies (notamment isolées), mais la façon précise dont cela se passe est encore débattue. Plusieurs scénarios sont possibles. Premièrement les nuages de gaz

tièdes pourraient être "poussés" soit directement par le gaz chaud expulsé par les supernovae soit par la pression de radiation (Gronke & Oh, 2020; Liang & Remming, 2020; Forbes & Lin, 2019; Fielding & Bryan, 2022). Néanmoins les calculs montrent que les nuages de gaz tiède ne survivraient pas longtemps à une telle poussée et seraient détruits avant d'atteindre la vitesse d'éjection (Klein et al., 1994a). La prise en compte des mécanismes de refroidissement ainsi que des rayons cosmiques et des champs magnétiques permettrait de rallonger leur durée de vie dans certaines conditions. Gronke & Oh (2020); Fielding & Bryan (2022) suggèrent que les nuages de faible taille sont détruits lors de leur expulsion tandis que les nuages plus gros parviennent à refroidir leur environnement et grossissent, au contraire, en voyageant dans le CGM. Alternativement, il est possible que les nuages tièdes et denses naissent dans les vents chaud par refroidissement rapide du gaz en mouvement (Thompson et al., 2016). Auquel cas les nuages tièdes se formerait à la vitesse de l'éjection ce qui empêcherait leur destruction. Ces considérations indiquent l'importance d'étudier la cinématique en lien avec le profil de densité du gaz tiède.

Certaines simulations mettent également en avant le fait que le gaz tiède proviendrait de l'IGM par accrétion. En se basant sur la simulation FIRE-2, Hafen et al. (2019) suggèrent qu'environ 60% du gaz du CGM soit issu d'une telle accrétion. Ils avancent également, tout comme Péroux et al. (2020) que le gaz accrété serait moins riche en métaux, ce qui pourrait concorder avec la plus faible fraction de couverture de Mg II que nous observons le long du grand axe comparé au petit axe. Les résultats de Wendt et al. (2021) sur MEGAFLOW ont montré que la teneur en métaux semble effectivement plus importante le long du petit axe que le long du grand axe. Ces considérations indiquent l'importance d'étudier la métallicité du CGM pour améliorer sa compréhension.

Les analyses théoriques fournissent également un autre mécanisme susceptible d'expliquer la présence de nuages tièdes dans le CGM : la précipitation du gaz en raison d'instabilités thermiques (Klein et al., 1994b). Ce phénomène pourrait donner lieu à l'apparition de nuages par refroidissement local qui parviendrait à survivre puis à grossir. Dans ce scénario, les nuages de gaz tiède n'ont pas besoin d'être poussés dans le CGM (par des vents) ou d'y être apporté (par de l'accrétion). Ils peuvent y naître, directement à grand paramètre d'impact. Ce mécanisme, initialement théorisé dans les groupes et les clusters (McCourt et al., 2012), pourrait également jouer un rôle dans le CGM des galaxies (Voit, 2018). Dans une analyse des simulations TNG, Nelson et al. (2020) invoquent aussi ce phénomène de précipitation pour expliquer la présence de Mg II dans le CGM de galaxies massives et passives (donc sans vents). Les nuages ainsi formés pourraient être détruits en retombant sur la galaxie dans un mouvement de l'extérieur vers l'intérieur<sup>1</sup> ce qui expliquerait que la galaxie centrale puisse rester passive malgré la présence de larges réservoirs de gaz tiède dans son CGM.

La question du gaz tiède dans les galaxies massives et passives est donc aussi particulièrement intéressante pour comprendre les mécanismes qui régulent le CGM. Malheureusement, dans le sondage MEGAFLOW, nous n'avons que peu de galaxies passives et massives (en raison de leur faible abondance aux redshifts sondés comparée au volume du relevé) comme illustré sur la figure 2.7. On trouve celles-ci principalement dans les groupes comme montré au chapitre 4. Il y a néanmoins quelques cas de galaxies passives parmi notre échantillon de galaxies isolées comme illustré sur la figure 6.1(a). Nous constatons sur la figure 6.1(b) qu'elles présentent des absorptions à faible paramètre d'impact. Une des deux galaxies les plus passives ( $sSFR < 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$ ) semble néanmoins avoir une largeur équivalente sensiblement plus faible que la moyenne. Il serait intéressant de conduire une analyse similaire sur une population plus grande de galaxie isolées et passives (et plus claire-

---

1. Dans le cas des galaxies massives et passives, ce scénario est difficile à distinguer d'un point de vue observationnel de celui favorisé par Afruni et al. (2019) suggérant que les nuages de gaz tièdes proviennent de l'IGM par accrétion.

## 6.1. DISCUSSION ET IMPLICATIONS PHYSIQUES

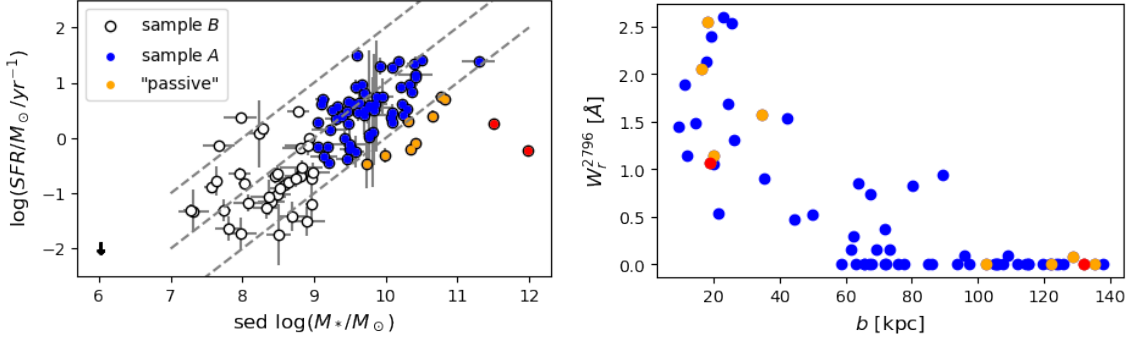


FIGURE 6.1 – **À gauche** : séquence principale pour nos échantillon *A* et *B*. Les galaxies ayant un  $\text{sSFR} < 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$  et  $\text{sSFR} < 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$  sont indiquées en orange et rouge respectivement. **À droite** :  $W_r^{2796}$  vs  $b$  pour les galaxies de l'échantillon *A*. Les galaxies passives sont indiquées et semblent présenter des absorptions, y compris à faible paramètre d'impact.

ment passives) afin de mieux comprendre les mécanismes responsables de la présence de Mg II dans le CGM. La présence d'absorptions à grand  $b$  mais pas à petit  $b$  pourrait par exemple indiquer la formation de nuages par instabilité gravitationnelle qui seraient détruits en tombant sur la galaxie. Lan & Mo (2018) mesurent un  $W_r^{2796}$  significativement plus faible à petit  $b$  pour les LRG que pour les galaxies actives, ce qui pourrait aller dans ce sens, mais le rôle de l'environnement n'est pas pris en compte dans cette étude.

Plusieurs travaux avancent que le gaz tiède du CGM provient également, pour partie, des satellites des galaxies observées. Soit via des vents issus de ces satellites, soit par extraction de leurs gaz par interaction. Roy et al. (2024) montrent à partir de simulations que les phénomènes de *ram pressure stripping* pourraient vider les satellites de leur gaz tiède et le mettre dans le CGM où il pourrait survivre, notamment si les vents galactiques ne sont pas trop intenses. Weng et al. (2024) montrent que, dans la simulation TNG, les satellites trop peu massifs pour être détectés par les instruments actuels jouent un rôle important dans les absorptions au voisinage des galaxies, surtout entre  $0.5$  et  $1 \times R_{\text{vir}}$  et lorsque celles-ci sont de faibles masses ( $M_{\star} < 10^9 M_{\odot}$ ). Pour des galaxies plus massives, les absorptions sont causées, pour l'essentiel, par du gaz lié à la galaxie centrale. Leur figure 9 montre l'origine du gaz causant les absorptions en fonction du paramètre d'impact et de la vitesse relative à la galaxie pour une masse stellaire de  $10^{10} M_{\odot}$  à  $z = 0.5$ <sup>2</sup>. En se basant sur la simulation EAGLE, Ho et al. (2020) ont obtenu des résultats similaires à Weng et al. (2024). En effet, Ho et al. (2020) montrent que pour des galaxies  $10^9 M_{\odot} < M_{\star} < 10^{9.5} M_{\odot}$ , environ 70% des absorptions dans 100 kpc et  $\pm 500$  km/s peuvent être en fait causées par du gaz situé en dehors du rayon de viriel, mais cette proportion décroît rapidement avec la masse et n'est plus que de 15% pour  $10^{9.5} M_{\odot} < M_{\star} < 10^{10} M_{\odot}$ .

Notre échantillon de galaxies isolées supporte ces résultats numériques. Sur la figure 6.2 nous superposons la figure 9 de Weng et al. (2024) avec nos résultats autour des galaxies isolées identifiées au chapitre 3. Nous observons que l'essentiel de nos absorptions se situent dans la zone liée à la galaxie centrale.

2. similaire à notre échantillon qui a une masse médiane  $10^{9.8} M_{\odot}$  à un redshift médian  $z = 0.88$ .



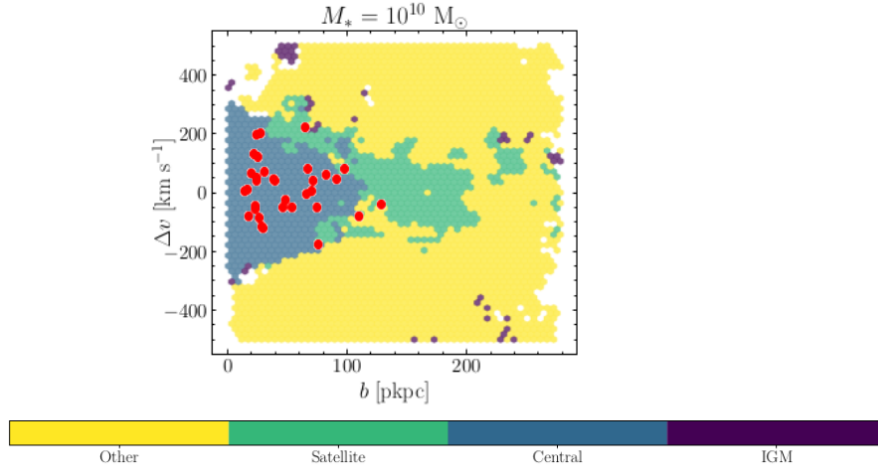


FIGURE 6.2 – Origine des absorptions autour des galaxies isolées identifiées au chapitre 3 d’après les travaux de Weng et al. (2024) sur la simulation TNG50 (le fond du graphique est tiré de leur figure 9)

**Comparaison avec les simulations** Dans les discussions des chapitres 3 et 4 nous avons commencé à comparer quantitativement et qualitativement nos résultats avec ceux des simulations. Les comparaisons ne sont malheureusement pas directes. D’une part car les populations de galaxies analysées ne sont pas forcément similaires avec celle de MEGAFLOW (en terme de redshift, de masse, et de SFR notamment) et d’autre part car les profils de gaz sont la plupart du temps donnés en densité de colonne, soit de H I soit de Mg II et non en  $W_r^{2796}$ . Nous pouvons cependant, comme nous l’avons fait dans le chapitre 5, convertir les largeurs équivalentes de Mg II en densité de colonne de H I grâce à la relation de Lan & Fukugita (2017). Il est également possible de calculer les densités de colonne de Mg II en utilisant la relation de Morton (2003) :

$$\log(N) = 20.053 + \log(W_r/\lambda) - \log(\lambda f) \quad (6.1)$$

Avec  $f$  la "force d’oscillateur de la transition", tabulée dans Morton (2003). Cette relation est directement issue de la partie linéaire (approfondissement des absorption) de la "courbe de croissance" (*curve of growth*). Cette relation n’est donc valable que pour des absorptions non saturées. En regardant les spectres de la figure 3.5 nous constatons que nos absorptions sont saturées pour des largeurs équivalentes  $W_r^{2796} \gtrsim 1 \text{ \AA}$ . Au-dessus de cette valeur nous estimons donc des limites inférieures.

Nous pouvons comparer ces valeurs de densité de colonne de Mg II avec l’article de Liang et al. (2016), déjà présenté au chapitre 5. Cet article tente de reproduire le CGM tiède dans des simulations *zoom in* utilisant le code RAMSES pour une galaxie de masse  $M_h = 10^{12} M_\odot$ . Ils testent notamment l’impact des rayons cosmiques ainsi que de faire varier  $\epsilon_{\text{ff}}$ , l’efficacité de la formation d’étoiles ou  $E_{\text{SNII}}$ , l’énergie injectée par les supernovae de type II. Sur le panel du haut de la figure 6.3 nous comparons nos estimations de densité de colonne de Mg II avec celles qu’ils obtiennent pour leurs différents modèles. Nous observons que nos mesures sont plus proches des modèles quand ceux-ci implémentent les rayons cosmiques ou bien des feedbacks particulièrement énergétiques. Sur le panel

du bas nous comparons nos valeurs avec leurs modèles  $\epsilon_{\text{ff}} = 1\%$  et  $E_{\text{SNII}} = 5 \times 10^{51}$  erg (5 fois la valeur fiduciale) lorsque l'on normalise (ou pas)  $b$  par  $r_s$  ou  $R_{\text{vir}}$ . Si nos valeurs sont compatibles avec leurs estimations pour la partie interne du CGM, en revanche nous trouvons des densités de colonnes assez supérieures aux leurs à grand paramètre d'impact, surtout lorsque l'on normalise par  $r_s$  ou  $R_{\text{vir}}$ .

Très récemment, DeFelippis et al. (2024) se sont également servis de simulations *zoom in* aussi avec RAMSES pour tester l'impact des rayons cosmiques sur les fractions de couverture de Mg II, C IV et O VI. Ils constatent comme Liang et al. (2016) que la prise en compte des rayons cosmiques permet d'augmenter les fractions de couverture. Elle permet d'obtenir des valeurs pour C IV compatibles avec les résultats de Schroetter et al. (2019). En revanche elle ne permet pas de reproduire celles de Mg II. En effet, DeFelippis et al. (2024) trouvent que la fraction de couverture  $> 0.1 \text{ \AA}$  passe sous les 50% à  $\approx 10 - 15$  kpc, contre  $\approx 60$  kpc dans nos observations. Ils trouvent également que la fraction de couverture évolue peu avec  $W_r^{2796}$  et la densité de colonne, contrairement à ce que nous observons sur la figure 3.17. Cela indique que dans cette simulation, le Mg II forme des structures nettement "découpées", de densité élevées (qui sont visible sur les cartes de densités de colonne de l'article de DeFelippis et al. (2024) et de Liang et al. (2016)). Au contraire, la grande dépendance à  $W_r^{2796}$ , comme nous l'observons favorise plutôt le scénario d'une phase diffuse qui ne forme pas de grandes structures homogènes.

Également, les simulations FIRE (Hopkins et al., 2018) ont été conçues en particulier pour étudier les effets des phénomènes de feedbacks sur l'évolution des galaxies et du CGM (par ex. Hafen et al., 2020; Ji et al., 2020; Stern et al., 2021b). En particulier, Ji et al. (2020) utilisent des simulations *zoom in* de quelques galaxies pour tester l'impact des rayons cosmiques sur le CGM des galaxies actives similairement à DeFelippis et al. (2024). Ji et al. (2020) observent que les rayons cosmiques ont un effet important sur le CGM des galaxies de masse supérieure à  $10^{11} M_{\odot}$ . D'après leurs résultats, les rayons cosmiques abaissent la température du gaz et favorisent le remplissage de l'ensemble du CGM par la phase tiède, qui sans eux se présenterait plutôt sous la forme de filaments ou de structures compactes. Sur la figure 6.4 nous comparons néanmoins nos estimation pour les galaxies isolées (points rouges) avec leurs profils de densité de colonne de Mg II pour une galaxie de masse  $M_h = 10^{12} M_{\odot}$  avec ou sans rayons cosmiques. De la même façon que pour Liang et al. (2016) nos valeurs sont compatibles dans le CGM interne ( $< 0.4 R_{\text{vir}}$ ) mais sont supérieures aux valeurs de FIRE pour la partie externe. Ici cela est peut-être dû à la différence de redshift entre notre échantillon et l'univers local testé par la simulation. Nous avons en effet vu que le rayon de viriel continue à croître rapidement tandis que les halos de gaz évoluent peu. Ainsi la fraction du  $R_{\text{vir}}$  occupé par le Mg II décroît significativement par ce simple effet.

La simulation AURIGA est également particulièrement adaptée pour étudier la physique à l'échelle d'une galaxie. Elle dispose d'une haute résolution spatiale et implémente la majorité des phénomènes physiques gouvernant leur évolution. Van de Voort et al. (2019) étudient grâce à elle la densité de colonne de gaz autour d'une galaxie similaire à la voie lactée. Ils fournissent des profils médians dans la gamme de redshift 0 - 0.3. La comparaison est donc là encore difficile avec notre échantillon mais comme nous l'avons vu, l'étendue des halos de gaz (en distance physique) semble évoluer assez faiblement avec le redshift, nous pouvons donc penser que les profils devraient être relativement similaires à ce que l'on observe. Dans la simulation AURIGA, la résolution spatiale dépend de la masse de gaz présente localement. Elle sera plus fine là où le gaz est plus abondant mais peut devenir grande là où le CGM est diffus. Van de Voort et al. (2019) présentent les profils de H I pour des version re-simulées avec des résolutions spatiales qui sont limitées à 1 kpc maximum, y compris quand peu de gaz est présent. Les résultats diffèrent de la version "originale" de la

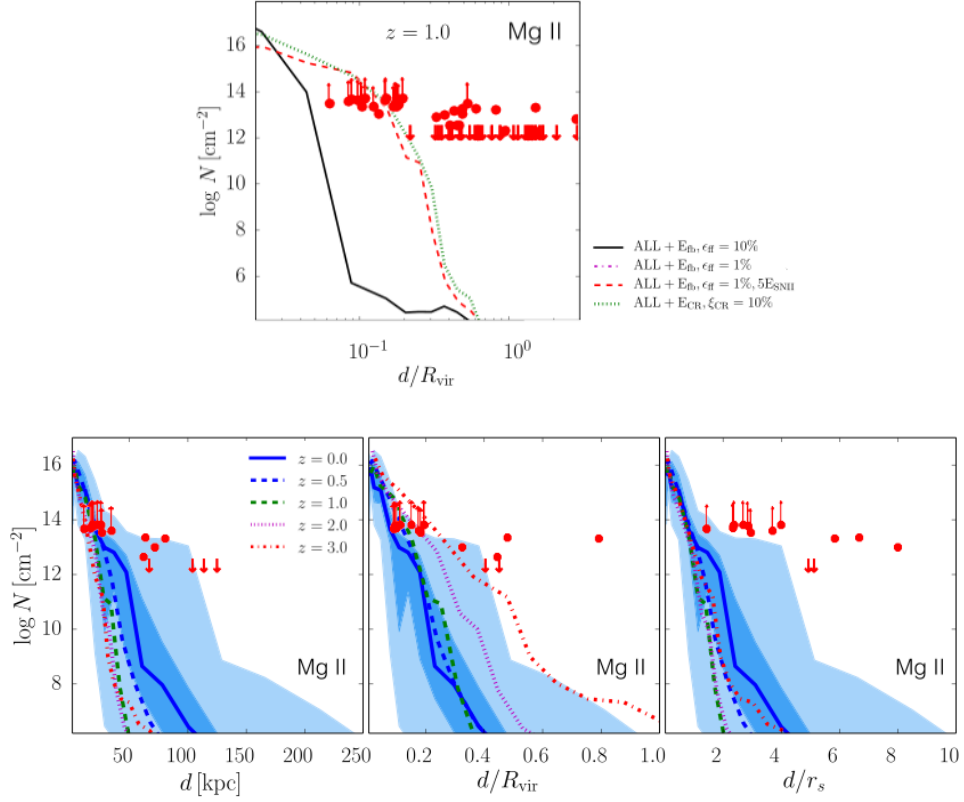


FIGURE 6.3 – Comparaison entre les profils de densité de colonne que nous calculons pour les galaxies isolées dominées par la rotation avec  $i > 30^\circ$  et  $\phi > 60^\circ$  (points rouges, même échantillon que dans le chapitre 5) avec ceux présentés par Liang et al. (2016) (leur figure 7). Les flèches vers le bas représentent les non-détections, les flèches vers le haut représentent les absorptions ayant  $W_r^{2796} > 1 \text{ \AA}$  que nous considérons comme saturées, donc dont la densité de colonne est probablement sous-estimée. **En haut** : pour différents paramètres de simulation (efficacité de la formation d'étoile de 1% ou 10%, énergie injectée par les SNI 5 fois supérieure, implémentation des rayons cosmiques). **En bas** : pour différentes valeurs de redshift et pour différentes normalisations.

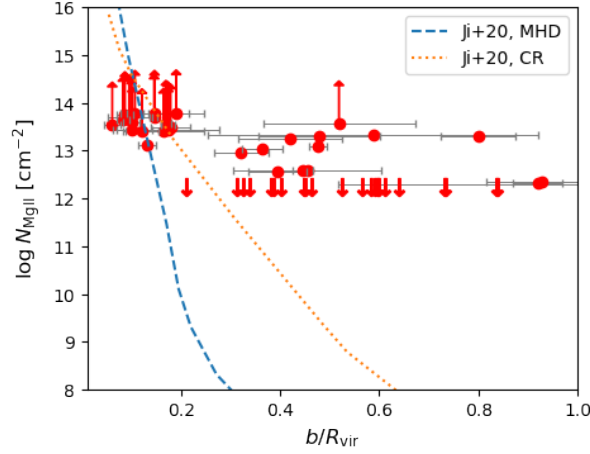


FIGURE 6.4 – Comparaison entre les densités de colonne de Mg II mesurées pour les galaxies isolées dans MEGAFLOW (points rouges), avec les densités de colonnes estimées avec la simulation FIRE pour une galaxie de masse  $M_h = 10^{12} M_\odot$  à  $z = 0$  (Ji et al., 2020). La ligne pointillée trace le profil obtenu lorsque les rayons cosmiques sont implémentés.

simulation ce qui montre que les propriétés du CGM tiède ne convergent pas dans les simulations (comme également montré par Hummels et al., 2019). Comme nous pouvons le voir sur la figure 6.5 nos profils de HI apparaissent là aussi plus plats que ceux des simulations, avec des densités de colonnes compatibles à faible  $b$ , mais nettement supérieures à grand  $b$ . Cette figure laisse penser qu’une résolution encore supérieure du CGM pourrait éventuellement permettre de reproduire les observations.

Nous pouvons également comparer nos résultats avec ceux des articles utilisant des simulations cosmologiques. Parmi eux, DeFelippis et al. (2021) ont comparé la simulation TNG50 avec l’analyse de Zabl et al. (2019) qui s’était focalisées sur un échantillon de neuf cas d’accrétion (absorptions situées le long du grand axe) extrait du premier catalogue de MEGAFLOW. Ils avaient notamment mis en évidence la présence de co-rotation du gaz tracé par les absorptions Mg II. DeFelippis et al. (2021) trouvent également une co-rotation et des largeurs équivalentes compatibles pour les absorbants forts ( $> 0.5 \text{ \AA}$ ). Dans notre échantillon de galaxies isolées, nous ne trouvons pas de co-rotation claire du gaz. Comme expliqué dans la section 3.4.5, cela est peut-être dû au fait que nos galaxies n’ont pas forcément une inclinaison suffisante ( $i > 30^\circ$ ) ou que nous avons trop peu de cas d’absorptions le long du grand axe à faible  $b$ . Néanmoins les résultats de DeFelippis et al. (2021) soulèvent des questions. D’une part car les cartes de densité de colonne de Mg II provenant des simulations ne semblent pas présenter de vents galactiques. d’autre part car leur profil d’absorption pour l’ensemble de leur échantillon à  $z \approx 1$  et  $11.5 < \log(M_h/M_\odot) < 12$  semble inférieur au notre. Nous comparons sur la figure 6.6 ce profil avec ce que nous obtenons pour une sélection similaire parmi nos galaxies isolées.

Parmi les autres simulations cosmologiques, Ho et al. (2020) utilisent la simulation EAGLE (Schaye et al., 2015) pour faire des prédictions sur le CGM tiède, notamment sur la fraction de couverture, la fraction de co-rotation du gaz et la dépendance azimutale du CGM. Nous avons

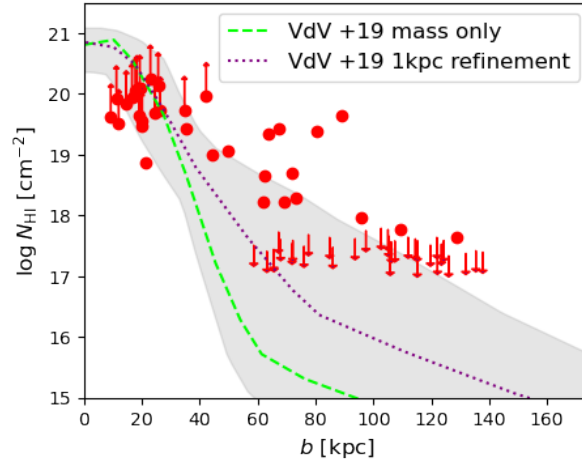


FIGURE 6.5 – Comparaison entre les densités de colonne de HI mesurées pour les galaxies isolées dans MEGAFLOW (points rouges), avec les densités de colonnes estimées avec la simulation AURIGA pour une galaxie de type voie lactée à  $z = 0 - 0.3$  (Van de Voort et al., 2019). La ligne pointillée correspond à une résolution spatiale  $\approx 1$  kpc, tandis que la ligne tiretée correspond à une résolution spatiale à masse constante  $\approx 5.4 \times 10^4 M_\odot$  de gaz.

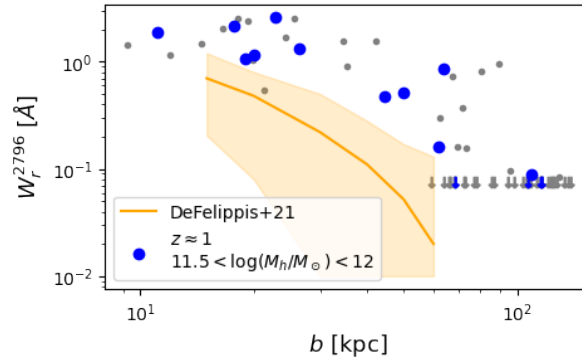


FIGURE 6.6 – Comparaison entre les  $W_r^{2796}$  mesurées par DeFelippis et al. (2021) à partir de la simulation TNG50 et un sous-échantillon de nos galaxies isolées correspondant à des caractéristiques similaires ( $z \approx 1$  et  $11.5 < \log(M_h/M_\odot) < 12$ , les points bleus). Le reste de nos galaxies isolées est représenté par des points gris.

montré sur la figure 3.17 que la fraction de couverture à 50% qu'ils obtiennent avec cette simulation est plus faible que ce que nous observons alors que la limite de détection qu'ils utilisent est significativement plus faible, ce qui est incompatible avec nos résultats et avec ceux de Dutta et al. (2020). Ils trouvent également que dans cette simulation, les absorptions Mg II sont un peu plus étendues le long du grand axe que le long du petit axe, y compris pour les galaxies actives. Bien que leur analyses se situe à  $z = 0.3$  (plus faible que notre échantillon), cela ne correspond pas à nos observations qui semblent plutôt indiquer que les absorptions Mg II sont favorisées par les vents, le long du petit axe.

Pour résumer, aujourd'hui les principales simulations cosmologiques ou *zoom in* semblent sous-estimer les profils de gaz tiède dans la partie externe du CGM, que ce soit en terme de  $W_r^{2796}$  mais aussi en densité de colonne de Mg II ou de H I. L'augmentation de la résolution ainsi que la prise en compte des rayons cosmiques semblent pouvoir contribuer à l'amélioration de l'adéquation entre les simulations et les observations.

**Nature de la phase tiède** La plupart des études s'accordent pour décrire la phase tiède comme étant composée d'une multitude de nuages. Dans la dernière décennie, la tendance a plutôt été à la baisse de la taille estimée des nuages formant cette phase tiède. Leurs propriétés sont encore mal contraintes et les simulations de galaxies (a fortiori les simulations cosmologiques) ne permettent pas de les résoudre spatialement. À partir d'un modèle spectroscopique combiné à des observations, Lan & Fukugita (2017) avancent que le CGM se compose d'un très grand nombre de nuages d'environ 0.03 kpc et  $\approx 1000 M_\odot$ . Le modèle "jouet" paramétrique CLOUDFLEX présenté par Hummels et al. (2023) semble également indiquer des propriétés similaires, avec des nuages  $\approx 100 M_\odot$  remplissant moins de 1% du volume total du CGM. Ce chiffre est en accord avec l'estimation de Faerman & Werk (2023) qui se base sur une modélisation analytique du CGM ajustée aux mesures du relevé COS-halos. McCourt et al. (2018) suggèrent en se basant sur des simulations hydrodynamiques en 2D que le refroidissement rapide des nuages tièdes aurait tendance à les fragmenter en une multitude de très petits nuages de dimension  $\approx 0.1$  pc/n avec n la densité en  $\text{cm}^{-3}$ , et de masse  $\approx 1 M_\odot$ . Ce "brouillard" aurait l'avantage de réconcilier la fraction de couverture observée avec le faible filling factor estimé. Il permettrait aussi d'expliquer l'entraînement du gaz tiède par la phase chaude dans les vents grâce à sa surface beaucoup plus importante rapporté à sa masse qui jouerait comme un "parachute", là où les autres modèles de nuages parviennent difficilement à les faire survivre à l'accélération. Aussi, nous pouvons mentionner la mesure directe de l'échelle de cohérence (longueur à laquelle la largeur équivalente d'absorption ne varie pas) par Afruni et al. (2023) grâce l'étude de l'absorption en Mg II dans 3 arcs gravitationnels. Ils trouvent des longueurs allant de 1.4 à 7.8 kpc. Ces mesures ne représentent pas la taille des nuages (qui peuvent être bien plus petits) mais donnent plutôt une indication sur la dimension des structures formant la phase tiède.

Récemment, Stern et al. (2021a) ont présenté une étude de la fraction de couverture du CGM tiède ( $T \sim 10^4$  K) basée sur la distribution du gaz H I dans des simulations *zoom in* effectuées avec FIRE-2 Hopkins et al. (2018). Ils trouvent que le rayon où la fraction de couverture du gaz neutre atteint 50% décroît avec le temps cosmologique (leur figure 5). Dans l'annexe B, ils montrent que cette évolution peut se comprendre par l'évolution d'un profile de gaz de type isotherme  $\rho(r) \propto r^{-2}$  avec un seuil de densité du gaz neutre  $n_{\text{sh}}$  produit par l'auto-protection (*self-shielding*) du gaz contre les rayonnements ionisants. Cette densité seuil  $n_{\text{sh}}$  est

$$n_{\text{sh}} \propto T^{0.17} \Gamma^{2/3} \sigma_{\text{HI}}^{2/3} \quad (6.2)$$

où  $T$  est la température du gaz,  $\Gamma$  le taux de photo-ionisation et  $\sigma_{\text{H I}}$  l'opacité du gaz aux photons ionisants. Pour un profil de matière  $\rho \propto r^{-a}$  avec  $a \approx 2$ , la densité du CGM suit

$$n(r) \propto \rho(r) \propto \rho(R_{\text{vir}}) \left( \frac{r}{R_{\text{vir}}} \right)^{-2}. \quad (6.3)$$

L'évolution cosmologique de  $\rho(R_{\text{vir}})$  implique que  $n(r) \propto (1+z)^3 (r/R_{\text{vir}})^{-2}$  et par conséquent le rayon  $r_{\text{sh}}$  correspondant à la densité seuil où  $n(r_{\text{sh}}) \equiv n_{\text{sh}}$  implique que

$$r_{\text{sh}} \propto (1+z)^{3/2} R_{\text{vir}}. \quad (6.4)$$

Vu que  $R_{\text{vir}} \propto M_{\text{vir}}^{1/3} (1+z)^{-1}$  (equation 4.11), l'évolution de ce rayon critique est de type  $r_{\text{sh}} \propto M_{\text{vir}}^{1/3} (1+z)^{1/2}$ , similaires à la dépendance de  $b_{50} \propto (1+z)^{0.7 \pm 0.7}$  que nous trouvons pour les galaxies isolées dans le chapitre 3. Les calculs de Stern et al. (2021a) ont été effectués pour étudier la phase de neutre du CGM, mais vu la similarité du potentiel d'ionisation entre H I (13.6 eV) et Mg II (15 eV), il est probable que les nuages de Mg II dans le CGM subissent les mêmes effets de photo-ionisation dans les parties externes du CGM.

## 6.2 Limitations

Le catalogue de galaxies de MEGAFLOW a été construit à l'aveugle avec un processus de "double" détection (à partir du continuum et des raies d'émission). Ce point de vue centré sur les galaxies évite certains biais que peuvent connaître d'autres approches centrées sur les absorptions (dans lesquelles les galaxies sont recherchées autour d'absorptions identifiées). Elle permet notamment de mesurer la fraction de couverture et d'étudier l'impact des propriétés des galaxies sur la présence d'absorptions. Cependant, de part la nature de nos données et les méthodes employées certains biais ou limitations peuvent encore subsister dans nos résultats. Ces biais et limitations potentiels sont discutés ci-dessous.

**Effet de la pré-sélection des champs de quasars.** Par construction, les 22 champs de quasars de MEGAFLOW ont été sélectionnés sur la base de la présence d'au moins 3 absorbants forts ( $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ ) dans les spectres SDSS. Dans le cadre d'une analyse centrée sur les galaxies (galaxy-centric 3), il est légitime de se demander si une telle pré-sélection est susceptible de biaiser les estimations de la fraction de couverture. Nous pensons que cela n'est pas le cas et nous avançons ici plusieurs arguments ainsi qu'un modèle simplifié permettant de s'en convaincre. Premièrement, les fractions de couverture que nous avons calculé pour les galaxies isolées (chapitre 3) sont globalement compatibles avec celles obtenues dans d'autres échantillons tel que Dutta et al. (2020) basés sur des quasars sélectionnés aléatoirement. Deuxièmement, comme cela a été montré dans Schroetter et al. (2021) et Bouché et al. (2024), la distribution des largeurs équivalentes de Mg II ( $dn/dW$ ), dans le régime  $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ , suit une loi exponentielle ( $dn/dW \propto \exp(-W_r/W_0)$ ) similaire à ce qui est trouvé dans des lignes de visées aléatoires (cf Nestor et al., 2005; Zhu & Ménard, 2013). La "normalisation" de  $dn/dW$  sera plus élevée, mais cela implique simplement qu'il y a davantage d'absorptions, quelles que soient leurs intensités. Troisièmement, la gamme de redshift couverte par notre analyse est large ( $0.4 < z < 1.5$ ). En considérant qu'un absorbant concerne une plage de moins de 500 km/s, cela signifie qu'il y a plusieurs centaines de plages de redshift indépendantes sur chaque ligne de visée. Sachant qu'il y a typiquement 50-60 galaxies sur chaque ligne de visée à



ces redshift, le fait de pré-sélectionner 3 absorptions n'affecte que 5 - 10% d'entre elles. Finalement, les 22 lignes de visées contiennent plus d'absorptions que celles pré-sélectionnées dans les spectres SDSS. En effet, il y a 125 Mg II absorptions détectées dans les données UVES comparé au 79 absorptions sélectionnées (Bouché et al., 2024).

Afin de comprendre le biais potentiel dû à la pré-sélection des lignes de visée, l'expérience de pensée suivante peut être utile. Supposons que le CGM soit une boule de gaz qui serait détectée jusqu'à un rayon  $R_{\max}$  (correspondant à la limite de détection en absorption  $W_{r,\min}^{2796}$ ), et qu'il y ait une cinquantaine de galaxies par champ. Seules les galaxies qui se trouvent à moins de  $R_{\max}$  auront une absorption supérieure à la limite de détection. Dans le langage de la fraction de couverture, cela correspond à un succès  $Y = 1$ , contre  $Y = 0$  pour celles qui sont plus loin. Si  $R_{\max}$  est petit comparé à la taille du champ, seule 0, 1 voir 2 galaxies (sur les 50) seront suffisamment proches et seront associées à une absorption. Si  $R_{\max}$  est grand comparé à la taille du champ, de nombreuses galaxies seront associées à  $Y = 1$ . Dans notre cas, le rapport entre la taille d'un boule de  $\approx 60$  kpc et le champ est de  $\approx 4\%$ , et nous sommes dans le premier cas. Pour pouvoir échantillonner la fraction de couverture  $f_c(r)$  qui dépend du rayon (en escalier dans le contexte ici avec  $Y = 1$  pour les rayons  $< R_{\max}$  et  $Y = 0$  pour les rayons  $> R_{\max}$ ), il faut suffisamment des deux cas avec  $Y = 1$  et  $Y = 0$  pour contraindre  $R_{\max}$ . Comme la majorité des lignes de visées prises aléatoirement ont  $N_{\text{abs}} = 0, 1$  (voir 2) absorptions, les cas avec  $Y = 1$  seront moins souvent échantillonnés que les cas  $Y = 0$ . Mais la queue de la distribution d'absorptions par ligne de visée  $N_{\text{abs}}$  implique que certaines lignes de visée auront 3, 4 absorptions ou plus. Sélectionner ces lignes de visées<sup>3</sup> permet d'obtenir un peu plus de cas avec  $Y = 1$  que si les lignes de visées étaient aléatoires et donc de mieux contraindre  $R_{\max}$  (cela ne change rien à l'échantillonnage du CGM pour des galaxies plus lointaines). Cette expérience de pensée montre que la fraction de couverture (pour une  $W_{r,\min}^{2796}$  donnée) fournit essentiellement une taille du CGM, définie lorsque  $f_c = 0.5$  (figure 3.17b).

En réalité, le CGM est plus complexe car les propriétés des galaxies ainsi que les effets géométriques peuvent aussi entrer en jeu. Cette expérience de pensée peut être répétée dans le cas où seulement une fraction  $p < 1$  des galaxies ont un CGM tiède ce qui changerait la forme de la fonction  $f_c(r)$  qui deviendrait moins abrupte, mais ne changerait pas le rayon caractéristique où  $f_c = 0.50$ . Dans le cas extrême où une fraction  $p < 1$  de galaxies ont un CGM qui s'étend au delà du champ de vue, la fraction de galaxies qui ont  $Y = 1$  donnera trivialement  $p$ . Dans ce cas, une pré-sélection des lignes de visée aurait un impact direct, mais ce cas impliquerait que le nombre d'absorptions soit égal au nombre de galaxies dans le champ, ce qui n'est pas notre cas car nous avons  $N_{\text{abs}} \approx 3$  absorptions par champ pour  $N \approx 50$  galaxies par champ. Ces considérations indiquent qu'un faible biais peut apparaître lorsque la fonction  $f_c(r)$  dépend fortement du rayon mais que ce biais devient quasi inexistant lorsque  $f_c(r)$  se rapproche d'une marche en escalier entre  $Y = 1$  et  $Y = 0$ .

Néanmoins, afin de quantifier le potentiel biais sur la fraction de couverture dû à la pré-sélection des lignes de visée, nous avons fabriqué un petit modèle simplifié/jouet (*toy model*). L'idée est de construire un certain nombre de champs (avec une ligne de visée par champ), peuplés aléatoirement de galaxies et de sélectionner parmi ceux-ci les lignes de visée qui ont plus de 3 absorptions fortes. Ceci permet alors de comparer la fraction de couverture obtenue sur l'échantillon de champs pré-sélectionné avec un échantillon de champs tiré aléatoirement. Concrètement, nous considérons 50 champs de vue de taille  $500 \times 500$  kpc (correspondant au champ de vue de MUSE à  $z \approx 1$ ) que nous supposons centrés sur une ligne de visée de quasar. Nous peuplons ensuite chaque champ par

3. Notons, que cette sélection avec  $N_{\text{abs}} \geq 3$  n'impose rien sur la distribution (relative) en  $W_r^{2796}$ , qui devrait naturellement avoir la même forme que la distribution obtenue sans présélection, fait qui a été vérifié dans Schroetter et al. (2021); Bouché et al. (2024).



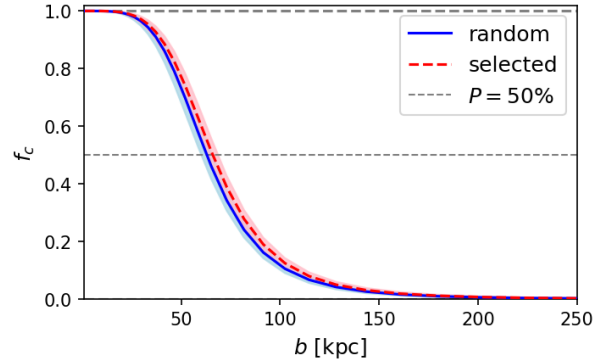


FIGURE 6.7 – Comparaison entre les fractions de couverture pour  $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$  calculées pour l'échantillon pré-sélectionné avec  $REW > 0.5$  comme dans le sondage MEGAFLOW et l'échantillon sans pré-sélection.

$N$  galaxies générées depuis une distribution de poisson de paramètre  $\lambda = 50$  (correspondant au nombre de galaxies par champ) avec des coordonnées (projetées) aléatoires. Pour chaque galaxie, nous assignons deux valeurs booléennes représentant respectivement la présence d'une absorption avec  $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$  et d'une absorption avec  $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$  en utilisant les fractions de couvertures calculées au chapitre 3. Nous sélectionnons ensuite les champs qui comptent au moins 3 absorptions fortes (avec  $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ ) afin de reproduire la pré-sélection de MEGAFLOW. Nous en obtenons 21 ce qui est similaire au nombre de champs de MEGAFLOW. Finalement, nous calculons la fraction de couverture à  $0.1 \text{ \AA}$  pour ces champs pré-sélectionnés et pour 21 autres champs tirés aléatoirement (nous utilisons pour cela la méthode décrite au chapitre 3). La figure 6.7 montre les fractions de couverture pour l'échantillon pré-sélectionné et l'échantillon aléatoire. Le rayon où  $f_c(r) = 0.50$  est de  $66 \pm 5 \text{ kpc}$  pour l'échantillon pré-sélectionné contre  $63 \pm 5 \text{ kpc}$  (les erreurs indiquées sont à  $2\sigma$ ) pour l'échantillon aléatoire. Les deux valeurs sont statistiquement compatibles entre elles à  $2\sigma$ . Nous pouvons tester ce même procédé de pré-sélection avec davantage de champs. Avec 500 champs, donnant  $\approx 200$  champs pré-sélectionnés, nous trouvons des fractions de couvertures à 50% atteintes à  $68 \pm 2 \text{ kpc}$  et  $62 \pm 2 \text{ kpc}$  respectivement pour l'échantillon sélectionné et l'échantillon aléatoire. Les deux valeurs sont en tension à  $2\sigma$ . Finalement nous concluons que la pré-sélection peut introduire un biais de l'ordre de 5-10%. Ce biais faible devient significatif par rapport à la statistique lorsque l'on dispose d'un grand nombre de lignes de visée.

En jouant avec les paramètres de ce modèle nous observons que la valeur de ce petit biais dépend principalement de la pente de la fraction de couverture. En effet, la pente encode la façon dont les halos de gaz sont similaires les uns aux autres. Plus la pente est grande (transition rapide de 1 à 0), moins la pré-sélection a un impact car la présence de Mg II est alors principalement déterminée par le paramètre d'impact et non par les propriétés des galaxies. Ce modèle est présenté dans Cherrey et al. (2024b).

**Biais de complétude** La diminution du flux lumineux avec la distance de luminosité est un phénomène bien connu qui peut introduire des biais de complétude dans les échantillons s'étalant sur des plages de redshift importantes. Cet effet de complétude est présent dans MEGAFLOW et

biaise l'échantillon  $B$  utilisé au chapitre 3, car celui-ci contient davantage de galaxies peu lumineuses à faible  $z$  qu'à grand  $z$ . C'est la raison pour laquelle nous ne l'avons pas utilisé dans pour nos résultats quantitatifs. Mais cet effet peut avoir aussi un impact sur le critère d'isolement utilisé dans le même chapitre puisque la complétude des galaxies voisines de faible masse est plus basse à grand redshift. Ainsi notre critère d'isolement est un peu moins restrictif à grand redshift. Nous pensons néanmoins que cet effet est faible car nous n'avons pas d'"intrus" dans notre échantillon  $A$  (c'est-à-dire de galaxie situé à grand paramètre d'impact mais avec une grande largeur équivalente). D'autre part, l'utilisation de la raie de [O II] (qui trace la formation d'étoiles) pour la détection des galaxies de MEGAFLOW peut aussi introduire un biais sur le SFR. En effet, à faible  $z$  les galaxies sans émission [O II] pourront être détectées grâce à leur continuum tandis qu'elles le seront moins à  $z$  élevé. Ainsi l'échantillon est susceptible de manquer davantage de galaxies ayant un SFR faible à  $z$  élevé qu'à  $z$  faible.

**Biais lié au groupes** Dans le chapitre 3 sur les galaxies isolées nous utilisons un critère  $N_{\text{FOV}} < 5$  pour ne pas prendre en compte les galaxies situées à proximité des groupes. Ce critère dépend du champ de vue de MUSE et donc évolue avec le redshift ce qui peut introduire un biais. Afin de tester cet effet nous avons tenté de retirer ce critère, nous n'obtenons que 4 galaxies supplémentaires dans notre échantillon  $A$ .

**Présence de galaxies voisines** Comme expliqué dans le chapitre 3, notre distance d'isolement est utilisée pour définir un cylindre autour de la ligne de visée, dans lequel nous sélectionnons les galaxies qui sont seules. Cependant il se peut qu'une galaxie voisine se trouve en dehors du cylindre mais dans le rayon de viriel de la galaxie considérée. Cette voisine aurait une contribution faible sur la présence d'absorption puisqu'elle serait loin de la ligne de visée. Néanmoins, nous faisons remarquer que la notion de galaxie "isolée" que nous utilisons est impropre pour cette raison. Pour être plus exact, il faudrait en fait parler de galaxies seules dans un cylindre centré sur la ligne de visée.

**Évolution en redshift du rayon d'isolement** Le fait que le diamètre du cylindre évolue avec le redshift est un choix basé sur l'idée que les halos de gaz suivent l'évolution du rayon de viriel. Nos résultats suggèrent que ça n'est pas le cas, en particulier à bas redshift. Notre critère d'isolement est donc trop conservateur et pourrait être assoupli en prenant une distance fixe, ce qui permettrait d'augmenter la statistique de notre échantillon. Nous avons répété les principales analyses en utilisant une distance fixe de 125 kpc et nous ne constatons pas de différence significative dans les résultats.

**Cas des "petits" groupes** Dans cette thèse nous avons analysé les halos de gaz dans deux environnements bien distincts : les groupes de galaxies et les galaxies isolées. Ce choix a été motivé par des raisons pratiques : les galaxies isolées ont l'avantage de pouvoir être associées de façon non ambiguë aux absorptions ce qui permet de mesurer de façon plus fiable les profils de gaz et la fraction de couverture. Les groupes de plus de 4 galaxies ayant  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ , eux, permettent d'étudier le gaz dans des halos plus massifs dans lesquels les processus physiques sont différents. Néanmoins, comme cela est visible sur la figure 2.5 dans le chapitre 2, une partie importante des absorptions ont lieu dans des petits ensembles de galaxies comptant 2,3,4 membres, dont certains sont de faibles masses. Ces petits ensembles ne sont pas à proprement parler des "groupes", mais constituent cependant des environnement différents, à mi-chemin entre la galaxie isolée et le groupe.

Ils sont particulièrement difficiles à étudier car le gaz est difficile à attribuer à un membre. Il est également difficile de définir un centre, donc un paramètre d'impact. Ces petits ensembles n'ont pas été abordés dans cette thèse et représentent une extension possible des analyses présentées ici.

**Autres limitations.** Dans cette thèse nous avons tenté d'établir des liens entre certaines propriétés des galaxies et les profils de gaz. Nous avons vu que l'évolution en redshift semble faible pour les galaxies isolées. Il aurait été intéressant d'étudier cette évolution pour les groupes. Nous n'avons pas pu analyser cette évolution faute d'un échantillon suffisamment conséquent (d'autant plus que les groupes présentent des caractéristiques assez hétérogènes qui n'aurait pas permis de conclure sur l'évolution en redshift). Cette question nécessiterait donc d'être abordée dans de futures recherches. Nous avons également vu que, malgré des efforts récents, les comparaisons avec les simulations sont difficiles. Il semble que les profils de gaz observés s'étendent plus loin que les profils simulés. Mais les conclusions sont difficiles à tirer car les gammes de redshifts et de masses étudiées sont souvent différentes.

### 6.3 Conclusions

Dans cette thèse, je me suis intéressé à la phase tiède ( $T \sim 10^4$  K) du CGM tracée par les absorptions Mg II. Pour ce faire, je me suis servi des données du relevé MEGAFLOW basé sur l'observation de 22 champs de quasars avec les instruments MUSE (pour la détection des galaxies d'avant-plan) et UVES (pour la détection des absorptions Mg II dans les spectres des quasars d'arrière-plan). J'ai étudié en particulier la phase tiède autour des galaxies isolées (chapitre 3) et des groupes de galaxies (chapitre 4) en les sélectionnant "à l'aveugle" dans les données MUSE de MEGAFLOW. Parmi les 66 galaxies isolées avec une masse stellaire  $M_\star > 10^9 M_\odot$  que j'ai identifié, 33 sont associées à des absorptions qui sont à un paramètre d'impact inférieur à  $\approx 100$  kpc. Parmi l'échantillon des groupes qui ont une masse médiane de  $M_h = 10^{12.2} M_\odot$  (figure 4.4), la grande majorité d'entre eux (20/22) présentent une absorption supérieure à notre limite de détection  $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$ .<sup>4</sup> Pour ces galaxies isolées et ces groupes, j'ai mesuré le profil de densité via la relation  $W_r^{2796} - b$  et mesuré la fraction de couverture en me basant sur la présence (ou l'absence) d'absorption dans un intervalle de  $\Delta v \pm 500$  km/s et  $\Delta v \pm 1000$  km/s respectivement. Dans le chapitre 5, j'ai exploré des possibles liens entre les propriétés de la phase tiède et celles des halos de matière noire. Pour les galaxies isolées, j'ai estimé les propriétés de ces halos ( $M_{\text{vir}}$ ,  $R_{\text{vir}}$ , et  $r_s$ ) à partir de la cinématique en décomposant les courbes de rotation. Pour les groupes, j'ai estimé les masses de halos en me basant sur la dispersion des vitesses des membres. Enfin, dans le chapitre 6, j'ai discuté les implications de mes résultats.

Voici les principales conclusions que j'ai pu obtenir de mes analyses sur l'échantillon de 66 galaxies isolées à  $0.4 < z < 1.5$  et de masse  $M_\star > 10^9 M_\odot$  défini dans le chapitre 3 :

1. Les galaxies isolées suivent la séquence principale (figure 6.1) et seulement 2 sont passives (sSFR  $< 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$ ).
2. Le profil du gaz  $W_r^{2796}(b)$  peut être tracé jusqu'à  $\approx 100$  kpc (correspondant à la limite de détection  $W_r^{2796} \sim 0.1 \text{ \AA}$ ) et montre une décroissance exponentielle,  $W_r^{2796} \propto \exp\{-b/k\}$  avec

---

4. Du point de vue des absorptions, parmi les 85 absorptions à  $0.35 < z < 1.5$  ayant  $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$  et au moins une galaxie dans un rayon de  $b \lesssim 100$  kpc, une trentaine sont associées à des galaxies relativement isolées, une vingtaine à des groupes de galaxies et le reste à des petits ensembles de galaxies (2, ou 3) produits par la corrélation naturelle des galaxies entre elles.

$k \approx 50$  kpc (figure 3.17).

3. Le paramètre d'impact  $b_{50}$  où la fraction de couverture atteint 50% permet de définir l'étendue de la phase tiède tracée par Mg II.  $b_{50}$  dépend fortement de la limite de détection. Pour les galaxies isolées,  $b_{50}$  vaut respectivement  $\approx 65, 50, 30$  kpc pour 0.1, 0.5, 1.0 Å (figure 3.17).
4. Le profil  $W_r^{2796}(b)$  dépend de l'angle d'azimut ( $\phi$ ). Il est plus étendu le long du petit axe (figure 3.22) tout comme la fraction de couverture (figure 3.22). cela indique l'importance des vents galactiques sur le CGM tiède.
5. L'étendue des halos de gaz est également corrélée avec la masse stellaire (figure 3.18) et avec le SFR (figure 3.20).
6. L'étendue des halos de gaz tiède évolue peu avec le redshift  $b_{50} \propto (1+z)^{0.7 \pm 0.7}$ , et ne grossirait donc pas comme les halos de matière noire  $R_{\text{vir}} \propto H(z)^{-2/3} \propto (1+z)^{-1.0}$  (figure 3.20).
7. Le profil  $W_r^{2796}-b$  traduit en profil de densité de colonne d'hydrogène neutre (Lan & Fukugita, 2017) suit approximativement un profil isotherme  $\propto 1/r^2$  (figure 5.7) et nous estimons une masse de H I dans la phase tiède de  $\approx 2 \times 10^9 M_\odot$  (figure 5.7).
8. La forme du profil d'hydrogène neutre tracé par Mg II semble similaire à celle d'un profil de matière noire pour un halo de la masse médiane de notre échantillon (figure 5.6).
9. Les simulations (cosmologiques ou de galaxies individuelles) sous-estiment les profils d'absorptions ou de densités de colonnes (Mg II et H I) par rapport à nos observations, surtout dans la partie externe du CGM (figures 6.3, 6.4, 6.5, 6.6).
10. Enfin le profil  $W_r^{2796}(b)$  semblerait être plutôt contrôlé par la partie interne des halos de matière noire, notamment à travers le rayon d'échelle  $r_s$  (figure 5.8).

Les résultats du chapitre 3 sur les galaxies isolées sont présentés dans Cherrey et al. (2024b), article soumis qui est joint dans l'annexe A.2.

Concernant les 22 groupes (de plus de 4 galaxies) définis dans le chapitre chapitre 4, voici les principales conclusions que j'ai pu obtenir de mes analyses :

1. Le profil  $W_r^{2796}-b$  peut être décrit par une exponentielle  $W_r^{2796} \propto \exp\{-(b_{\text{center}}/k)\}$  avec  $k \simeq 250$  kpc, c'est-à-dire cinq fois plus grand que pour les galaxies isolées du chapitre 3.
2. Le profil  $W_r^{2796}-b$  normalisé ( $b_{\text{center}}/R_{\text{vir}}$ ) montre une plus faible dispersion (figure 4.7) avec du Mg II pouvant être détecté jusqu'à  $\approx 2 \times R_{\text{vir}}$ .
3. La fraction de couverture  $f_c$  de Mg II dans les groupes indique que le rayon  $b_{50}$  où  $f_c = 0.5$  est  $> 250$  kpc, soit plus de quatre fois plus que pour les galaxies isolées, même pour des masses de halos similaires (figure 4.7, 4.8).
4. Le profil de densité de colonne d'hydrogène neutre dérivé à partir de  $W_r^{2796}$  semble s'étendre plus loin que le profil de matière noire et présenter une forme plus aplatie, notamment dans la partie interne (figure 5.5).

Les résultats du chapitre 4 sont présentés dans Cherrey et al. (2024a), article qui est joint dans l'annexe A.3.

## 6.4 Perspectives

**Perspectives pour les simulations** Nous pensons que nos résultats ont un intérêt notamment pour affiner les simulations et les modèles analytiques. Obtenir des modèles de CGM réalistes est

en effet une étape importante pour nous assurer de notre bonne compréhension des mécanismes gouvernant l'évolution des galaxies. Dans la discussion ci-dessus, nous avons mentionné plusieurs travaux qui testent le rôle des rayons cosmiques, des champs magnétiques ou bien des mécanismes de feedback. Nos résultats permettront peut être à certaines simulations d'affiner leurs modèles des processus physiques à l'oeuvre. En particulier il serait intéressant d'estimer l'évolution des profils de gaz neutre avec le redshift pour tester l'hypothèse de halos de gaz qui suivent l'évolution du SFR cosmique. Il serait également instructif de combiner, sur des simulations, des analyses sur le CGM et sur la matière noire pour mieux comprendre leurs rétroactions mutuelles. Des travaux comme ceux de [Diemer \(2018\)](#) tentent de définir finement les frontières des halos de matière noire (notamment avec le *splashback radius*) en dépassant le modèle simple du top hat. En nous inspirant de ça, il serait intéressant de tester si le découplage entre CGM et matière noire est effectivement lié à notre définition des halos ou bien s'il est réel. Enfin, nos résultats obtenus avec GalPaK<sup>3D</sup> sur la question des coeurs/cusp nous interrogent sur les types de profils que l'on peut trouver dans des simulations cosmologiques telles que TNG par exemple. Il aurait été intéressant de regarder la proportion de coeurs dans cette simulation et de la confronter à la présence de vents galactiques ou de phénomènes d'accrétion.

**Construction d'échantillons d'observation** Notre travail pose aussi des questions sur les données d'observation nécessaires à l'amélioration de notre compréhension du CGM. Comme mentionné dans l'introduction, MEGAFLOW fait partie des plus grands échantillons d'absorbants Mg II disponibles. Sa force réside dans la double détection des galaxies (à la fois à partir de leurs continuum mais aussi de leurs raies d'émissions). Le fait d'avoir identifié à l'aveugle les galaxies permet d'obtenir des résultats non biaisés (contrairement aux études "absorption centric"). Cependant construire un tel échantillon est très coûteux en temps. De nombreux algorithmes doivent être utilisés ainsi que de l'inspection visuelle. L'identification des raies et la recherche de solutions en redshift est en effet compliqué actuellement. La taille de MEGAFLOW semble être en quelque sorte une taille limite pour ce genre d'analyse. Néanmoins même avec MEGAFLOW, après sélection d'un échantillon (par exemple dans une certaine gamme de redshift avec une inclinaison suffisante et une orientation bien déterminée) il reste juste assez de galaxies pour étudier le rôle de certaines propriétés physiques (présence de vents, présence de coeurs par exemple). En effet, conclure sur un effet physique nécessite d'étudier une population relativement homogène par ailleurs. Or les galaxies sont des objets complexes, décrits par de nombreuses caractéristiques physiques. Pour avancer dans l'étude du CGM il est donc nécessaire de construire des échantillons de plus en plus grands, mais ceux-ci sont de plus en plus longs à établir. Dans ce contexte le *machine learning* est particulièrement prometteur. Des travaux préliminaires menés au CRAL ont pour but de pouvoir identifier des galaxies de façon automatique dans des cubes de données à partir de leurs raies d'émission et d'estimer leurs redshifts. De telles avancées permettront de construire des relevés de tailles importantes à partir des données des futurs instruments.

**Futurs instruments** Parmi les nouveaux/futurs instruments permettant l'étude de l'évolution des galaxies et du CGM, le JWST est l'un de ceux qui a fait beaucoup parlé de lui depuis son lancement en 2023. Il a déjà fourni des données de grand intérêt, notamment à très haut redshift avec la découverte de galaxies qui ont questionné la validité du modèle  $\Lambda$ CDM. Son spectrographe multi-objet/IFU NIRSPEC qui couvre l'infrarouge permet d'étudier les galaxies à grand redshift afin d'étudier le début de leur histoire. Sur le télescope VISTA, l'instrument 4-MOST avec ses  $\approx 2400$  fibres optiques sur un champ de vue de  $4.1 \text{ deg}^2$  permettra d'obtenir plus de 20 millions de

spectres de galaxies en 5 ans. Ces spectres permettront d'étudier les grandes structures mais aussi le CGM en absorption grâce à des lignes de visées de quasars (ou de galaxies) ou directement *down the barrel*. De telles quantités de données nécessiteront l'utilisation d'algorithmes automatisés pour la construction de catalogues. Nous pouvons également mentionner l'arrivée dans quelques années de l'Extremely Large Telescope (ELT) situé au Chili et doté d'un miroir primaire de 39 mètres de diamètre. L'IFU HARMONI, monté sur ce télescope, permettra par exemple d'observer dans l'infrarouge proche avec une résolution angulaire de l'ordre de la dizaine de milli arcsecondes (selon le réglage de l'instrument), soit  $\approx 10$  fois la résolution de MUSE. Enfin des projets de plus long terme, comme le WST permettront d'utiliser de façon complémentaire IFU et MOS afin d'étudier les relations entre les galaxies, leurs CGM et les grandes structures de l'univers.



# Annexe A

## Annexes

### A.1 Émission [O II] diffuse

L'émission diffuse de la raie de [O II] est parfois observée dans des environnements dense tels que les groupes ou le voisinage de quasars (Epinat et al., 2018; Dutta et al., 2023). Nous présentons sur la figure A.1 les cartes d'émission [O II] au voisinage des 25 groupes présentés au chapitre 4. L'émission [O II] est présentée soustraite du continuum (dont la valeur est estimé en moyennant le spectre sur 50 bins spectraux à droite et à gauche de la raie). L'émission [O II] est moyennée sur  $\pm 500$  km/s autour du redshift du centre du groupe. De l'émission diffuse est visible pour certains groupes tels que le groupe 2 ou 6. Le groupe 2 est le seul situé au redshift du quasar du champ ( $z = 0.938$ ).

### A.2 Article sur les galaxies isolées

Les analyses présentées au chapitre 3 sur les galaxies isolées ont fait l'objet d'un article qui a été soumis en Mai 2024, que nous reproduisons ici.



# MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) XII. Cool gas traced by Mg II around isolated galaxies

Maxime Cherrey<sup>1</sup>, Nicolas F. Bouché<sup>1</sup>, Johannes Zabl<sup>1,2</sup>, Ilane Schroetter<sup>3</sup>, Martin Wendt<sup>4</sup>, Ivanna Langan<sup>5</sup>, Joop Schaye<sup>6</sup>, Lutz Wisotzki<sup>7</sup>, Yucheng Guo<sup>1</sup>, Ismael Pessa<sup>7</sup>.

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

e-mail: maxime.cherrey@univ-lyon1.fr

<sup>2</sup> Institute for Computational Astrophysics and Department of Astronomy & Physics, Saint Mary's University, 923 Robie Street, Halifax, Nova Scotia, B3H 3C3, Canada

<sup>3</sup> Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), Université de Toulouse, CNRS, UPS, F-31400 Toulouse, France

<sup>4</sup> Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Str. 24/25, 14476 Potsdam, Germany

<sup>5</sup> European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748, Garching, Germany

<sup>6</sup> Leiden Observatory, Leiden University, P.O.Box 9513, NL-2300 AA Leiden, The Netherlands

<sup>7</sup> Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany

Received xxxx; accepted xxxx

## ABSTRACT

### Context.

**Aims.** The circumgalactic medium (CGM) is a key component to understand the physical processes governing the flows of gas around galaxies. Quantifying its evolution and its dependence on galaxy properties is particularly important for our understanding of accretion and feedback mechanisms.

**Methods.** Using Mg II  $\lambda\lambda 2796, 2803$  absorptions in background quasars, we aim to quantify how the cool halo gas profile depends on galaxy properties (such as star-formation rate (SFR), stellar mass ( $M_*$ ) or orientation) and how these dependencies evolve with redshift.

**Results.** We select a stellar mass complete sample of 66 *isolated* star-forming galaxies (SFGs) at  $0.4 < z < 1.5$  with  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  from the MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) survey. We investigate the relation between Mg II absorption rest equivalent width ( $W_r^{2796}$ ) and impact parameter and measure the Mg II covering fraction as a function of  $z$ , SFR and azimuthal angle relative to the line of sight.

**Conclusions.** We find that Mg II absorption is ubiquitous for isolated galaxies: all galaxies with an impact parameter below 55 kpc have associated Mg II absorption with  $W_r^{2796} > 0.3 \text{ \AA}$ . We show that the 50% covering fraction radius  $b_{50}$  depends strongly on the detection limit, and is weakly correlated with SFR and  $M_*$ . The covering fraction is higher along the minor axis than along the major axis. Finally, our observations show a decreasing trend of the extent of the cool halo gas with cosmic time, contrary to the expected growth of DM halos, indicating a fast responding CGM that follows the overall decrease of the star formation activity.

**Key words.** galaxy evolution – galaxy formation – intergalactic medium – quasars absorption lines

## 1. Introduction

The Circum-Galactic Medium (CGM) is a crucial element in understanding the formation and evolution of galaxies as it constitutes an important reservoir of baryonic matter. It is a complex multi-phase medium governed by multiple physical processes (Faucher-Giguère & Oh 2023). Observations of the diffuse gas in emission is challenging and require to focus on resonant lines such as Ly $\alpha$  (e.g. Wisotzki et al. 2018) and/or to use stacking techniques and deep observations (e.g. Zhang et al. 2016; Guo et al. 2023). Consequently, the CGM is often studied in absorption by searching for specific lines in bright background sources such as quasars. In particular, the Mg II absorption doublet  $\lambda\lambda 2796, 2803$  is known to be a good tracer of H I because of its low ionization potential. It is used to study the cool phase at  $\approx 10^4 \text{ K}$  (J. Bergeron & G. Stasinska 1986; Bergeron & Boissé 1991). Theory and observations seem to indicate that this phase is clumpy, with a volume filling factor  $\lesssim 1\%$  and sub-kpc clouds (Ménard & Chelouche 2009; Lan & Fukugita 2017; Faerman &

Werk 2023; Hummels et al. 2023; Afruni et al. 2023). The Mg II doublet has the advantage to be accessible in the optical from ground-based telescopes at intermediate redshifts  $0.3 \lesssim z \lesssim 1.8$ , where the cosmic star formation is at its peak.

Several studies have shown how Mg II absorption equivalent width decreases as a function of the impact parameter  $b$  to the line of sight (Steidel 1995; Bordoloi et al. 2011; Kacprzak et al. 2013; Nielsen et al. 2013a; Rubin et al. 2014; Schroetter et al. 2019; Lan 2020; Dutta et al. 2020, 2021; Huang et al. 2021; Lundgren et al. 2021). The Mg II- $b$  anti-correlation extends to  $\approx 50$  to 150 kpc, with a large amount of scatter. This scatter can be explained first, by the natural variations among the galaxy populations, and second, by the orientation and inclination of the galaxy relative to the line of sight, as outflows are preferentially ejected perpendicular to the galactic plane and accretion is more likely to happen in the galactic plane (Chen et al. 2010; Kacprzak et al. 2012; Ho et al. 2017; Ho et al. 2019; Zabl et al.

2019; Schroetter et al. 2019; Péroux et al. 2020; Beckett et al. 2021; Nateghi et al. 2023a,b; Das et al. 2024).

An additional source of scatter can also be the presence of neighbours close to the line of sight due to the natural spatial correlation of galaxies. Indeed, in quasar absorption studies multiple galaxies are often detected at the absorption redshift within impact parameters of 100 kpc, making the galaxy/absorption pairing difficult. The solution is often to assume that the absorption is caused by the closest or the brightest galaxy. This approach is convenient but may be inaccurate. In addition, some neighbours may remain undetected due to completeness issues or finite field of view. The presence of neighbours (detected or undetected) is problematic if we aim to measure the cool CGM profile because the "superposed" contributions (Bordoloi et al. 2011; Nielsen et al. 2018) from individual galaxies increase the absorption strength.

In order to avoid this source of confusion we select from the MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) survey (presented in section 2) a mass complete sample of isolated galaxies (defined in section 3), for which we determine the morphology and kinematics using the forward Bayesian modelling algorithm GalPaK<sup>3D</sup> (section 4). We quantify in details the cool gas profile and the Mg II covering fraction for this sample, and investigate how they are impacted by galaxy properties (section 5).

Throughout, we use a standard flat  $\Lambda$ CDM cosmology with  $H_0 = 69.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_M = 0.29$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.71$  (see Hinshaw et al. 2013), and distances are all given in proper kpc.

## 2. Data: the MEGAFLOW survey

The MEGAFLOW sample is based on the combination of Integral Field Unit (IFU) data from the Very Large Telescope (VLT) Multi Unit Spectrograph Explorer (MUSE, Bacon et al. 2010) and Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph (UVES, Dekker et al. 2000) observations of 22 quasar fields. MUSE provides spectral cubes from which galaxies can be detected either from their continuum or from their emission lines (even without continuum) over a large field of view  $1 \times 1 \text{ arcmin}^2$ . The galaxy sample is 50% complete down to  $r \approx 25.2 \text{ m}_{\text{AB}}$  ( $26 \text{ m}_{\text{AB}}$ ) for continuum detected galaxies in the shallow (deep) fields, and  $\approx 3.7 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  ( $7 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) for galaxies detected from their [O II] emission (Bouché et al. in prep.).

While the survey is designed around 79 strong Mg II absorption systems (rest-frame equivalent width  $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ ) selected from the SDSS catalog of Zhu & Ménard (2013), additional Mg II absorptions have been identified in high resolution UVES spectra down to  $\approx 0.05 \text{ \AA}$  ( $3\sigma$ ) (see Bouché et al. in prep.).

In this work, we use the version of the MEGAFLOW catalog (v2.0 beta) from Bouché et al in prep. In total 2460 galaxies (mainly star-forming) have been identified in the MUSE fields (of which 1208 are located in the foreground of the quasars) and 127 Mg II absorbers have been identified in the UVES spectra. Most of these (120) have a redshift  $0.3 < z < 1.5$  for which the [O II] doublet falls in the MUSE range. For more details about the MEGAFLOW survey see Schroetter et al. (2019); Zabl et al. (2019).

## 3. Galaxy sample

In the present work, we quantify the Mg II profile around galaxies and measure its dependence with several galaxy properties such as SFR,  $z$  and orientation. For that, we want to be sure that our absorption/galaxy pairing is unambiguous and therefore focus on

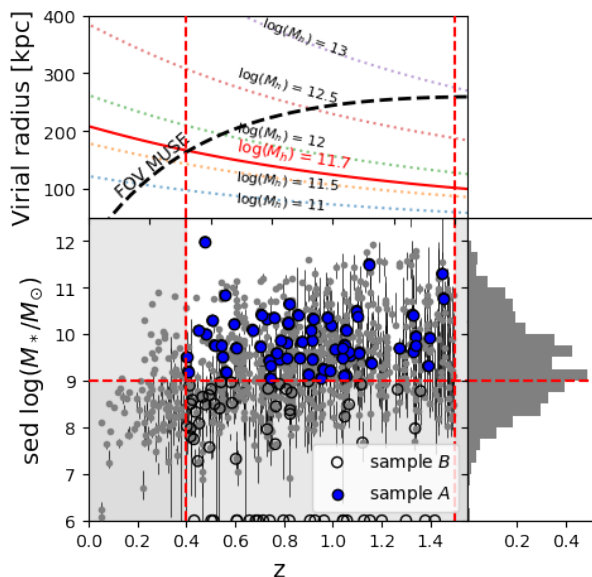
isolated galaxies with a redshift difference relative to the QSO corresponding to a velocity difference  $\Delta v_{\text{QSO}} \geq 1000 \text{ km s}^{-1}$ . Isolated galaxies can be unambiguously associated with absorption (if present) and are unlikely to have experienced a major interaction in their recent history. We describe below the selection of our sample and the criteria we use to define "isolated" galaxies.

First we select galaxies in  $0.4 < z < 1.5$ . In this redshift range Mg II absorptions can be detected with UVES and galaxies can be detected from [O II] with MUSE. We only keep galaxies with a redshift confidence  $Z\text{CONF} > 2$  (see the survey paper Bouché et al. 2024 for details about the ZCONF score). Among this redshift range we select a volume-limited sample, reasonably complete in stellar mass, with  $\log(M_\star/M_\odot) > 9$  (for details about the stellar mass estimation see section 4). Then in order to select isolated galaxies we define a maximum projected distance  $r_{\text{max}}$  around the quasar LOS in which we require the galaxies to be alone in a  $\pm 500 \text{ km s}^{-1}$  redshift range. Instead of arbitrary distance such as 100 kpc or 150 kpc, here we adopt a more physical approach in order to take into account the evolution of halo size with redshift. For that we choose  $r_{\text{max}}$  to be the virial radius of a dark matter halo. Figure 1 (top panel) shows the redshift evolution of the virial radius for different halo masses. For the median stellar mass ( $\log(M_\star/M_\odot) = 9.8$ ) of our sample, the corresponding halo mass is  $\log(M_h) = 11.7$  using the  $z \approx 1$  stellar-to-halo mass relation from Behroozi et al. (2019), such that  $r_{\text{max}}$  is 105 kpc at  $z = 1.5$  and  $\approx 165 \text{ kpc}$  at  $z = 0.4$  shown as the red line in Fig. 1(top). This figure also shows that  $r_{\text{max}}$  is inside the FOV at all redshifts. This isolation distance defines a cylinder, never cropped by the FOV and centered on the LOS in which we require that there is a single galaxy. However, this does not mean that there is no neighbour around that galaxy outside the isolation distance (a neighbour could be present outside of the FOV for instance). In addition, as shown in Cherrey et al. (2024), Mg II absorption around groups could extend much further than around field galaxies. For that reason, we do not consider cases when there are 5 or more galaxies in the field of view ( $N_{\text{FOV}} \geq 5$ ) within a  $\pm 500 \text{ km s}^{-1}$  redshift range, (even if one of them is isolated as defined above). Finally, as we aim at studying Mg II absorption, we remove cases of galaxies having a redshift at which there is no or bad UVES coverage for the Mg II doublet.

Hereafter we define sample *A* to be the volume-limited sample of isolated galaxies with  $\log(M_\star/M_\odot) > 9$  at  $0.4 < z < 1.5$ . In addition to this sample, we also define a second sample with the same criteria except that we do not apply the cut on stellar mass  $\log(M_\star/M_\odot) > 9$ . Hereafter we define this sample as sample *B*. This sample is incomplete at  $z \gtrsim 1$  but maybe useful to gain some understanding on how relations evolve at low mass. In other words, sample *A* is a stellar mass complete subset of sample *B*. We summarize below the selection criteria that we apply successively on the MEGAFLOW catalog to form these two samples of isolated galaxies:

- $0.4 < z < 1.5$  (1124 gals)
- and  $Z\text{CONF} \geq 2$  (960 gals)
- and  $z_{\text{gal}} < z_{\text{QSO}}$  with  $\Delta v_{\text{QSO}} \geq 1000 \text{ km s}^{-1}$  (905 gals)
- and  $N_{\text{FOV}} < 5$  to avoid groups
- and alone within  $R_{\text{vir}}(M_h, z)$  (144 galaxies)
- and good UVES coverage (128 galaxies = *sample B*)
- and  $\log(M_\star/M_\odot) > 9$  (66 galaxies = *sample A*)

With these criteria, the main sample *A* is made of 66 isolated galaxies, with a median mass of  $\log(M_\star/M_\odot) = 9.8$  and



**Fig. 1.** **Top:** Evolution of the virial radius with redshift for different halo masses compared to the evolution of the size of the MUSE field of view. The full red line represents the virial radius for the median halo mass of our sample (that we choose as our isolation radius). The vertical dashed lines indicate our redshift selection ( $0.4 < z < 1.5$ ) for which the isolation radius is contained within the MUSE field of view. **Bottom:** distribution of the stellar masses for MEGAFLOW galaxies at  $z < 1.5$ . We consider the MEGAFLOW survey reasonably complete for  $0.4 < z < 1.5$  down to  $\log(M_*/M_\odot) = 9$  (represented by the horizontal dashed line). Sample A and sample B of isolated galaxies are represented by blue dots and open circles respectively.

a median redshift of  $z = 0.91$ . The full isolated sample B is composed of 128 isolated galaxies with a median mass of  $\log(M_*/M_\odot) = 9.1$  and a median redshift of  $z = 0.81$ .

## 4. Galaxy properties

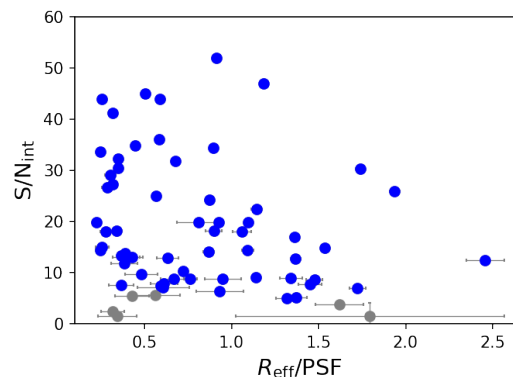
### 4.1. Stellar masses

For the foreground galaxies having a magnitude  $r < 26$  mag, we estimate the stellar masses using the Spectral Energy Distribution (SED) fitting code CONECTO (For details see Zabl et al. 2016, Bouché et al. in prep.). It combines stellar continuum emission from the BC03 model (Bruzual & Charlot 2003) with nebular emission using the method of Schaerer & de Barros (2009), under the assumption of a Chabrier (2003) IMF and a Calzetti et al. (2000) extinction law. The bottom panel of Figure 1 shows the stellar mass as a function of redshift for the foreground galaxies at  $z < 1.5$  in the MEGAFLOW data. The MEGAFLOW survey is reasonably complete down to  $\log(M_*/M_\odot) \approx 9$  in the range  $0.4 < z < 1.5$ .

### 4.2. Star Formation Rate

We use the dust-corrected relation from Gilbank et al. (2010) to estimate the Star Formation Rate (SFR) of the galaxies. This relation is based on the [O II] flux and the estimated stellar mass:

$$SFR = \frac{L([\text{O II}]_{\text{obs}})/3.8 \times 10^{40} \text{erg/s}}{a \tanh[(x - b)/c] + d}, \quad (1)$$



**Fig. 2.** Integrated S/N from *pyplatefit* versus effective radius divided by PSF FWHM for the 66 isolated galaxies of sample A. Galaxies for which GalPaK<sup>3D</sup> fits seem reliable are represented by blue dots. Galaxies with bad fits are represented by grey dots. Galaxies with bad GalPaK<sup>3D</sup> fits tend to have a low integrated S/N.

with  $a = -1.424$ ,  $b = 9.827$ ,  $c = 0.572$ ,  $d = 1.70$  and  $x = \log(M_*/M_\odot)$ .

### 4.3. GalpaK Mass Modeling results

In order to derive the galaxies' morphological and kinematic properties we use the GalPaK<sup>3D</sup> algorithm (Bouché et al. 2015). GalPaK<sup>3D</sup> is a Bayesian code that fits a parametric disk model directly to the observed 3D data  $(x, y, \lambda)$ . The disk model assumes an analytic form for the rotation curve  $v(r)$ , in our case we use the *Universal Rotation Curve* (URC) from Salucci & Persic (1997). For that reason we denote hereafter the GalPaK<sup>3D</sup> fits as URC fits. GalPaK<sup>3D</sup> then convolves the disk model with the instrument Point Spread Function (PSF) and Line Spread Function (LSF) such that it yields the intrinsic parameters of the galaxy. The derived parameters of the disk model are position, inclination, azimuthal angle, effective radius, maximum circular velocity, thermal velocity dispersion, total flux, Sérsic index, [O II] line ratio, turnover radius of the rotation curve and shape parameter of the rotation curve. The advantage of a 3D fit is that it takes into account all the information present in the data, even if the signal to noise ratio (S/N) is low for each individual spaxel.

In this work, we focus on isolated galaxies for which the emission S/N is sufficient to obtain a robust morphology and kinematic model with GalPaK<sup>3D</sup>. We first run GalPaK<sup>3D</sup> on all the 66 isolated galaxies of sample A (as defined in section 3). For most of them (63) we use the [O II] doublet as it is the brightest emission line. We use the [O III]  $\lambda 5007$  and  $H\beta$  emission lines for respectively two and one galaxies, for which [O II] is fainter. After detailed case-by-case visual inspection of the GalPaK<sup>3D</sup> fits and comparison with velocity maps produced with CAMEL (Epinat et al. 2009, 2012), we find that the morphology and kinematics have been convincingly determined for 60 out of our 66 isolated galaxies. For the remaining 6 galaxies, the emission S/N is too low ( $\leq 4$ ) to obtain a robust determination of the morphology and kinematics.

Among the 60 galaxies for which the morphological and kinematic parameters have been determined with GalPaK<sup>3D</sup>, 5 galaxies are dispersion dominated as their circular velocity to velocity dispersion ratio at twice the effective radius,  $v/\sigma(2R_{1/2})$ , is below 1. Finally, out of the 55 rotation dominated galaxies, 46 have an inclination angle  $i > 30$  which is sufficient to accurately

estimate the azimuthal angle  $\alpha$  between the major axis and the LOS (see Figure A.1). Note that the distribution of inclinations for the 55 isolated rotation-dominated galaxies follows the expected  $\sin i$  relation (a KS-test gives a p-value of 0.25) and that the distribution of azimuthal angles  $\alpha$  for the 46 galaxies with a sufficient inclination is consistent with a flat distribution (a KS-test gives a p-value of 0.56). These distributions are shown in Fig. A.2.

## 5. Properties of gaseous halos

Now that we have selected a sample of isolated galaxies, we study their cool gas profile by looking at Mg II absorption in the quasar sight-lines. In particular, we quantify the Mg II rest-frame equivalent width and the covering fraction as a function of the impact parameter in sections 5.1 and 5.2 respectively. We then investigate how the Mg II profile depends on redshift and SFR in section 5.3 and on orientation and inclination in section 5.4.

### 5.1. The rest-frame equivalent width – impact parameter relation ( $W_r^{2796} - b$ )

We want to establish how the Mg II absorption strength varies as a function of the impact parameter. Hereafter, we consider that a galaxy is associated with a Mg II absorption system if the velocity difference between the two is  $\leq 500 \text{ km s}^{-1}$  even though 90% of the velocity differences are  $\leq 200$  (100)  $\text{km s}^{-1}$  at impact parameters  $b < 100$  (50) kpc as discussed in Bouché et al. in prep.

The left panel of Fig. 3 shows  $W_r^{2796}$  as a function of the impact parameter  $b$  for sample A. Below 50 kpc, all  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  isolated galaxies (21) are associated with Mg II absorption having  $W_r^{2796} > 0.1 \text{ \AA}$ . Between 50 and 100 kpc, there is a mix of galaxies with and without absorption above this  $W_r^{2796}$  value. Above 100 kpc, the vast majority of galaxies are not associated with absorption above our detection limit and the few cases of detected Mg II absorption have  $W_r^{2796} < 0.2 \text{ \AA}$ .

To model the relation between absorption equivalent width and impact parameter, we perform a fit similar to that proposed by Chen et al. (2010) and Dutta et al. (2020), assuming a log-linear relation of the form:

$$\log W_r^{2796}(b) = a_0 + a_1 \times b, \quad (2)$$

where  $b$  is the impact parameter. We fit by maximizing the following likelihood:

$$\mathcal{L}(W) = \left[ \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[ \frac{W_i - W(b_i)}{\sigma_i} \right]^2 \right) \right] \times \left[ \prod_{i=1}^m \int_{-\infty}^{W_i} \frac{dW'}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[ \frac{W' - W(b_i)}{\sigma_i} \right]^2 \right) \right], \quad (3)$$

where  $W_i \equiv \log W_{r,i}^{2796}$ . The first product corresponds to the likelihood of the  $n$  points that have detected Mg II absorption and the second products corresponds to the likelihood of the  $m$  points that do not have Mg II absorption detected but only an upper limit on  $W_i$ .

$\sigma_i$  is computed consistently with the definition of  $W_i$ . It is composed of our measurement uncertainty  $\sigma_{m_i}$  and an intrinsic physical scatter  $\sigma_c$  added in quadrature:

$$\sigma_i^2 = \left( \frac{\sigma_{m_i}}{\ln(10)W_{r,i}^{2796}} \right)^2 + \sigma_c^2. \quad (4)$$

The intrinsic scatter  $\sigma_c$  is added as a free parameter and fitted simultaneously. We perform this fit for the volume-limited sample A. The result is presented in Table 1 and shown in Figure 3 along with similar fits from Nielsen et al. (2013a); Dutta et al. (2021); Huang et al. (2021). Our result is mostly consistent with the fit from Nielsen et al. (2013a) obtained for a sample of 182 isolated galaxies at  $0.07 < z < 1.12$ . They define an isolated galaxy as a galaxy that has no neighbour within 100 projected kpc and  $\pm 500 \text{ km s}^{-1}$ , which is compatible with our definition in many cases. They also probe a similar impact parameter range. The result from Dutta et al. (2021) using the MAGG (Lofthouse et al. 2020; Dutta et al. 2020; Fossati et al. 2021) and QSAGE (Bielby et al. 2019; Stott et al. 2020) samples differs significantly from what we obtain. This could be due to the fact that their galaxies are not isolated (when multiple galaxies are present they consider the one closest to the line of sight), that could explain their higher equivalent width at high  $b$  values. Their sample is also probing a different impact parameter range, with very few cases at small  $b$  (below 50 kpc), which could explain the discrepancy at these distances. They do not apply any selection on stellar mass, so their sample have a lower median mass ( $\log(M_*/M_\odot) = 9.3$ ) than our ( $\log(M_*/M_\odot) = 9.8$ ). The result from Huang et al. (2021), based on 211 isolated galaxies from SDSS, is broadly consistent with our result even though the fitting function do not have the same form, their redshift range is lower ( $z < 0.5$ ) and their isolation criterion is different with no neighbour within 500 projected kpc and  $\pm 1000 \text{ km s}^{-1}$ .

### 5.2. Covering fraction

We now turn to compute the Mg II covering fraction  $f_c$ . The covering fraction is defined as the probability  $P$  to detect a Mg II absorption above a  $W_r^{2796}$  threshold, at a given projected distance from a galaxy and within a redshift range  $\Delta v$ . Given that there are only two possible outcomes (above some threshold there is an absorption ( $Y = 1$ ) or not ( $Y = 0$ )), several methods exist to estimate the covering fraction (e.g. Wilde et al. 2021; Schroetter et al. 2021; Huang et al. 2021). The most popular method relies on counting the outcomes  $Y$  in bins of  $b$  (e.g. Nielsen et al. 2013b). Here, we compute the differential covering fraction following the method described in Schroetter et al. (2021) and Cherrey et al. (2024), which has the advantage that it does not require any binning. Briefly, it consists in a Bayesian logistic regression where the covering fraction follows the logistic form:

$$P(Y = 1) \equiv L(t) = \frac{1}{1 + \exp(-t)}, \quad (5)$$

where  $P$  is the probability of detection  $Y = 1$  and  $t$  is a function of the independent variables  $X_i$  and of the model parameters  $\theta$ . We assume, as a first step, that the covering fraction is governed by the impact parameter  $b$  to the first order and follows the form:

$$t = f(X_i, \theta) = k_1(\log b - k_0). \quad (6)$$

where  $k_0$  is the zero-point corresponding to the log distance at which  $P = 0.5$ , and  $k_1$  is the steepness of the transition of  $P$  from 0 to 1. We fit the parameters  $k_0$ , and  $k_1$  using a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) procedure along with a Bernoulli likelihood optimized on 9000 steps. We perform the optimization with the python module pymc3 (Hoffman & Gelman 2011; Salvatier et al. 2015). Hereafter, we denote  $b_{50}$  as the impact parameter corresponding to a 50% probability of having an absorption, i.e.  $f_c = 50\%$ .

We apply this method to compute  $f_c$  for sample *A* and estimate its dependence to the  $W_r^{2796}$  threshold  $W_t$  by computing it for different values: 0.1 Å, 0.3 Å, 0.5 Å, 0.8 Å, 1.0 Å, and 1.5 Å (see Table 2). We show in Figure 3 (right panel) the  $f_c$  as a function of  $b$  for these different threshold values.

The lower right panels shows that  $b_{50}$  decreases almost linearly with the threshold value, varying from  $\approx 65$  kpc at  $W_r^{2796} > 0.1$  Å to  $\approx 20$  kpc at  $W_r^{2796} > 1.5$  Å. These measurements are consistent with and complementary (in impact parameter coverage) to the results from Dutta et al. (2020). We also show that  $b_{50}$  values computed from TNG50 (DeFelippis et al. 2020) and EAGLE (Ho et al. 2020) simulations are significantly lower than our measurements for similar threshold values. We note that the 0.1Å covering fraction derived by Schroetter et al. (2021) for primary galaxies in MEGAFLOW is very similar to the covering fraction for sample *B*. However it is lower than the covering fraction for sample *A* which is volume limited.

### 5.3. Dependence on redshift, stellar mass and SFR

The impact parameter is the most important parameter determining the strength of the absorption and the covering fraction. However, other parameters could also play a role. We investigate the impact of some of them in this section. Figure 4 shows how the absorption strength depends on a number of properties of the galaxies in our samples. It appears in particular that redshift, star formation rate and stellar mass are correlated with Mg II absorption strength and extent.

In order to investigate these dependencies, we take them into account for the fit of the  $W_r^{2796}$ - $b$  relation and the fit of the covering fraction. SFR and  $M_*$  are tightly correlated through the main sequence, so, in order to limit the uncertainties in the fits we only focus here on the redshift and SFR dependence. In consequence, we replace Eq. 2 by:

$$\log W_r^{2796} = a_0 + a_1 b / \text{kpc} + a_2 \log(1+z) + a_3 \log(\text{SFR} / (M_\odot / \text{yr})) \quad (7)$$

And for the covering fraction, we replace Eq. 6 by :

$$t = f(X_i, \theta) = k_1 (\log(b/\text{kpc}) - k_2 \log(1+z) - k_3 \log(\text{SFR} / (M_\odot / \text{yr}) - k_0). \quad (8)$$

We perform these new fits on sample *A*. The fitted parameters for the  $W_r^{2796}$ - $b$  relation and for the covering fraction are presented in Table 1 and Table 2 respectively and the resulting fits are shown in Figure 5. Despite uncertainties compatible with a flat evolution, we observe a tentative decreasing trend of  $W_r^{2796}$  and  $b_{50}$  toward low redshifts. Such result give hints that Mg II halos do not follow the growth of DM halos along cosmic time (see discussion below).

### 5.4. Dependence on the orientation and inclination angles

Several previous observations suggested that the CGM show an azimuthal bimodality (e.g Bouché et al. 2012; Kacprzak et al. 2012; Schroetter et al. 2019). Indeed, galactic winds with higher metallicity are preferentially ejected along the minor axis of galaxies (e.g Rubin et al. 2014; Schroetter et al. 2016; Guo et al. 2023; Zabl et al. 2021) while accretion rather happens preferentially in co-rotating disks along the galactic plane (e.g Ho et al. 2017; Zabl et al. 2019; Nateghi et al. 2023b; Das et al. 2024).

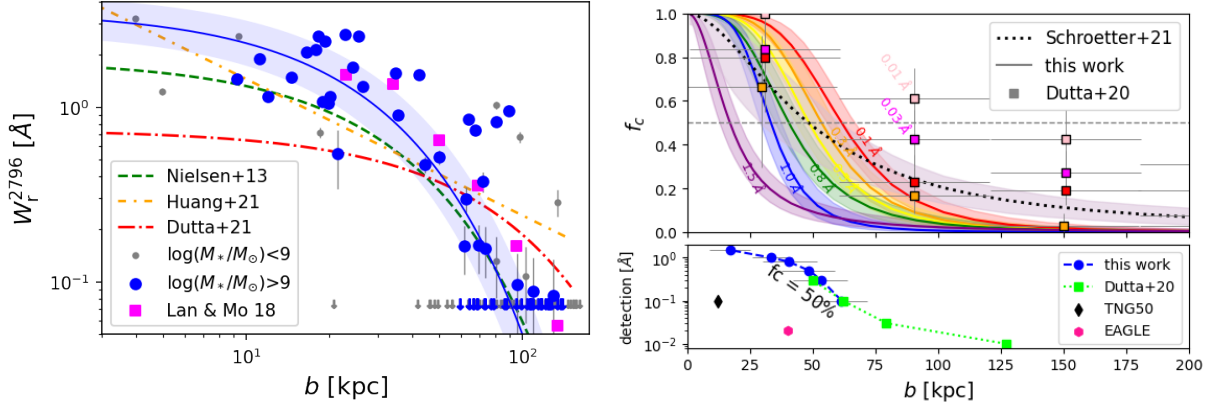
For that reason, one might expect Mg II absorption to depend on both inclination,  $i$ , and azimuthal angle,  $\alpha$ . In Figure 5, we see that galaxies with low inclination values have weaker absorption than galaxies with high inclination. Indeed there is only one case of absorption between 50 and 100 kpc for  $i < 30^\circ$ . In Figure 5, we also see that Mg II absorptions are detected out to larger distances for high  $\alpha$  than for low  $\alpha$ . In order to better visualize the  $\alpha$  dependence, Figure 6 presents the distribution of azimuthal angle for galaxies with and without Mg II absorption systems. We see that the absorption cases are preferentially located along the minor axis while non absorption cases are preferentially observed for intermediate azimuthal angles ( $30 < \alpha < 60$ ).

To quantify these dependences, we split the rotation-dominated galaxies from sample *A* (55 in total) into four sub-samples: a low inclination sub-sample ( $< 30^\circ$ , 9 galaxies) for which the azimuthal angle could not be determined robustly, and three sub-samples with  $i > 30^\circ$ : low  $\alpha$  ( $< 30^\circ$ , 13 galaxies), intermediate  $\alpha$  ( $30 < \alpha < 60^\circ$ , 13 galaxies) and high  $\alpha$  ( $> 60^\circ$ , 20 galaxies). The  $W_r^{2796}$ - $b$  relation for these sub-samples is shown in the left panel of Figure 7. It appears that the high  $\alpha$  sample, for which the line of sight roughly intersects the galaxy's major axis, is associated with higher  $W_r^{2796}$  values than the low  $\alpha$  sample, for which the line of sight roughly intersects the galaxy's minor axis. The only two cases of absorption at impact parameter above 80 kpc are for high- $\alpha$  galaxies. Low- $\alpha$  galaxies seems to have slightly weaker absorption than high- $\alpha$  galaxies. This is particularly visible in the range 50 - 100 kpc where there is only one case of absorption for low  $\alpha$  versus 5 for high  $\alpha$ . For the intermediate- $\alpha$  sample, it is difficult to draw conclusions as there are very few cases at small impact parameter. Nonetheless in the range 50 - 100 kpc, there is only one case of absorption associated with a galaxy with intermediate  $\alpha$ .

Finally, we compute the covering fraction using equation 6 for the low- $\alpha$  and high- $\alpha$  samples (not for the intermediate- $\alpha$  and low-inclination samples as they are not sufficiently populated at low  $b$ ). The best fitting parameters are presented in Table 2 and the covering fractions are shown in the right panel of Figure 7. The high- $\alpha$  covering fraction appears to be higher than the low  $\alpha$  covering fraction, suggesting that Mg II is more abundant in outflows than in accretion disks.

## 6. Discussion

We have shown here that Mg II absorption is ubiquitous for a sample of isolated star forming galaxies, with  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  and  $0.4 < z < 1.5$ . Indeed, all galaxies in our sample within an impact parameter of 55 kpc have associated Mg II absorption. Rubin et al. (2014) and Schroetter et al. (2019) suggested that out-flowing gas may not be able to escape galactic potential well for sufficiently massive galaxies and would then be re-accreted along the galactic plane in a "fountain" mechanism (Fraternali & Binney 2008) after reaching distances of  $\approx 50$  kpc. Our results are consistent with this scenario. First, because Mg II absorption clearly drops between  $\approx 50$  and 100 kpc (with only two cases of absorption beyond 100 kpc for sample *A*). Second, because we surprisingly find several cases of absorptions at large impact parameters (above 80 kpc and up to 150 kpc) for low-mass isolated galaxies ( $\log(M_*/M_\odot) < 9$ ), even though we observe much fewer absorptions in general for this sample. This could indicate escaping outflows for these lower potential galaxies. It could also just be a misassignment of the absorption due to the presence of another nearby low mass galaxy (as we are not complete for sample *B*).



**Fig. 3.** **Left:**  $W_r^{2796}$ - $b$  relation for the sample of isolated galaxies. The blue dots represent  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  galaxies (sample A), small grey dots represent  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  galaxies. The blue line is the  $W_r^{2796}$ - $b$  fit for  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  isolated galaxies and the shaded area shows the  $1-\sigma$  interval.  $W_r^{2796}$ - $b$  fits from Dutta et al. (2020); Nielsen et al. (2013a); Huang et al. (2021) are also represented along with the binned values from Lan & Mo (2018). **Right:** Mg II covering fraction as a function of impact parameter for the 66  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  isolated galaxies for different  $W_r$  thresholds. Shaded areas are  $1-\sigma$  uncertainties. The dotted line represents the covering fraction computed by Schroetter et al. (2021) for MEGAFLOW for a  $0.1\text{Å}$  detection limit for primary galaxies (no mass selection). Squares represent the differential covering fraction from Dutta et al. (2020) for different  $W_r$  thresholds. The lower panel shows the impact parameter  $b$  corresponding to the 50% covering fraction as a function of the  $W_r$  threshold value for our sample (dashed blue line) and interpolated from the covering fraction values from Dutta et al. (2020) (dotted green line). We also show the  $b_{50}$  for the TNG50 (DeFelippis et al. 2021) and EAGLE (Ho et al. 2020) simulations.

. The uncertainties are  $1-\sigma$ .

**Table 1.**  $W_r^{2796}$ - $b$  relation (eq. 2, 7) best-fit parameters for the isolated galaxy sample, the high alpha and low alpha sub-samples. The fitted equation is:  $\log W_r^{2796} = a_0 + a_1 b/\text{kpc} + a_2 \log(1+z) + a_3 \log(\text{SFR}/(M_\odot/\text{yr}))$  with an intrinsic scatter  $\sigma_c$ .

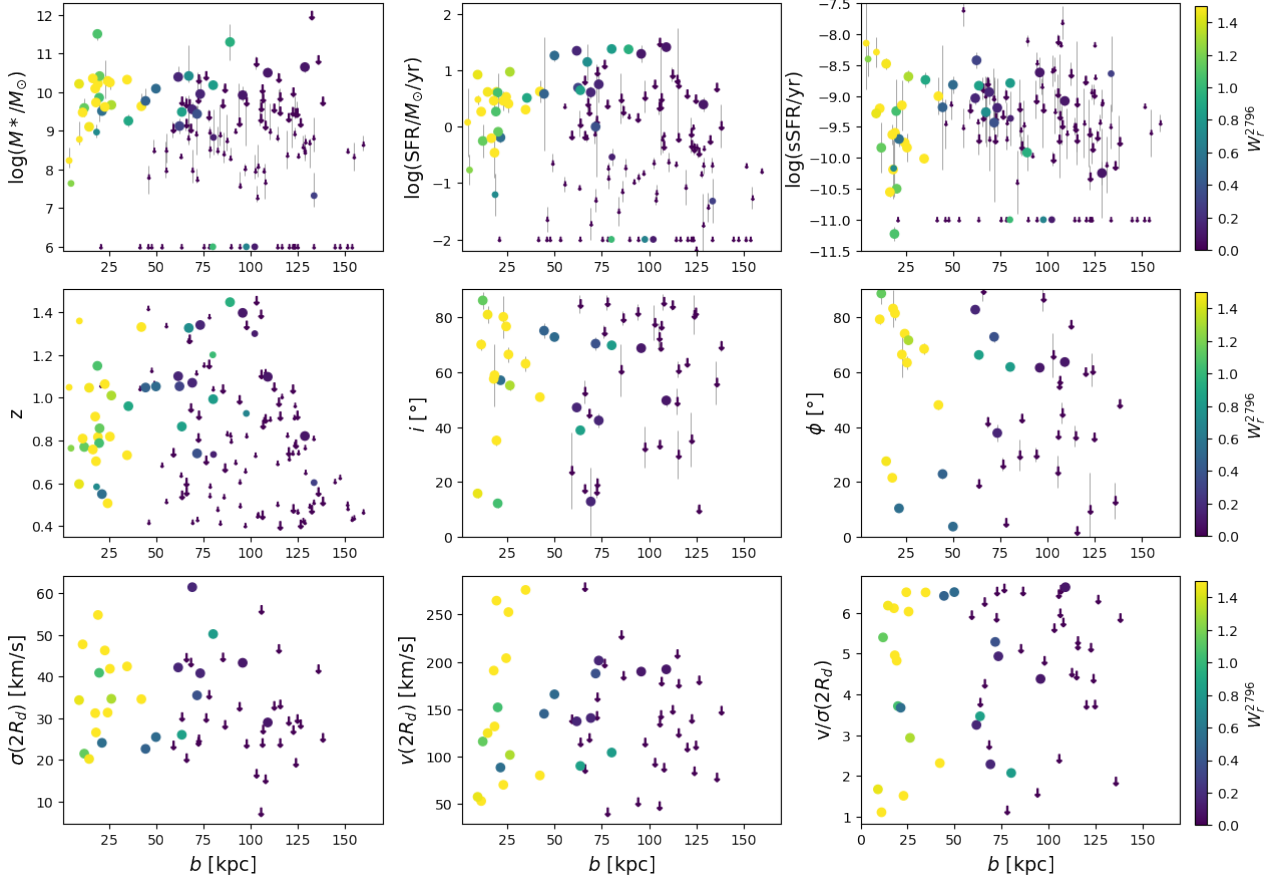
	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$\sigma_c$
sample A	$0.56 \pm 0.13$	$-0.02 \pm 0.002$			$0.40 \pm 0.06$
sample A	$-0.04 \pm 0.10$	$-0.022 \pm 0.002$	$1.90 \pm 0.15$	$0.33 \pm 0.15$	$0.41 \pm 0.06$
$\alpha > 60$	$0.65 \pm 0.13$	$-0.018 \pm 0.002$			$0.31 \pm 0.06$
$\alpha < 30$	$0.69 \pm 0.20$	$-0.027 \pm 0.005$			$0.24 \pm 0.09$

**Table 2.** Covering fraction parameters (eq. 6, 8) for the isolated sample, the high alpha and low alpha sub-samples. The fitted equation is  $t = f(X_i, \theta) = k_1(\log b/\text{kpc} - k_2 \log(1+z) - k_3 \log(\text{SFR}/(M_\odot/\text{yr})) - k_0)$ . The uncertainties are  $1-\sigma$ .

	$k_0$	$k_1$	$k_2$	$k_3$	$b_{50}$ [kpc]
sample A at $0.1\text{Å}$	$1.80 \pm 0.04$	$-10.31 \pm 2.64$			63
sample A at $0.3\text{Å}$	$1.74 \pm 0.05$	$-9.89 \pm 2.51$			55
sample A at $0.5\text{Å}$	$1.70 \pm 0.06$	$-9.39 \pm 2.31$			50
sample A at $0.8\text{Å}$	$1.61 \pm 0.06$	$-7.94 \pm 1.81$			41
sample A at $1.0\text{Å}$	$1.52 \pm 0.06$	$-10.21 \pm 2.44$			33
sample A at $1.5\text{Å}$	$1.23 \pm 0.13$	$-4.64 \pm 1.44$			17
sample A at $0.1\text{Å}$	$1.51 \pm 0.21$	$-10.14 \pm 2.37$	$0.77 \pm 0.74$	$0.08 \pm 0.09$	32*
$\alpha > 60$ at $0.1\text{Å}$	$1.87 \pm 0.09$	$-7.25 \pm 3.35$			75
$\alpha < 30$ at $0.1\text{Å}$	$1.68 \pm 0.14$	$-7.09 \pm 3.44$			48

\* given for  $z = 1$ ,  $\log(\text{SFR}/(M_\odot \text{yr}^{-1})) = 0$ ,  $\log(M_*/M_\odot) = 9.0$ .





**Fig. 4.** From left to right and top to bottom:  $\log(M^*)$ ,  $\log(\text{SFR})$ ,  $\log(\text{sSFR})$ , redshift, inclination  $i$ , azimuthal angle  $\alpha$ , velocity dispersion at  $2 R_d$ , circular velocity at  $2 R_d$  and  $v/\sigma$  at  $2 R_d$  as a function of the impact parameter for the isolated galaxies. The absorption strength is color coded. Galaxies with no absorption below  $W_r^{2796} = 0.1 \text{ \AA}$  detected are represented by a downward arrow. For  $M_*$ , SFR, sSFR and  $z$ , we show all 128 isolated galaxies (the 66  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  isolated galaxies are represented by big markers and the 66  $\log(M_*/M_\odot) < 9$  isolated galaxies are represented by small ones). For inclination, velocity dispersion, circular velocity and  $v/\sigma$  we only show rotation-dominated isolated galaxies (55) and for  $\alpha$  those with  $i > 30^\circ$  (46).

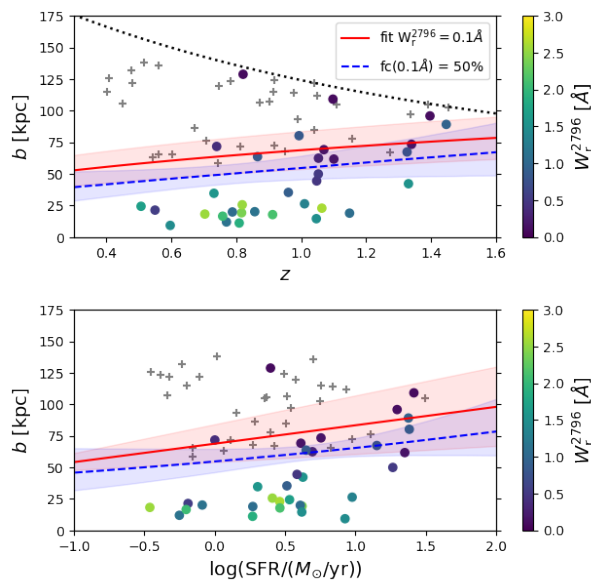
The comparison of absorption in sample *A* and *B* as well as figure 4 (top left panel) confirm the positive correlation of Mg II absorption strength (and covering fraction) with stellar mass. It was already observed in previous works in absorption (Huang et al. 2021; Lan 2020) or in emission using stacking (Guo et al. 2023; Dutta et al. 2023). This is also consistent with the positive correlation between Mg II absorption and luminosity observed for instance by Chen et al. (2010); Nielsen et al. (2013a).

Our results for isolated galaxies complement the results from Dutta et al. (2020, 2021) and Cherrey et al. (2024) for groups. They showed that Mg II absorption is more probable and more extended for over-dense regions containing several galaxies and occupying more massive DM halos. This effect could be partly explained by the "superposed" (Bordoloi et al. 2011; Nielsen et al. 2018) contribution of the CGM of the different galaxies and by various interactions producing an "intragroup" medium. Here we show that, even for isolated galaxies, more massive halos are more likely to be associated with Mg II absorption at a given impact parameter. The anti-correlation between  $W_r^{2796}$  and halo mass observed using cross-correlation techniques (Bouché et al. 2006; Lundgren et al. 2009; Gauthier et al. 2009) would then come from the low abundance of massive DM halos compared to light ones.

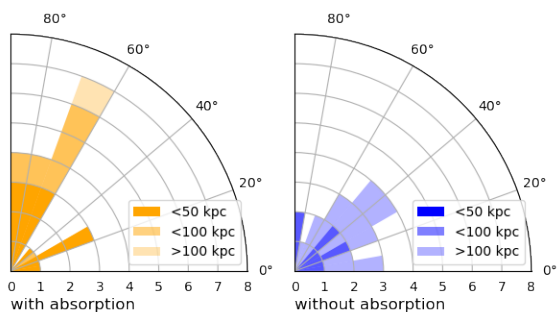
Recently, Guha et al. (2022) observed that ultra strong absorbers are associated with massive galaxies with intermediate SFR, but not with starburst galaxies as proposed in other works. Our Figure 5 reveals that, at small  $b$ , galaxies with high SFR ( $\log(\text{SFR}/M_\odot/\text{yr}) > 1$ ) do not show particularly high  $W_r^{2796}$ . Nevertheless, it appears that Mg II absorption extends further out for high SFR galaxies (up to 100 kpc). This could indicate either that star formation activity is not so bursty or alternatively that the CGM has a relatively slow response to the star formation activity. Indeed, an outflow ejected at a typical velocity of  $\approx 150 \text{ km s}^{-1}$  takes  $\approx 650 \text{ Myr}$  to reach 100 kpc.

In Figure 4 we do not see any clear trend between Mg II absorption and sSFR, indicating that the extent and probability of Mg II absorption is not strongly impacted by the position of the galaxy relative to the main sequence. In particular, we do not observe that passive galaxies (with low sSFR) are associated with weaker Mg II absorption. The positive correlations between  $W_r^{2796}$  and stellar mass, and between  $W_r^{2796}$  and SFR would then be mainly explained by mass and SFR being correlated along the main sequence.

We also confirmed here the previously reported azimuthal bimodality of  $W_r^{2796}$  and we quantified the Mg II covering fraction along the minor and major axes for galaxies with a sufficient in-



**Fig. 5.**  $b$  versus  $z$  (top) and  $\log(\text{SFR})$  (bottom) for sample A. Associated Mg II absorption strength is color coded. Non detections are represented by grey crosses. The full red lines and the blue dashed lines represent respectively the impact parameter at which the  $W_r^{2796}$  reaches  $0.1\text{\AA}$  and the 50% covering fraction reaches  $0.1\text{\AA}$  according to the fits. Shaded areas represent  $1\text{-}\sigma$  intervals. We take the other parameters constant with the following values:  $z = 1$ ,  $\log(\text{SFR}/(M_\odot \text{yr}^{-1})) = 0$ . The black dotted line represent the redshift evolution of the virial radius for a halo of mass  $10^{11.7} M_h$  (used as our isolation distance).



**Fig. 6.** Number of galaxies as a function of the azimuthal angle for the 46 rotation dominated galaxies from sample A with  $i > 30^\circ$  and with an associated absorption (left) or without an associated absorption (right).

clination. We find that the covering fraction along the minor axis is significantly higher than the covering fraction along the major axis, which is in agreement with the findings from Kacprzak et al. (2012) and Huang et al. (2021). Despite a low number of cases, we also find that low inclination galaxies have lower  $W_r^{2796}$ , which is consistent with the conclusions from Nielsen et al. (2015) and with the accretion-outflow model of the CGM.

Our results are consistent with the positive correlation between Mg II absorption and redshift shown in absorption studies (Nielsen et al. 2013a; Lan 2020; Schroetter et al. 2021; Dutta et al. 2021) and emission studies (Dutta et al. 2023). This result is not intuitive as dark matter halos grow with time while Mg II halos seem to shrink. It goes against the common assumption that Mg II halos evolve with DM halos (Chen et al. 2010; Churchill et al. 2013; Faerman & Werk 2023; Huang et al. 2021)

and extend to a fixed fraction of the DM halo radius. A possible explanation could come from the relation between SFR and redshift. Indeed, if the extent of Mg II halos is driven by the star formation activity, it is expected that they were larger at higher redshift when star formation was more important on overall. This explanation holds under the assumption that the CGM responds quite quickly to the triggering or stopping of the star formation activity. Another possible explanation could be that the expansion of the universe causes a decrease of the outer CGM density, making Mg II absorption impossible to happen at large  $b$ . But this scenario is unlikely given the clumpy nature of the cool phase (dense clouds would be unaffected by the expansion).

Finally, we do not find any clear trend between the Mg II absorption strength and  $v(2R_d)$ ,  $\sigma(2R_d)$  or  $v/\sigma(2R_d)$ . We could have expected some correlation with these kinematic parameters. Indeed, as Mg II absorption is often saturated, the  $W_r^{2796}$  could have been impacted by the velocity dispersion of Mg II clouds along the LOS.

The different observations above lead us to a picture of a cool CGM that is anisotropic, mainly driven by the star formation activity (that is not so bursty, consistent with the relatively moderate dispersion around the MS) and with a short reconfiguration time.

One can argue that the pre-selection of the quasar fields in MEGAFLOW based on the presence of  $> 3$  strong absorption systems ( $W_r^{2796} > 0.5$ ) could introduce a bias in the results, especially in the covering fraction. Cherrey et al. (2024) and Bouche et al. in prep. discussed this question and showed that, if a bias exists, its effect on the covering fraction is minor compared to the statistical uncertainties.

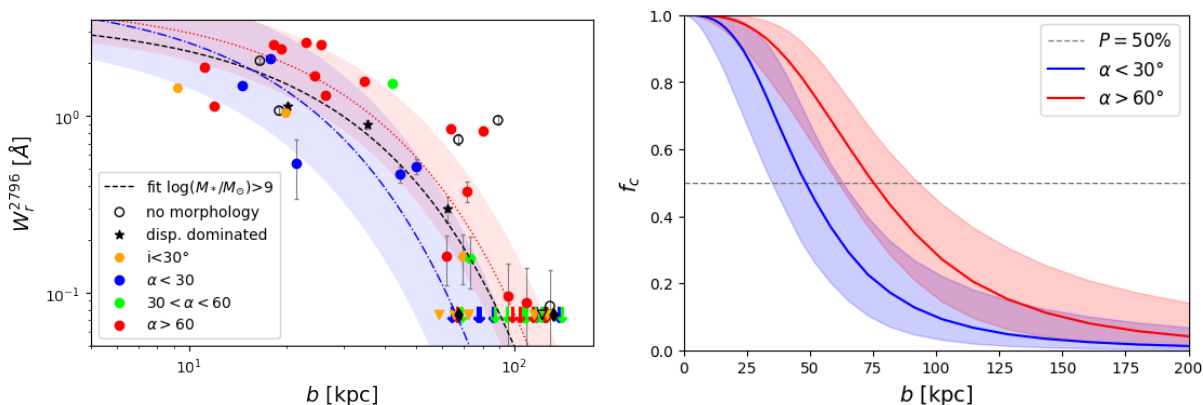
About the completeness, we can distinguish two different effects that could lead to some bias in our sample. First, the double galaxy detection procedure (from continuum and from [O II] emission line) used in MEGAFLOW, could miss more low SFR galaxies at high  $z$  than at low  $z$ . This is only true for low mass galaxies from sample B and hence do not impact the correlation with SFR shown in section 5.3 for sample A. Second, the isolation criterion is a bit looser at high  $z$  as the completeness of low mass neighbours is lower at these redshifts. This effect concerns both samples A and B.

The criterion  $N_{\text{FOV}} < 5$  (used to remove galaxies located near groups) depends on the field of view and, hence, evolves with redshift. However this criterion has a small effect overall as removing it from the analysis only add 4 new galaxies to the 66 of sample A.

As explained in section 3, the isolation distance is used to define a cylinder around the LOS in which the galaxy is alone. Another neighbour galaxy could hence be present in the virial radius of the selected one and could contribute to the absorption. However this contribution is believed to be small as the neighbour would be far from the LOS. Finally, the choice of a redshift dependent isolation distance is based on the idea that gas halos follow approximately the growth of DM halos. Our results suggest that is probably not the case, especially at low redshifts where gas halos seems to follow the decrease of SFR. Our isolation distance may then be too conservative and could be relaxed to increase the statistic. As a test we performed the same analysis with a fixed isolation distance of 125 kpc and do not observe any qualitative change in the results.

Altogether, the potential biases from pre-selection, completeness and isolation criterion are small and they have at most a very minor influence on the result of this analysis.





**Fig. 7. left:**  $W_r^{2796}b$  relation for the 66 isolated galaxies from sample A. The best log linear fits of are shown for the whole sample as well as for the low- $\alpha$  and high- $\alpha$  sub-samples. The mid- $\alpha$  sub-sample is not sufficiently populated at small  $b$ . Shaded areas are  $1-\sigma$  intervals. **right:** The  $0.1\text{\AA}$  Mg II covering fraction for the low- $\alpha$  and high- $\alpha$  sub-samples, represented by the blue and red lines, respectively. Shaded areas are  $1-\sigma$  intervals.

## 7. Conclusions

We presented here our results for Mg II absorption near isolated galaxies in the MEGAFLOW sample. MEGAFLOW is a quasar absorption survey focused on the Mg II doublet to study the cool CGM. In the 22 quasar fields observed with both MUSE and UVES a total of 127 Mg II absorption systems and 1208 foreground galaxies have been identified (both from their continuum and emission lines). We focused here on a sub-sample of 66 isolated galaxies at  $0.4 < z < 1.5$  with  $\log(M_*/M_\odot) > 9$ . We used the GalPaK<sup>3D</sup> algorithm to derive the morphological and kinematic parameters for each galaxy. We then studied how Mg II absorption is impacted by these parameters. Our analysis on this sample led to the following conclusions:

- All isolated galaxies with  $\log(M_*/M_\odot) > 9$  having an impact parameter below 55 kpc are associated with a Mg II absorption with  $W_r^{2796} > 0.1\text{\AA}$  (Fig. 3a).
- We fitted the  $W_r^{2796}-b$  relation and obtained results consistent with similar works on isolated galaxies such as Nielsen et al. (2013a) and Huang et al. (2021) despite different isolation criterion (Fig. 3a).
- The Mg II covering fraction (i.e the probability to obtain absorption at a given impact parameter) is highly dependent on the absorption strength limit (Fig. 3b). The 50% probability is reached at  $\approx 30$  kpc for  $1\text{\AA}$  versus  $\approx 65$  kpc for  $0.1\text{\AA}$ .
- Isolated galaxies with large azimuthal angle ( $\alpha > 60^\circ$ ) relative to the LOS present more extended Mg II absorption than galaxies with mid ( $30 < \alpha < 60^\circ$ ) or small azimuthal angles ( $\alpha < 30^\circ$ ) (Fig. 6, 7).
- The extent, strength and probability of absorption are correlated with the SFR, consistent with the picture of galactic winds ejecting metals into the CGM to large distances (Fig. 5).
- The Mg II halos seem to contract from high redshifts to low redshifts (Fig. 5a) (as found in Schroetter et al. 2021; Lundgren et al. 2021) and in consequence do not grow in step with DM halos. This might be due to the overall decrease of star formation activity toward the local universe, and seems to indicate a quick response of the cool CGM to the triggering or quenching of SF events.
- We do not observe any correlation between the Mg II absorption strength and the galaxy circular velocity, velocity dispersion or  $v/\sigma$  (Fig. 4).

Even though galaxies are often found in small groups of few members, we decided here to select isolated galaxies in order to get a sample that could be compared with idealized galaxy simulations. We hope that our results will be used in that context to better understand the underlying physics of the CGM.

*Acknowledgements.* This work has been carried out thanks to the support of the ANR 3DGasFlows (ANR-17-CE31-0017). The calculations and figures have been made using the open-source softwares NUMPY (van der Walt et al. 2011; Harris et al. 2020), SCIPY (Virtanen et al. 2020), MATPLOTLIB (Hunter 2007), ASTROPY (Astropy Collaboration et al. 2013, 2018) and PYMC3 (Hoffman & Gelman 2011; Salvatier et al. 2015). The data used in this work are based on observations made with ESO telescopes at the La Silla Paranal Observatory. LW and IP acknowledge funding by the European Research Council through ERC-AdG SPECMAP-CGM, GA 101020943.

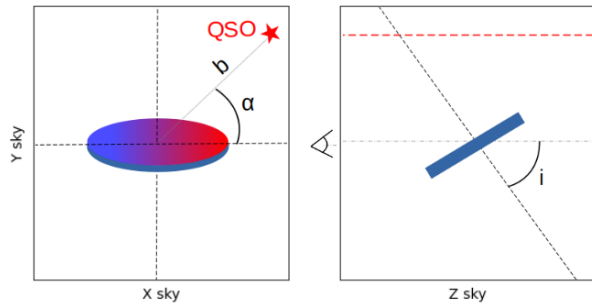
## Data Availability

The underlying data used for this article are available in the ESO archive (<http://archive.eso.org>). The MEGAFLOW catalogs and reduced cubes are available at <https://megafLOW.univ-lyon1.fr/>. The catalog can be queried interactively at <https://amused.univ-lyon1.fr/megafLOW/>. The data generated for this work will be shared on reasonable request to the corresponding author.

## References

- Afruni, A., Lopez, S., Anshul, P., et al. 2023, *A&A*, 680, A112  
 Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, *AJ*, 156, 123  
 Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558, A33  
 Bacon, R., Accardo, M., Adjali, L., et al. 2010, in  
 Beckett, A., Morris, S. L., Fumagalli, M., et al. 2021, *MNRAS*, 506, 2574  
 Behroozi, P., Wechsler, R. H., Hearin, A. P., & Conroy, C. 2019, *MNRAS*, 488, 3143  
 Bergeron, J. & Boissé, P. 1991, *A&A*, 243, 344  
 Bielby, R. M., Stott, J. P., Cullen, F., et al. 2019, *MNRAS*, 486, 21  
 Bordoloi, R., Lilly, S. J., Knobel, C., et al. 2011, *ApJ*, 743, 10  
 Bouché, N., Carfantan, H., Schroetter, I., Michel-Dansac, L., & Contini, T. 2015, *AJ*, 150, 92  
 Bouché, N., Hohensee, W., Vargas, R., et al. 2012, *MNRAS*, 426, 801–815  
 Bouché, N., Murphy, M. T., Péroux, C., Csabai, I., & Wild, V. 2006, *MNRAS*, 371, 495  
 Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000  
 Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682  
 Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763

- Chen, H.-W., Helsby, J. E., Gauthier, J.-R., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1521–1541
- Chen, Y.-M., Tremonti, C. A., Heckman, T. M., et al. 2010, *AJ*, 140, 445
- Cherrey, M., Bouché, N. F., Zabl, J., et al. 2024, *MNRAS*, 528, 481
- Churchill, C. W., Trujillo-Gomez, S., Nielsen, N. M., & Kacprzak, G. G. 2013, *ApJ*, 779, 87
- Das, S., Rickel, M., Leroy, A., et al. 2024, *MNRAS*, 527, 10358
- DeFelippis, D., Bouché, N. F., Genel, S., et al. 2021, *ApJ*, 923, 56
- DeFelippis, D., Genel, S., Bryan, G. L., et al. 2020, *ApJ*, 895, 17
- Dekker, H., D’Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, Vol. 4008, International Society for Optics and Photonics (SPIE), 534 – 545
- Dutta, R., Fossati, M., Fumagalli, M., et al. 2023, *MNRAS*, 522, 535
- Dutta, R., Fumagalli, M., Fossati, M., et al. 2021, *MNRAS*, 508, 4573–4599
- Dutta, R., Fumagalli, M., Fossati, M., et al. 2020, *MNRAS*, 499, 5022–5046
- Epinat, B., Contini, T., Le Fèvre, O., et al. 2009, *A&A*, 504, 789
- Epinat, B., Tasca, L., Amram, P., et al. 2012, *A&A*, 539, A92
- Faerman, Y. & Werk, J. K. 2023, *ApJ*, 956, 92
- Faucher-Giguère, C.-A. & Oh, S. P. 2023, *ARA&A*, 61, 131
- Fossati, M., Fumagalli, M., Lofthouse, E. K., et al. 2021, *MNRAS*, 503, 3044
- Fraternali, F. & Binney, J. J. 2008, *MNRAS*, 386, 935
- Gauthier, J.-R., Chen, H.-W., & Tinker, J. L. 2009, *ApJ*, 702, 50
- Gilbank, D. G., Baldry, I. K., Balogh, M. L., Glazebrook, K., & Bower, R. G. 2010, *MNRAS*, 405, 2594
- Guha, L. K., Srianand, R., Dutta, R., et al. 2022, *MNRAS*, 513, 3836
- Guo, Y., Bacon, R., Bouché, N. F., et al. 2023, *Nature*, 624, 53
- Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., et al. 2020, *Nature*, 585, 357
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 208, 19
- Ho, S. H., Martin, C. L., Kacprzak, G. G., & Churchill, C. W. 2017, *ApJ*, 835, 267
- Ho, S. H., Martin, C. L., & Schaye, J. 2020, *ApJ*, 904, 76
- Ho, S. H., Martin, C. L., & Turner, M. L. 2019, *ApJ*, 875, 54
- Hoffman, M. D. & Gelman, A. 2011, *The No-U-Turn Sampler: Adaptively Setting Path Lengths in Hamiltonian Monte Carlo*
- Huang, Y.-H., Chen, H.-W., Shectman, S. A., et al. 2021, *MNRAS*, 502, 4743
- Hummels, C. B., Rubin, K. H. R., Schneider, E. E., & Fielding, D. B. 2023, *CloudFlex: Small-scale structure observational signatures modeling, Astrophysics Source Code Library, record ascl:2312.026*
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science & Engineering*, 9, 90
- J. Bergeron & G. Stasinska. 1986, 647, A107
- Kacprzak, G. G., Churchill, C. W., & Nielsen, N. M. 2012, *ApJ*, 760, L7
- Kacprzak, G. G., Cooke, J., Churchill, C. W., Ryan-Weber, E. V., & Nielsen, N. M. 2013, *ApJ*, 777, L11
- Lan, T.-W. 2020, *ApJ*, 897, 97
- Lan, T.-W. & Fukugita, M. 2017, *ApJ*, 850, 156
- Lan, T.-W. & Mo, H. 2018, *ApJ*, 866, 36
- Lofthouse, E. K., Fumagalli, M., Fossati, M., et al. 2020, *MNRAS*, 491, 2057
- Lundgren, B. F., Brunner, R. J., York, D. G., et al. 2009, *ApJ*, 698, 819
- Lundgren, B. F., Creech, S., Brammer, G., et al. 2021, *ApJ*, 913, 50
- Ménard, B. & Chelouche, D. 2009, *MNRAS*, 393, 808
- Nateghi, H., Kacprzak, G. G., Nielsen, N. M., et al. 2023a, *arXiv e-prints, arXiv:2311.05164*
- Nateghi, H., Kacprzak, G. G., Nielsen, N. M., et al. 2023b, *arXiv e-prints, arXiv:2311.05165*
- Nielsen, N. M., Churchill, C. W., & Kacprzak, G. G. 2013a, *ApJ*, 776, 115
- Nielsen, N. M., Churchill, C. W., Kacprzak, G. G., & Murphy, M. T. 2013b, *ApJ*, 776, 114
- Nielsen, N. M., Churchill, C. W., Kacprzak, G. G., Murphy, M. T., & Evans, J. L. 2015, *ApJ*, 812, 83
- Nielsen, N. M., Kacprzak, G. G., Pointon, S. K., Churchill, C. W., & Murphy, M. T. 2018, *ApJ*, 869, 153
- Péroux, C., Nelson, D., van de Voort, F., et al. 2020, *MNRAS*, 499, 2462
- Rubin, K. H. R., Prochaska, J. X., Koo, D. C., et al. 2014, *ApJ*, 794, 156
- Salucci, P. & Persic, M. 1997, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 117, *Dark and Visible Matter in Galaxies and Cosmological Implications*, ed. M. Persic & P. Salucci, 1
- Salvatier, J., Wiecki, T., & Fonnesbeck, C. 2015, *Probabilistic Programming in Python using PyMC*
- Schaerer, D. & de Barros, S. 2009, *A&A*, 502, 423
- Schroetter, I., Bouché, N., Wendt, M., et al. 2016, *ApJ*, 833, 39
- Schroetter, I., Bouché, N. F., Zabl, J., et al. 2019, *MNRAS*, 490, 4368–4381
- Schroetter, I., Bouché, N. F., Zabl, J., et al. 2021, *MNRAS*, 506, 1355
- Steidel, C. C. 1995, in *QSO Absorption Lines*, ed. G. Meylan, 139
- Stott, J. P., Bielby, R. M., Cullen, F., et al. 2020, *MNRAS*, 497, 3083
- van der Walt, S., Colbert, S. C., & Varoquaux, G. 2011, *Computing in Science Engineering*, 13, 22–30
- Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., et al. 2020, *Nature Methods*, 17, 261
- Wilde, M. C., Werk, J. K., Burchett, J. N., et al. 2021, *ApJ*, 912, 9
- Wisotzki, L., Bacon, R., Brinchmann, J., et al. 2018, *Nature*, 562, 229–232
- Zabl, J., Bouché, N. F., Wisotzki, L., et al. 2021, *MNRAS*, 507, 4294
- Zabl, J., Bouché, N. F., Schroetter, I., et al. 2019, *MNRAS*, 485, 1961–1980
- Zabl, J., Freudling, W., Møller, P., et al. 2016, *A&A*, 590, A66
- Zhang, H., Zaritsky, D., Zhu, G., Ménard, B., & Hogg, D. W. 2016, *ApJ*, 833, 276
- Zhu, G. & Ménard, B. 2013, *ApJ*, 770, 130



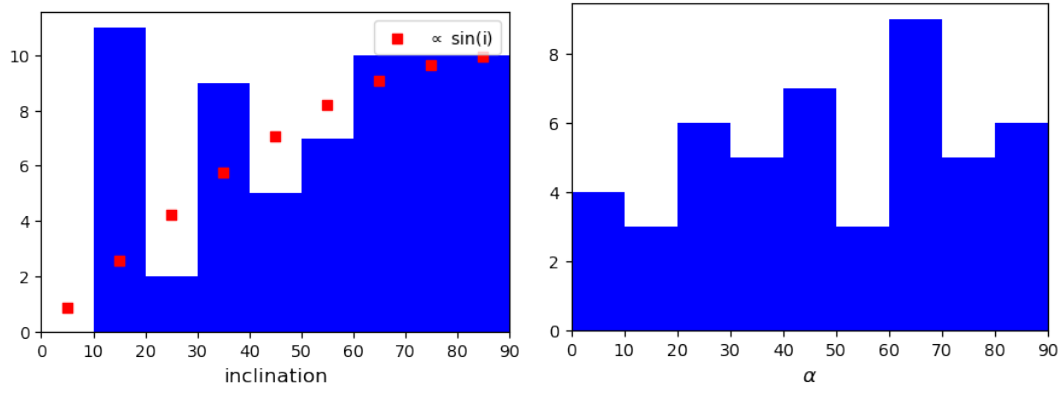
**Fig. A.1.** Schematic representation of the azimuthal angle  $\alpha$  relative to the position of the QSO and inclination angle  $i$  viewed in the plane of the sky (along the line-of-sight) on the left (right), respectively.

### Appendix A: Inclination and azimuthal distribution from GalPaK<sup>3D</sup>

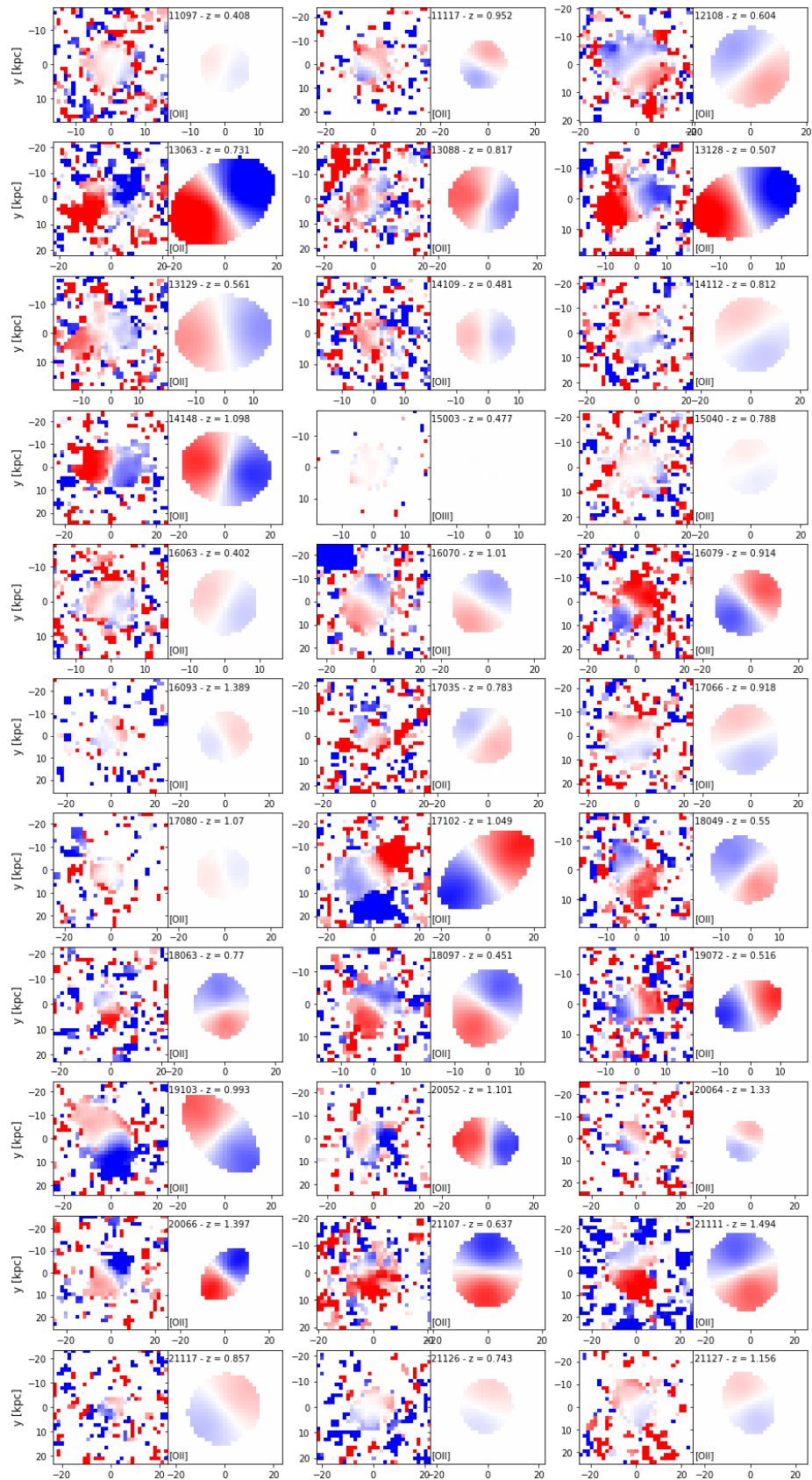
We present in Figure A.1 the inclination and azimuthal angle  $\alpha$  between the major axis and the position of the quasar sight-line which is computed from the P.A. Figure A.2 presents the inclination  $i$  and azimuthal angle  $\alpha$  distribution for sample A.

### Appendix B: Isolated galaxy catalog

We present in Figure B.1 and B.2 our isolated galaxy sample. For each galaxy we show the observed velocity map obtained with CAMEL (Epinat et al. 2009, 2012) and the velocity map for the best GalPaK<sup>3D</sup> model (convolved with PSF and LSF to reproduce observations).



**Fig. A.2. left:** distribution of the GalPaK<sup>3D</sup> estimated inclination for the 59 isolated rotation dominated galaxies. Red dots are proportional to the expected sinus distribution. **right:** distribution of the azimuth angle  $\alpha$  between galaxies major axis and LOS for the 46 isolated rotation dominated galaxies with sufficient inclination angle  $i > 30$ .



**Fig. B.1.** Catalog of the 60 galaxies with a successful GalPaK<sup>3D</sup> fit. For each galaxy, the left figure is the observed velocity map from emission line obtained with CAMEL with a 2 pixels spatial smoothing. The right figure is the velocity map corresponding to the fitted GalPaK<sup>3D</sup> model (PSF included).

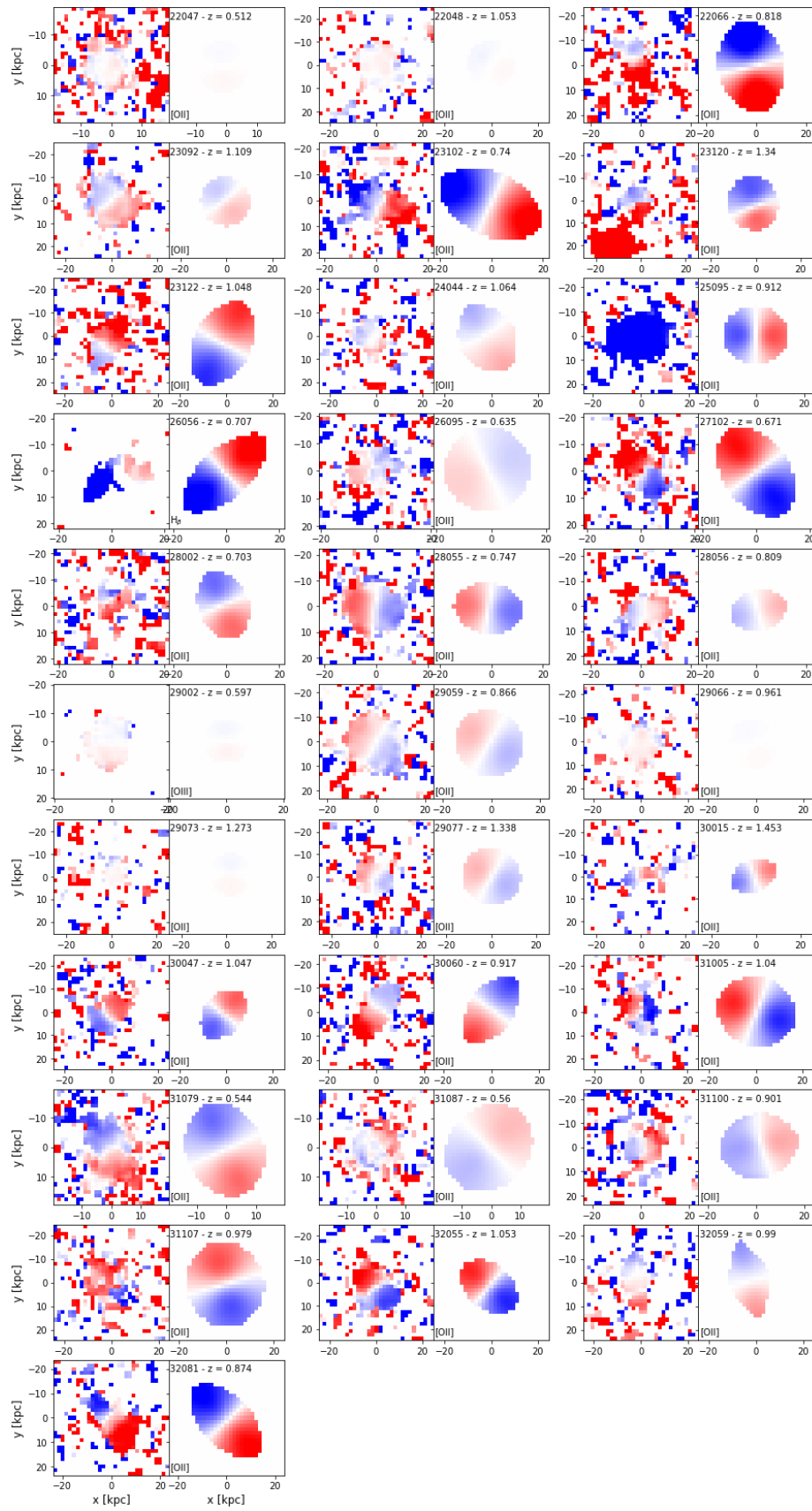


Fig. B.2. Same as figure B.1.

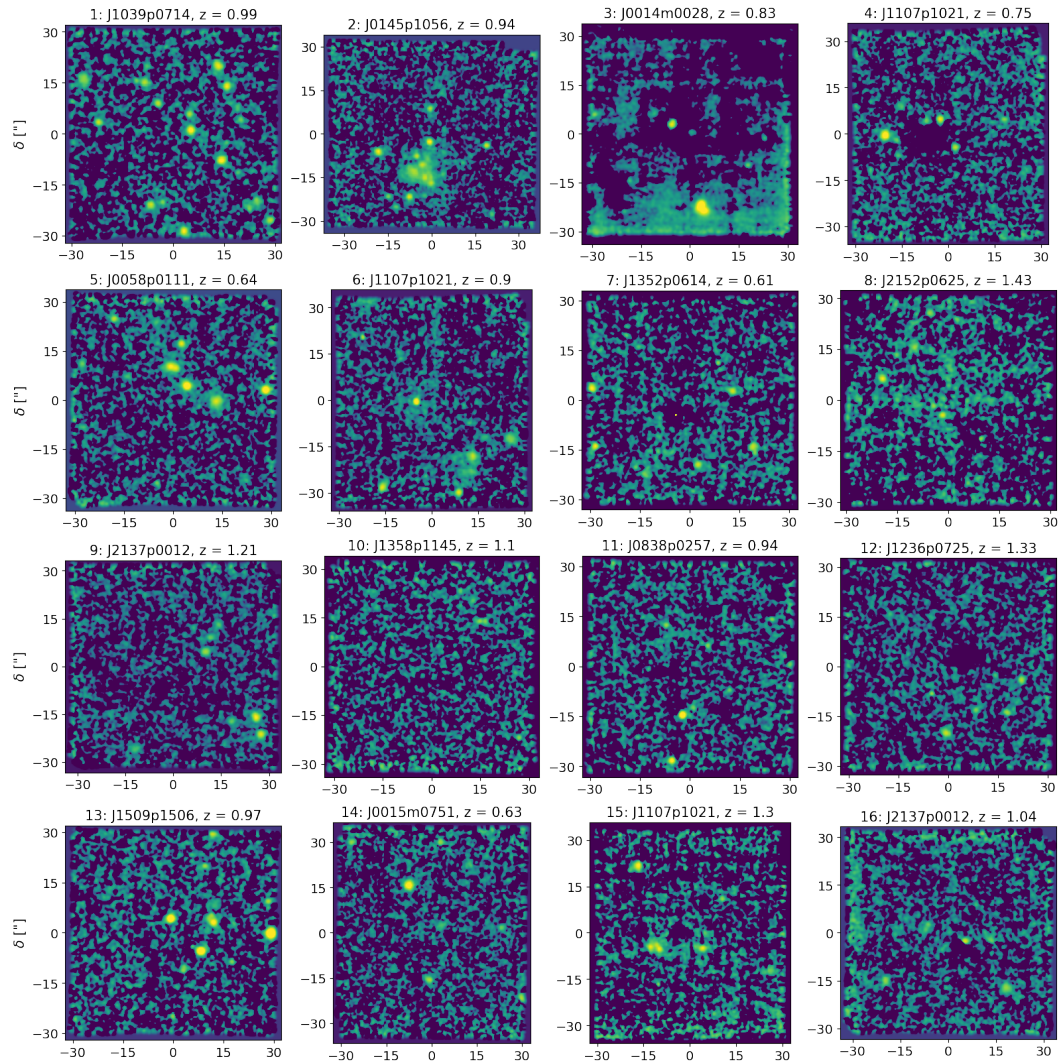


FIGURE A.1 – Cartes d'émission [O II] pour les 25 groupes identifiés au chapitre 4. L'émission est soustraite du continuum et moyennée sur  $\pm 500$  km/s autour du redshift du centre du groupe. Un filtre Gaussien de 2 spaxels est appliqué pour lisser les cartes.



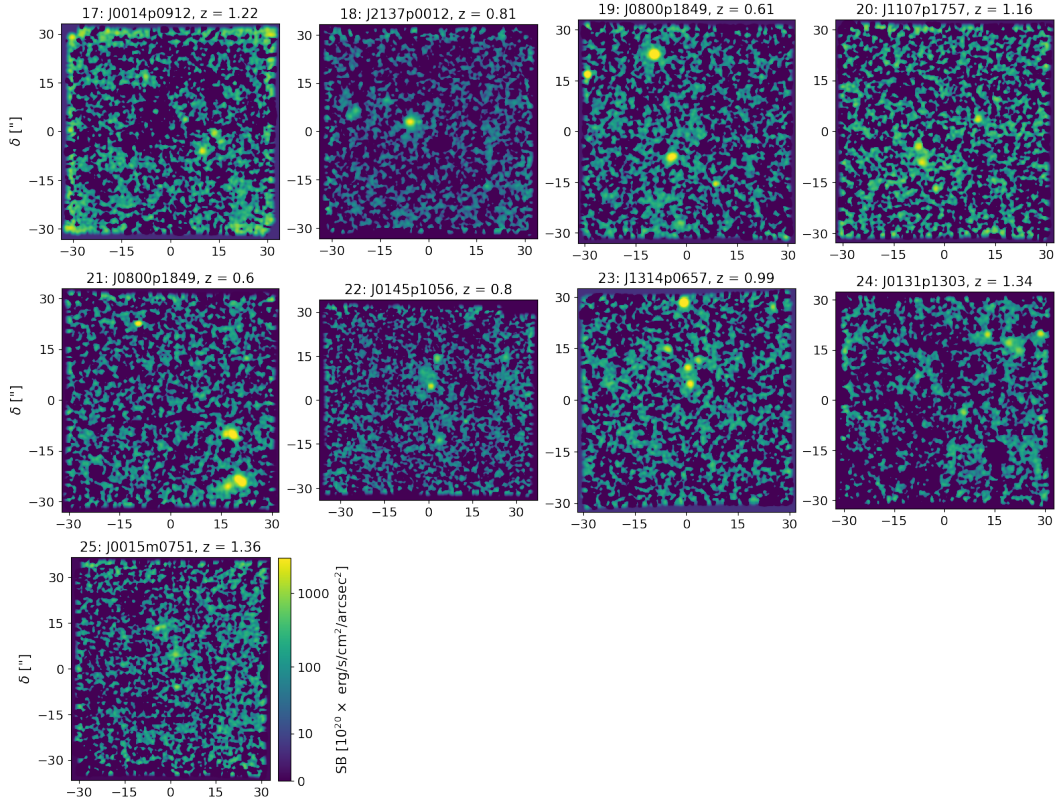


FIGURE A.2 – Suite de la figure A.1



### A.3 Article sur les groupes

Les analyses sur les groupes présentées au chapitre 4 ont fait l'objet d'un article qui a été accepté et publié en 2024. Nous le reproduisons ici.

# MusE GAS FLOW and Wind (MEGAFLOW) X. The cool gas and covering fraction of Mg II in galaxy groups

Maxime Cherrey,<sup>1★</sup> Nicolas F. Bouché<sup>1b</sup>, Johannes Zabl<sup>1b,1,2</sup>, Ilane Schroetter<sup>1b,3</sup>, Martin Wendt<sup>1b,4,5</sup>, Ivanna Langan<sup>1b,6</sup>, Johan Richard<sup>1b</sup>, Joop Schaye<sup>1b,7</sup>, Wilfried Mercier,<sup>3</sup> Benoît Epinat<sup>8,9</sup> and Thierry Contini<sup>1b,3</sup>

<sup>1</sup>Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CRAL) UMR5574, Université of Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, F-69230 Saint-Genis-Laval, France

<sup>2</sup>Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Str. 24/25, D-14476 Golm, Germany

<sup>3</sup>Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP), Université de Toulouse, CNRS, UPS, F-31400 Toulouse, France

<sup>4</sup>Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Str. 24/25, D-14476 Golm, Germany

<sup>5</sup>Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam, An der Sternwarte 16, D-14482 Potsdam, Germany

<sup>6</sup>European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, D-85748, Garching, Germany

<sup>7</sup>Leiden Observatory, Leiden University, PO Box 9513, NL-2300 AA Leiden, The Netherlands

<sup>8</sup>Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, 38 rue Frédéric Joliot Curie, 13338, Marseille, France

<sup>9</sup>Canada-France-Hawaii Telescope, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96743, USA

Accepted 2023 November 29. Received 2023 November 29; in original form 2023 February 8

## ABSTRACT

We present a study of the cool gas ( $\approx 10^4$  K) traced by Mg II absorptions around groups of galaxies in the MEGAFLOW (MusE GAS FLOW and Wind) survey. Using a combination of two algorithms, we blindly identify 32 groups of more than 5 galaxies at  $0.3 < z < 1.5$  with  $10.7 < \log_{10}(M/M_{\odot}) < 13.7$ . Among them 26 can be used to study potential counterpart Mg II absorptions. We report that 21 out of the total 120 Mg II absorption systems present in MEGAFLOW are associated with groups. We observe that the Mg II rest-frame equivalent width ( $W_r^{2796}$ ) drops at an impact parameter of  $\approx 150$  projected kpc from the closest galaxy and  $\approx$  one virial radius from the identified group centre indicating that Mg II haloes scale with the mass of the groups. The impact parameter where the covering fraction exceeds 50 per cent is  $\log_{10}(b/\text{kpc}) = 2.17 \pm 0.47 (2\sigma)$  and  $(b/R_{\text{vir}}) = 1.67 \pm 0.98$ , which is  $\approx 3$  times larger than for field galaxies ( $\log_{10}(b/\text{kpc}) = 1.67 \pm 0.15$ ). Finally, we estimate the cool gas column density profile in groups (from the  $W_r^{2796}$ ) and show that its shape follows closely the typical dark matter column density profile for haloes at similar redshift and masses.

**Key words:** galaxies: groups: general – galaxies: haloes – quasars: absorption lines.

## 1 INTRODUCTION

The detection of the Mg II  $\lambda\lambda[2796, 2803]$  absorption doublet in the spectra of background quasars is one of the most efficient way to study the cool diffuse gas surrounding foreground galaxies or groups of galaxies. Indeed the low ionization potential of the magnesium (7.6 eV) makes it a good tracer of the cool photo-ionized gas at  $T \approx 10^4$  K and hence of H I (Ménard & Chelouche 2009; Lan & Fukugita 2017) that constitutes the major part of the mass of the circumgalactic medium (CGM). The Mg II doublet has the advantage to be detectable in the optical from the ground at intermediate redshifts  $0.3 \lesssim z \lesssim 1.8$ .

Mg II absorption systems have played a crucial role in revealing the an-isotropic nature of the CGM, representing accretion along the galactic plane and bi-conical outflows (Bordoloi et al. 2011; Bouché et al. 2012; Kacprzak, Churchill & Nielsen 2012; Tumlinson, Peebles & Werk 2017; Schroetter et al. 2019; Zabl et al. 2019, 2021).

However galaxies are not isolated objects. they are naturally clustered due to the hierarchical formation of large-scale structures. A number of them live in groups ( $\lesssim 50$  members) or clusters located at the nodes of the cosmic web and it is still not clear if Mg II absorption systems are mainly associated with these overdense regions. Indeed, even if several works revealed that Mg II absorptions are often associated with multiple galaxies (Nielsen et al. 2018; Dutta et al. 2020; Hamanowicz et al. 2020), one can wonder if these observations can be explained by the natural correlation function or if they probe a favoured presence of absorptions around overdensities.

A closely related question is what drives the strength of absorptions in these environments: the galaxy properties or the dark matter (DM) haloes? Pioneering works (Churchill et al. 1999; Charlton et al. 2000; Rigby, Charlton & Churchill 2002) revealed the prevalence of weak Mg II absorbers and the diversity of absorption systems, that are often composed of several Mg II clouds. Later, Bouché et al. (2006) followed by Lundgren et al. (2009) and Gauthier, Chen & Tinker (2009) showed from purely statistical considerations that the halo mass is anticorrelated with the Mg II absorption rest-frame equivalent width ( $W_r^{2796}$ ). This result indicates that strong Mg II systems are

\* E-mail: [maxime.cherrey@univ-lyon1.fr](mailto:maxime.cherrey@univ-lyon1.fr)

not virialized but preferentially produced by outflows associated with individual galaxies rather than big haloes. This picture was reinforced by several observations of strong absorptions probably caused by outflows from individual galaxies (Nestor et al. 2011; Guha et al. 2022). In group environments, the absorption strength would hence arise from the added contributions of the individual galaxies (Bordoloi et al. 2011; Fossati et al. 2019). However, the study of the absorption kinematics in recent works points toward a more complex situation (Nielsen et al. 2018). Indeed several individual cases (Kacprzak, Murphy & Churchill 2010; Gauthier 2013; Bielby et al. 2017; Epinat et al. 2018; Leclercq et al. 2022; Nielsen et al. 2022) revealed a complex intragroup medium affected both by outflows and various interactions. Furthermore, for more massive structures like clusters, the strength of the Mg II absorption seems not to be correlated with their mass (Mishra & Muzahid 2022) nor the star formation rate (SFR) of the closest neighbour (Anand, Kauffmann & Nelson 2022) and would thus be rather caused by interactions or intracluster media.

It is important to disentangle the strength (column density and kinematics), the probability and the spatial extent of the absorptions. Several works clearly found an anti-correlation of Mg II absorption strength versus impact parameter for isolated galaxies or field galaxies but not for groups (Chen et al. 2010; Nielsen et al. 2018; Huang et al. 2021) indicating that the Mg II haloes would extend further in these environments (Bordoloi et al. 2011). Recent works also revealed that the probability to have an absorption associated with a group is significantly higher than for isolated galaxies (Nielsen et al. 2018; Dutta et al. 2020, 2021) at similar impact parameter.

The above conclusions on Mg II absorptions in dense environments are often difficult to draw for two main reasons. First the definition of what is a group is not always the same and in many cases it simply consists in having two or more galaxies in the field of view (FOV) of the instrument (which implies that the definition depends on the FOV). Second because many surveys are absorption-centric, meaning that the groups/galaxies counterparts are only searched in the vicinity of the known absorptions.

We propose here to study the cool gas around groups in the MusE GAs FLOW and Wind survey (MEGAFLOW, described in Section 2) with an approach that remedies to these two issues. For that we first quantify clearly what is an overdensity by using the two-point correlation function and identify blindly all the groups in MEGAFLOW using a combination of two algorithms (Section 3). We then study potential Mg II absorption counterparts (Section 4) and look at the Mg II absorption profile. From that we estimate the H I column density profile and compare it to the DM column density profile for a halo of similar mass (Section 5). Finally, we compute the Mg II covering fraction around groups (Section 6) and compare our results to the existing literature (Section 7). Our conclusions are presented in Section 8.

This approach is made possible by using the Multi-Unit Spectrograph Explorer (MUSE) instrument on one of the Very Large Telescopes (VLT) as it offers the possibility to identify all galaxies down to the detection limit around a quasar LOS (line of sight) by scanning spectral cubes within a FOV of  $1 \times 1$  arcmin<sup>2</sup> in the 4700–9350 Å wavelength range. The Mg II absorption lines are detected in the quasars spectra using high-resolution spectroscopy performed with the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVES, Dekker et al. 2000) in the range 3000–11000 Å.

In all this article, we use a standard flat lambda-cold dark matter cosmology with  $H_0 = 69.3$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>,  $\Omega_M = 0.29$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.71$

(see Hinshaw et al. 2013), and the distances are all given in proper kpc.

## 2 THE MEGAFLOW SURVEY

The present work is based on the MEGAFLOW survey (Schroetter et al. 2016, 2019; Zabl et al. 2019; Bouché et al. in preparation), that aims at building a large Mg II absorptions – galaxies sample using combined observations from VLT/MUSE and VLT/UVES in 22 quasar fields. These quasars were identified in the Zhu & Ménard (2013) catalogue built with the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) spectral observations. They were selected because they have multiple ( $\geq 3$ ) strong Mg II absorptions ( $W_r^{2796} > 0.5$  Å) at redshifts  $0.3 < z < 1.5$  such that the corresponding [O II] doublet of their galaxy counterparts fall in the 4700–9350 Å range of MUSE. These selected quasars finally represent a total of 79 strong Mg II absorption systems that constitute the MEGAFLOW DR1 catalogue.

Follow-up observations were performed between 2014 and 2016 for each quasar using the VLT/UVES echelle spectrograph in order to obtain high-resolution ( $R \approx 38000$ , pixel size  $\approx 1.3$  km s<sup>-1</sup>) 1D spectra. These observations were used to identify systematically all the Mg II absorption systems in the 22 fields down to a detection limit of  $W_r^{2796} \approx 0.1$  Å. Finally, 48 new absorption systems have been detected and added to the 79 already known strong absorptions to form a total of 127 absorptions that constitute the MEGAFLOW DR2 catalogue. Among them 120 have low redshifts  $z < 1.5$ . For each absorption system,  $W_r^{2796}$  was estimated with the evolutionary algorithm from Quast, Baade & Reimers (2005) that models each absorption component as a Gaussian.

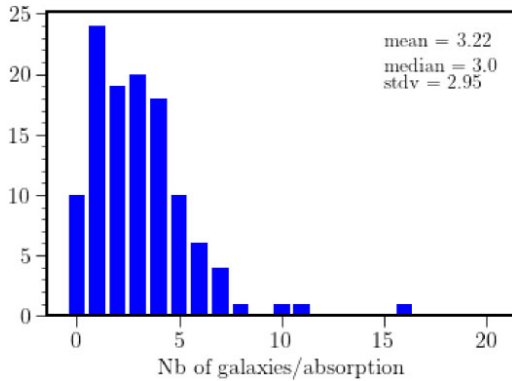
MUSE observations were performed between 2014 September and 2017 May during the Guaranteed Time of Observation (GTO) and using the Wide Field Mode. Adaptive Optics were used for 13 of the 22 fields. The cumulated exposure time per field ranges from 1 h 40 min to 11 h. The data reduction was performed using the ESO (European Southern Observatory) MUSE pipeline v1.6 (Weilbacher et al. 2012, 2014; Weilbacher, Streicher & Palsa 2016) and is described in detail in Schroetter et al. (2016), Zabl et al. (2019), and Bouché et al. (in preparation).

In total, 2460 galaxies have been detected in the 22 quasar fields using both white light images and narrow-band images produced by an algorithm that detects emission and absorption lines such as [O II], H $\beta$ , Ca H&K, Ly $\alpha$ , and/or [O III] (for a detailed description of the source detection process see Zabl et al. 2019). The redshift of the galaxies have been estimated by fitting their emission lines with a typical precision better than  $\approx 30$  km s<sup>-1</sup> at  $z \approx 1$ . Thanks to this double detection process the MEGAFLOW sample is not biased against either passive or star-forming galaxies and is 50 per cent complete to  $r$ -mag  $\approx 25.5$  and to  $7.7 \times 10^{-18}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> for [O II] (Bouché et al. in preparation).

For this work, we are only interested in the 1208 galaxies that are located in the foreground of the quasars so we can study possible counterpart Mg II absorptions. Most of them have a redshift  $0.3 < z < 1.5$  for which the [O II] lines fall in the range of MUSE. The [O II] flux detection limit corresponds to an un-obscured SFR limit of  $0.07 M_\odot$  yr<sup>-1</sup>. The stellar masses of the galaxies are estimated, when possible, using the spectral energy distribution (SED) fitting algorithm coniecto (for details, see Zabl et al. 2016) based on the stellar continuum and assuming a Chabrier initial mass function (Chabrier 2003). The estimated stellar masses in MEGAFLOW range from  $10^6$  to  $10^{12} M_\odot$  with a mean at  $10^{9.3} M_\odot$ .

**Table 1.** Number of galaxies expected and number of galaxies found in MEGAFLOW in cylinders of radius  $R$  and depth  $2|\Delta v|$  centred on haloes of mass  $M_{\min}$ .

$R$ (kpc)	$ \Delta v $ (km s <sup>-1</sup> )	$M_{\min}$ (M <sub>⊙</sub> )	$r_0$ (Mpc)	$N_{\text{exp}}$	$N_{\text{found}}$
280	500	10 <sup>11</sup>	3	3.3 ± 3.1	3.2 ± 3.0
100	500	10 <sup>11</sup>	3	0.9 ± 1.3	1.1 ± 1.2



**Figure 1.** Distribution of the number of counterpart galaxies observed in the MUSE FOV around each Mg II absorption system detected in the UVES spectra in the range  $0.3 < z < 1.5$ .

### 3 GROUP IDENTIFICATION

#### 3.1 Characterization of overdensities

One of the difficulties while studying dense environments is to identify and to quantify local over-densities in the first place. A common way to proceed is to count the number of galaxies in the FOV around a given redshift. If this number is above a given threshold, then these galaxies are declared to belong to a group/an overdensity. However, the threshold value is highly dependent on the size of the FOV of the instrument and must be chosen carefully to take into account the natural clustering present for all types of galaxies, even in non-overdense regions.

In order to quantify the number of galaxies that we expect in the MUSE FOV, we use the two-point correlation function  $\xi(r)$  which, by definition, gives the excess<sup>1</sup> probability  $P$  to find a second galaxy in a volume  $dV_2$  at a distance  $r$  from a known galaxy position (Peebles 1980):

$$P(2|1) = \bar{n}(1 + \xi(r))dV_2, \quad (1)$$

where  $\bar{n}$  is the mean number density if galaxies were not clustered. The correlation function  $\xi(r)$  can be approximated by a power law on large scales up to tens of Mpc:

$$\xi(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}, \quad (2)$$

where the slope  $\gamma$  is estimated to be  $\gamma \approx 1.8$  (Marulli et al. 2013) and  $r_0$  is the correlation length. The latter is directly related to the mass of the halo considered (e.g. Mo & White 2002), and a large body of literature have measured  $r_0$  for a variety of galaxies and redshifts. For instance, according to Cochrane et al. (2018), for star-forming

<sup>1</sup>The excess is relative to a hypothetical sample of unclustered galaxies, that is, distributed uniformly with  $\xi(r) = 0$ .

galaxies at  $z \approx 1$  (similar to our survey), the  $r_0$  value corresponding to haloes of mass  $M_h = 10^{11} M_\odot$  is measured to be  $r_0 \approx 3$  Mpc. On the other hand, for groups with haloes of mass  $M_h = 10^{13} M_\odot$ ,  $r_0$  is approximately 7 Mpc.

Using equations (1) and (2), we can then compute how many galaxies above a given mass  $M$  we can expect to find in a cylinder of radius  $R$  and in a redshift interval  $\pm \Delta z$  around the redshift  $z_0$  of a halo (this redshift interval corresponds to a distance  $R_z = c\Delta z / ((1+z)H(z))$  along the LOS). For that we integrate the correlation function  $\xi(r)$  over the cylinder:

$$P(r_\perp < R; |r_z| < R_z) = \int_0^R \int_{-R_z}^{+R_z} 2\pi r_\perp \left[ 1 + \left( \frac{\sqrt{r_\perp^2 + r_z^2}}{r_0} \right)^{-\gamma} \right] dr_\perp dr_z. \quad (3)$$

The number of expected galaxies above a given mass in such a cylinder is then  $P(r_\perp < R; |r_z| < R_z)$  times  $n(M)$ , the number density of haloes of mass greater than  $M$  (here we use Tinker et al. 2008).

If we assume that an Mg II absorption system is associated with a halo of mass  $\sim 10^{11} M_\odot$  (here we do not consider an overdense region), then we can estimate the number of galaxies that we can expect around it in the MUSE FOV. For that we can take  $R$  such that the cylinder has the same area on the sky as the MUSE FOV  $\approx 3600$  arcsec<sup>2</sup> ( $R \approx 280$  kpc at  $z = 1$ ) and  $\Delta z$  corresponding to a velocity difference of  $500 \text{ km s}^{-1}$ .

Adelberger et al. (2003) computed analytically the integrals in equation (3) (their equation C2). Using their result we find that  $3.3 \pm 3.1$  galaxies are expected in the MUSE FOV around an absorber in a region of mean density. It corresponds to an excess density of 14 compared to a pure random situation. The number of galaxies expected around an absorption system is presented in Table 1. We compare these values with Fig. 1 that shows the observed distribution of the number of galaxies within  $\pm 500 \text{ km s}^{-1}$  around each absorption system located at  $0.3 < z < 1.5$  in MEGAFLOW. We find on average  $3.2 \pm 3.0$  galaxies per absorption system in the FOV which is consistent with the expected number computed above. We also observe that it is common to have up to four galaxies around an absorption system, but the histogram then falls at five galaxies due to the MUSE FOV. Thus we consider that this value defines overdensities (i.e. not consistent with the correlation function within the MUSE FOV). In this work, we aim to study the cool gas in overdense environment so we select groups made of at least five galaxies.

One can also calculate the number of groups with halo mass above a given value  $M_h$  that we expect to find in MEGAFLOW. For that we multiply the volume of the survey by  $n(M_h)$ . We obtain that  $8.1 \pm 2.8$  haloes of mass  $M_h > 10^{13} M_\odot$  are expected in MEGAFLOW. With the group finding method described below, we find six groups with  $M_h > 10^{13} M_\odot$  which is consistent with this estimation.

#### 3.2 Method

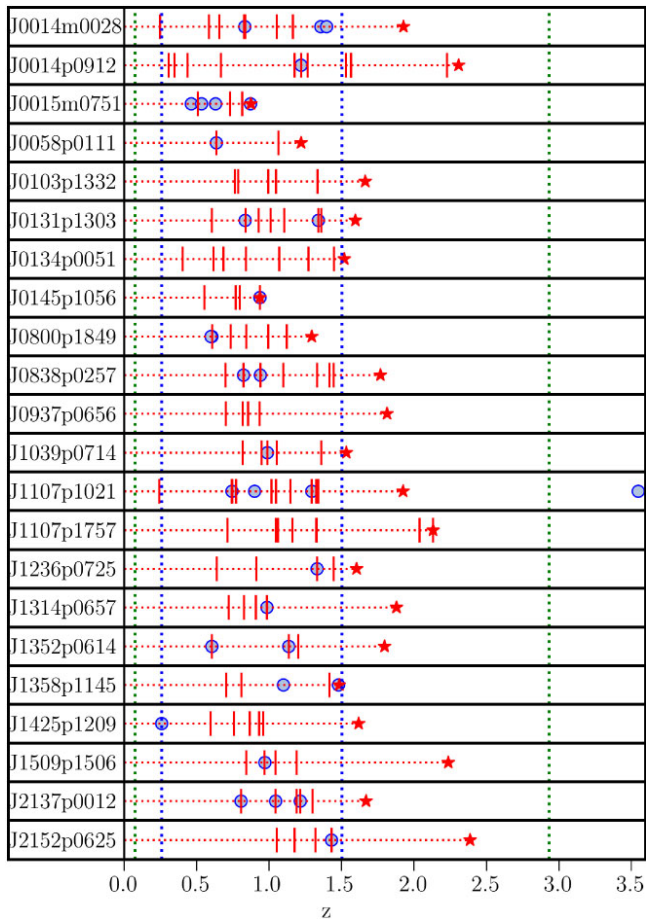
To obtain a robust group sample, we proceed in two steps similarly to what is proposed in Rodriguez & Merchan (2020). First, we perform a classic friends of friends (FoF) algorithm in order to pre-select all the galaxies potentially belonging to groups. Second we refine the groups using an iterative method inspired by the halo occupation method described in Yang et al. (2005, see details below).

For the first step, we use a standard FoF algorithm with the linking lengths  $\Delta D = 450$  kpc and  $\Delta V = 500 \text{ km s}^{-1}$  as recommended by Knobel et al. (2009) to optimize completeness and purity for the detection of groups of more than five galaxies. These values are in the high range of what can be found in the literature and we use them



**Table 2.** Summary of the groups of more than five galaxies identified in MEGAFLOW. The left column presents the whole sample. The right column presents the sample selected to study counterpart Mg II absorptions.

	All groups	Selected groups
Number of groups	33	26
Groups with Mg II absorption	22	21
$\log(M_{\text{vir}})$ range	10.7–13.7 $M_{\odot}$	10.7–13.7 $M_{\odot}$
Redshift range	0.26–3.55	0.46–1.43
$W_r^{2796}$ range	0.08–3.34 Å	0.08–3.34 Å



**Figure 3.** Number of galaxies visible in the MUSE FOV as a function of the estimated halo masses for the 26 selected groups of more than five galaxies identified in MEGAFLOW. The redshift of the groups is colour coded.

from both numerical simulations (Jung et al. 2022) and observations (Yang, Mo & van den Bosch 2009), that groups are usually formed in massive DM haloes often containing a massive central galaxy. The idea is then to identify the most massive galaxies as potential group centres (defined as the centre of mass of the DM halo in which the group is embedded) and to compute the corresponding DM haloes properties (virial mass, virial radius and virial velocity) from their stellar masses using halo mass–stellar mass relation (Girelli et al. 2020) and concentration–mass (Correa et al. 2015) relation. The nearby galaxies located in the DM haloes are then considered as satellite galaxies. Based on this idea, the following algorithm is performed to refine each group previously found by the FoF method:

- (i) If the galaxy with the highest  $M_*$  has a mass larger than 1.5 times the mass of the second most massive in the group then we define it as the group centre (hence the centre of the halo). Otherwise we consider that there is no clear ‘central galaxy’ and we define the centre as the group barycentre weighted by the estimated  $M^*$ .
- (ii) The group halo mass is estimated from the stellar mass of the most massive galaxy using the halo mass–stellar mass relation from Girelli et al. (2020).
- (iii) The probability  $P_{\text{sat}}$  to belong to the group is then estimated for each galaxy (see equation 4).
- (iv) The four galaxies with the highest  $P_{\text{sat}}$  values are candidate members of the group.
- (v) The halo mass of the group is recomputed from the velocity dispersion of these five galaxies (see equation 9 below).
- (vi) With the new halo mass, the  $P_{\text{sat}}$  values are recomputed for the candidate galaxies. They are kept if  $P_{\text{sat}} > 0.5$ .
- (vii) The group halo mass is updated and the  $P_{\text{sat}}$  values are recomputed for the remaining galaxies. The galaxy with the highest  $P_{\text{sat}}$  value is added to the group if this value is above 0.5.
- (viii) We repeat the process from step (vii) to add galaxies one by one until no remaining galaxy has a  $P_{\text{sat}}$  value above 0.5.

The probability  $P_{\text{sat}}$  to belong to the group is computed based on the DM halo properties following Yang et al. (2005). In practice, the probability  $P_{\text{sat}}$  to belong to the halo is computed as:

$$P_{\text{sat}} = 1 - (1 + P_{\text{proj}} P_z / B_{\text{sat}})^{-1}, \quad (4)$$

where  $B_{\text{sat}}$  is the sensitivity parameter that would determine how far from the centre of the halo we can go. Here, we use  $B_{\text{sat}} \approx 10$  which is the value recommended by Yang et al. (2005).  $P_{\text{proj}}$  and  $P_z$  are the pseudo-probabilities corresponding to the projected and the LOS directions, respectively.

**Figure 2.** Groups of more than five galaxies observed in each quasar field as a function of redshift. The groups are represented by the blue circles. The quasars are represented by the red stars. The detected Mg II absorption systems are marked by the red vertical ticks. The blue vertical dotted lines indicate the [O II] detection limits for MUSE. The green vertical dotted lines indicate the Mg II detection limits for UVES. Two groups are present at similar redshift ( $\approx 0.61$ ) in field J0800p1849 and cannot be distinguished on the figure.

in order not to miss any galaxy that would belong to a group. With this FoF process, 38 groups of five or more galaxies are identified in the 22 fields of the MEGAFLOW sample.

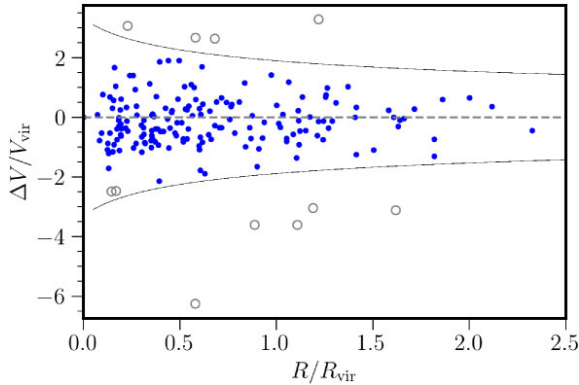
As expected, some galaxies of the groups obtained with the simple FoF algorithm are suspected to be not gravitationally bound. Indeed, in some cases, phase-space diagrams reveal groups spread over redshift ranges corresponding to velocity differences up to 1500  $\text{km s}^{-1}$  with some galaxies clearly standing out.

In order to remove the outlying galaxies, we use a process based on the halo occupation method described in Yang et al. (2005) and later in Tinker (2021). This process is based on the assumption, coming

**Table 3.** Characteristics of the groups of more than five galaxies identified in the MEGAFLOW sample. The groups are sorted by number of galaxy members identified.

ID (1)	Field id (2)	$N_{\text{gr}}$ (3)	$z$ (4)	RA (5)	Dec. (6)	$\log_{10}(M_{\text{vir}}/M_{\odot})$ (7)	$R_{\text{vir}}$ (8)	$W_r^{2796}$ (9)	$b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$ (10)	$b_{\text{min}}$ (11)
1	J1039p0714	21	0.99	10 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> 38 <sup>s</sup>	+07°14′48″	12.9	309	0.63	0.96 ± 0.10	46
2	J0145p1056	21	0.94	01 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> 13 <sup>s</sup>	+10°56′18″	13.2	400	0.12 <sup>a</sup>	0.21 ± 0.02	1
3	J0014m0028	13	0.83	00 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 51 <sup>s</sup>	−00°28′33″	13.7	631	2.09	0.35 ± 0.05	8
4	J1107p1021	11	0.75	11 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup>	+10°21′27″	11.9	161	2.34	0.13 ± 0.11	37
5	J1107p1021	10	0.90	11 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup>	+10°21′15″	12.2	191	<0.05	1.38 ± 0.21	93
6	J0058p0111	9	0.64	00 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 56 <sup>s</sup>	+01°11′28″	12.4	247	3.34	0.17 ± 0.04	6
7	J1352p0614	8	0.61	13 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup>	+06°14′18″	13.0	411	0.78	0.27 ± 0.05	10
8	J1236p0725	7	1.33	12 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 23 <sup>s</sup>	+07°25′34″	12.5	193	0.41	1.04 ± 0.20	113
9	J1358p1145	7	1.10	13 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 07 <sup>s</sup>	+11°46′21″	12.3	186	<0.05	1.55 ± 0.32	253
10	J1358p1145	7	1.15	13 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 07 <sup>s</sup>	+11°45′36″	13.1	303	<sup>a</sup>	0.93 ± 0.17	1
11	J0015m0751	7	0.87	00 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 34 <sup>s</sup>	−07°51′10″	12.0	170	<sup>a</sup>	0.57 ± 0.11	1
12	J1509p1506	7	0.97	15 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup> 59 <sup>s</sup>	+15°06′48″	12.7	275	1.30	0.43 ± 0.08	80
13	J2152p0625	7	1.43	21 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 01 <sup>s</sup>	+06°25′19″	13.1	310	1.15	0.35 ± 0.09	61
14	J2137p0012	6	1.21	21 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 48 <sup>s</sup>	+00°12′36″	12.6	224	1.13	0.63 ± 0.13	95
15	J1352p0614	6	1.14	13 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 18 <sup>s</sup>	+06°14′20″	12.6	242	1.40	0.49 ± 0.14	27
16	J0838p0257	6	0.94	08 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 51 <sup>s</sup>	+02°57′10″	11.8	141	0.77	0.47 ± 0.36	64
17	J1425p1209	6	0.26	14 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 38 <sup>s</sup>	+12°09′16″	12.4	309	<sup>b</sup>	0.07 ± 0.01	10
18	J0131p1303	6	0.84	01 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup>	+13°03′38″	12.7	294	0.14	0.18 ± 0.1	96
19	J2137p0012	5	1.04	21 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 47 <sup>s</sup>	+00°12′07″	13.3	426	0.87	0.38 ± 0.09	84
20	J1314p0657	5	0.99	13 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 06 <sup>s</sup>	+06°57′24″	11.1	81	0.91	0.46 ± 0.25	38
21	J0015m0751	5	0.63	00 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup>	−07°50′47″	12.9	338	<sup>b</sup>	0.44 ± 0.1	116
22	J0800p1849	5	0.61	08 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 05 <sup>s</sup>	+18°49′21″	12.7	328	1.02	0.40 ± 0.09	67
23	J0014m0028	5	1.36	00 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 53 <sup>s</sup>	−00°28′42″	12.3	171	<0.04	0.77 ± 0.17	131
24	J1107p1021	5	1.30	11 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup>	+10°21′35″	12.0	137	0.53	0.68 ± 0.19	58
25	J0131p1303	5	1.34	01 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> 35 <sup>s</sup>	+13°03′21″	12.2	157	0.17	1.99 ± 0.45	127
26	J0838p0257	5	0.82	08 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup> 51 <sup>s</sup>	+02°56′51″	11.8	147	0.28	1.05 ± 0.24	142
27	J2137p0012	5	0.81	21 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup>	+00°12′25″	11.8	152	0.80	0.59 ± 0.13	72
28	J0014p0912	5	1.22	00 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 52 <sup>s</sup>	+09°12′06″	11.6	103	1.43	1.59 ± 1.36	99
29	J0800p1849	5	0.60	08 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> 03 <sup>s</sup>	+18°49′20″	11.9	173	0.08	0.85 ± 0.21	85
30	J0015m0751	5	0.46	00 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 36 <sup>s</sup>	−07°50′36″	10.7	76	<0.07	2.35 ± 0.53	167
31	J1107p1021	5	3.55	11 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup>	+10°21′31″	12.8	136	<sup>a,b</sup>	0.80 ± 0.18	101
32	J0015m0751	5	0.53	00 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 37 <sup>s</sup>	−07°51′18″	12.6	312	<0.07	0.67 ± 0.15	122
33	J0014m0028	5	1.40	00 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 52 <sup>s</sup>	−00°28′09″	12.9	258	0.09 <sup>b</sup>	0.74 ± 0.17	84

Notes.<sup>a</sup> Group redshift equal or greater than the redshift of the quasar. <sup>b</sup>No or bad UVES coverage. The columns present the group id (1), the quasar field (2), the number of members (3), the redshift (4), the angular coordinates (5 and 6), the estimated virial mass (7), the estimated virial radius in kpc (8), the Mg II absorption rest-frame equivalent width in Å (9), the impact parameter relative to the centre of the group normalized by the virial radius (10), and the impact parameter relative to the closest galaxy in kpc (11).



**Figure 4.** Superposed phase diagram of the 26 selected groups of more than five galaxies. For all the groups the galaxies are plotted in the group centre rest frame. The projected distance to the centre of the group is normalized by the virial radius and the velocity difference to the centre of the group is normalized by the virial velocity. The grey open circles are the nearby galaxies rejected by the algorithm. The black lines are the escape velocity caustics computed from the estimated mass of the groups assuming NFW properties.

$P_{\text{proj}}$  at a given projected distance  $R_p$  from the centre of the halo is given by:

$$P_{\text{proj}}(R_p) = 2r_s \bar{\delta} f(R_p/r_s), \quad (5)$$

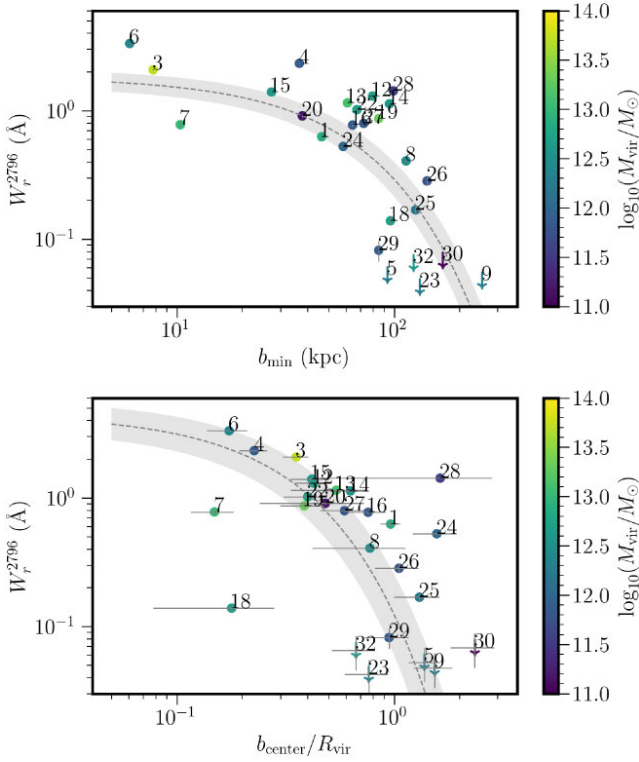
where  $f$  is a function defined as:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{x^2-1} \left( 1 - \frac{\ln \frac{1+\sqrt{1-x^2}}{x}}{\sqrt{1-x^2}} \right) & \text{if } x < 1 \\ \frac{1}{3} & \text{if } x = 1 \\ \frac{1}{x^2-1} \left( 1 - \frac{\arctan \sqrt{x^2-1}}{\sqrt{x^2-1}} \right) & \text{if } x > 1, \end{cases} \quad (6)$$

and where  $\bar{\delta}$  is the overdensity corresponding to an isotropic Navarro–Frenk–White (NFW, see Navarro, Frenk & White 1997) DM profile defined as:

$$\rho_{\text{NFW}} = \frac{\bar{\rho} \bar{\delta}}{\frac{r}{r_s} \left( 1 + \frac{r}{r_s} \right)^2}, \quad (7)$$

where  $r_s$  is the characteristic scale parameter and  $\bar{\rho}$  is the mean density of the universe.



**Figure 5.** Top: Mg II absorption rest equivalent width versus impact parameter  $b$  to the closest galaxy and bottom: to the group centre normalized by the virial radius. The halo mass of the groups is colour coded. The groups for which no Mg II counterpart absorption system have been detected are represented by downward arrows and plotted at the detection limit. The represented error bars are  $1\sigma$ . The grey dashed line is the best fit of the form  $\log_{10}(W_r^{2796}) = A \times b + B$  and the shaded area is the corresponding  $1\sigma$  uncertainty.

$P_z$  at a given redshift separation  $\Delta z$  from the centre is given by:

$$P_z(\Delta z) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left[-\frac{\Delta v^2}{2\sigma_v^2}\right], \quad (8)$$

where  $c$  is the speed of light,  $\Delta v = c\Delta z/(1+z)$  is the velocity relative to the centre, and  $\sigma_v$  is the velocity dispersion of the galaxies within the group, assumed to be  $\sigma_v = V_{\text{vir}}/\sqrt{2}$  with  $V_{\text{vir}} = (GM_{\text{vir}}/R_{\text{vir}})^{1/2}$ .

The masses of the groups derived at step (vii) are estimated from the velocity dispersion of their members and their spatial extent. Indeed, under the assumption that a group is virialized, its mass can be related to the velocity dispersion of its galaxies along the line of sight  $\sigma_{\text{los}}$  and its radius  $R_{\text{group}}$ :

$$M_{\text{vir}} = \frac{AR_{\text{group}}\sigma_{\text{los}}^2}{G}, \quad (9)$$

where  $R_{\text{group}}$  is estimated by taking the dispersion of the projected distance of the galaxies. The factor  $A$  must be taken such that the mass estimator is unbiased. Calibration tests using groups from TNG50 lead to a choice of  $A = 5.0$  which is also the value recommended by Eke et al. (2004).

The virial radius of the groups are derived from their virial masses:

$$R_{\text{vir}} = \left(\frac{3M_{\text{vir}}}{4\pi\Delta_{\text{vir}}\rho_c(z)}\right)^{1/3}, \quad (10)$$

where  $\rho_c(z)$  is the critical density of the universe at redshift  $z$  and  $\Delta_{\text{vir}} = 18\pi^2 + 82x - 39x^2$  with  $x = \Omega_M(z) - 1$  applicable for a flat universe with  $\Omega_k = 0$  (Bryan & Norman 1998).

The main sources of error in our estimation of  $M_{\text{vir}}$  are the estimation of the velocity dispersion  $\sigma_{\text{los}}$  and the estimation of the projected distance dispersion  $R_{\text{group}}$ . Under the assumption of a normal distribution, the  $1\sigma$  uncertainty associated to an unbiased standard deviation estimator of value  $x$  on a sample of size  $N$  is equal to  $x\sqrt{1-k^2(N)}$  (see Markowitz 1968), where  $k(N)$  is given by:

$$k(N) = \sqrt{\frac{2}{N-1} \frac{\Gamma(N/2)}{\Gamma((N-1)/2)}} \quad (11)$$

with  $\Gamma$  the gamma function. The above equation is used to estimate the uncertainty of the velocity dispersion and the projected distance dispersion. As a consequence, the error on  $M_{\text{vir}}$  logically increases when the number of galaxies decreases. With fewer than five galaxies, the error on the virial radius is above 30 per cent. For this reason and the one explained in Section 3.1, we focus on groups of five galaxies or more in the rest of the analysis. The uncertainties on the virial mass are propagated to the virial radius.

One of the main limitation of the method presented here is that groups can be truncated by the MUSE FOV. In such case the centre of the group could be wrong and the group members badly identified. This effect is an additional source of error that we did not take into account in this work.

### 3.3 The group sample

From the 38 groups of more than five galaxies detected by the FoF algorithm, we finally obtain 33 groups after the refinement process. One of them is at high redshift ( $z = 3.55$ ), the others are in the range  $0.3 < z < 1.5$ . We find six groups with an estimated halo mass above  $10^{13} M_{\odot}$ , which is in line with the expected number estimated in Section 3.1.

Among the 33 groups, three have the same redshift as the quasar of the field (note that among our 22 quasars, only five of them are located at redshifts below 1.5 where our groups are preferentially detected using the [O II] emission lines). We remove these three groups from the analysis because Mg II absorption could be affected by the position of the quasar among the group and by the galaxy hosting the quasar (one of these groups is associated with an absorption). Another group is removed because it is located at a redshift higher than the redshift of the quasar. Three other groups located at redshift where there is no UVES coverage on Mg II are removed from the analysis. In total seven groups are removed and we finally obtain a sample of 26 groups that we use as a basis to study Mg II absorption in the quasars spectra. These groups have  $\log_{10}(M_{\text{vir}}/M_{\odot})$  ranging from 10.7 to 13.7 with a median value of 12.3 and with redshifts ranging from 0.5 to 1.4 with a median value of 1.0. 16 out of the 26 groups have a central galaxy as defined at step (i). The centres of the other 10 groups are the barycentres weighted by the stellar masses of the galaxies.

The group sample is presented in Table 2 and Fig. 2. The individual groups are detailed in Table 3 and shown in Fig. A1. The number of galaxies per group as a function of their mass and redshift is shown in Fig. 3.

We can also represent each group in a phase-space diagram, where each galaxy is positioned according to its projected distance and its velocity difference relative to the centre of the group. The superposition of the 26 phase-space diagrams is shown in Fig. 4. We see that group members are found up to twice the virial speed and projected distances up to twice the virial radius of the groups.

### 3.3.1 Estimation of the SFR

We estimate the SFR of the group members using the dust corrected relation from Gilbank et al. (2010) based on the [O II] flux and the estimated stellar mass:

$$\text{SFR} = \frac{L([\text{OII}]_{\text{obs}})/3.8 \times 10^{40} \text{erg s}^{-1}}{a \tanh[(x - b)/c] + d} \quad (12)$$

with  $a = -1.424$ ,  $b = 9.827$ ,  $c = 0.572$ ,  $d = 1.70$ , and  $x = \log(M^*)$ . For 12 groups out of 33, the centre corresponds to a galaxy that can be described as ‘passive’ with a specific SFR (sSFR) below  $0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ . For five additional groups, the centre is within 50 projected kpc from a passive galaxy. This tendency to have quenched central galaxies due to interactions or merger events is well known (Tal et al. 2014; Smethurst et al. 2017), and tends to confirm our group centre identification. The passive galaxies are indicated in red in Fig. A1.

## 4 MG II ABSORPTION VERSUS IMPACT PARAMETER

Now that the groups have been identified in the MEGAFLOW sample, we want to study the cool gas around them by looking at Mg II absorption seen in nearby quasars spectra obtained with UVES. For that we consider that a group is related to an Mg II absorption system if the redshift difference relative to the group centre is  $\Delta V < 1000 \text{ km s}^{-1}$ . The choice of  $\Delta V$  is not crucial for the analysis as long as it is large enough to capture any potential absorption in the neighbourhood of the group. For our sample, the group-absorption association remains identical for  $\Delta V$  ranging from 400 to 6000  $\text{km s}^{-1}$ .

Out of the 26 selected groups, 21 can be paired with an Mg II absorption system (nine having  $W_r^{2796} > 1 \text{ \AA}$ ) and five cannot be paired with any absorption system. To quantify the profile of Mg II haloes around groups of galaxies, we want to study how  $W_r^{2796}$  varies with the impact parameter to the LOS. However, for groups of galaxies, the notion of impact parameter is ambiguous. Bordoloi et al. (2011) consider the impact parameter relative to the geometric group centre defined as the geometric mean of the positions of the group members, or to the most massive galaxy; Nielsen et al. (2018) consider the impact parameter relative to the closest galaxy or to the most luminous galaxy and Dutta et al. (2020) consider the impact parameter relative to the geometric group centre, in some cases normalized by the virial radius.

We can see in Fig. A1 that those different definitions are not necessarily in agreement. With our approach, the groups are assumed to lie in DM haloes often containing a massive central galaxy. In consequence, we focus on two definitions of the impact parameter:  $b_{\text{min}}$ , the projected distance to the closest galaxy and  $b_{\text{centre}}$ , the projected distance to the group centre. Even if these two definitions are correlated, they enable us to investigate whether absorption systems are more likely affected by the CGM of individual galaxies located close to the LOS or by the presence of an intragroup medium centred on the DM halo.

Intuitively, one would expect the size of the cool gas halo to be correlated with the size of the DM halo of the group (and hence with its mass). For that reason, we normalize  $b_{\text{centre}}$  by the virial radius of the group. We do not normalize  $b_{\text{min}}$  by the virial radius of the closest galaxy because it would require to estimate the galaxy halo mass using the  $M^*-M_{\text{halo}}$  relation. However, the stellar mass estimate

from SED fitting could be uncertain in some cases and the  $M^*-M_{\text{halo}}$  relation has an important scatter.

$W_r^{2796}$  as a function of  $b_{\text{min}}$  and of  $b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$  is shown in Fig. 5. The uncertainties on  $b_{\text{min}}$  are very small because they only consist in the precision with which the centre of the quasar and the centre of the closest galaxy could be determined. The uncertainties on  $b_{\text{centre}}$  are similar but for the groups with no central galaxy identified in step (i), they also include the propagation of the stellar mass uncertainties on the barycentre of the group. The uncertainties on  $R_{\text{vir}}$  are computed by propagating the uncertainties on  $M_{\text{vir}}$  described in Section 3.2 using equation (10). Fig. 5 clearly shows a scattered anticorrelation between  $W_r^{2796}$  and impact parameter for both definitions.  $W_r^{2796}$  seems to drop at  $\approx 150 \text{ kpc}$  from the closest galaxy or at the virial radius from the group centre. The dispersion for the second case appears to be small even if some groups like the groups 7, 18, and 28 are standing outside of the main trend (see the discussion in Section 7 for these cases).

To better characterize this decrease of  $W_r^{2796}$  with the impact parameter, we fit it with a log-linear relation of the form:

$$\log W_r^{2796} = a + m \times b. \quad (13)$$

As shown in Fig. 5, some groups with low  $W_r^{2796}$  are affected by significant vertical uncertainties due to Mg II absorption measurement meanwhile some groups are presenting high horizontal uncertainties when we consider  $b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$ . These are mostly due to poor group centre or group mass estimation. To take into account the uncertainties along the two axis, we use the results from Hogg, Bovy & Lang (2010) that define the angle  $\theta = \arctan(m)$  and the vector orthogonal to the linear relation  $\hat{v}^T = [-\sin \theta \cos \theta]$ . A measurement  $i$  of a given Mg II equivalent width  $W_{ri}^{2796}$  (hereafter we note  $W_i \doteq \log W_{ri}^{2796}$ ) at a given impact parameter  $b_i$  can be defined by the vector  $Z_i$  and the associated covariance matrix  $S_i$ :

$$Z_i = \begin{bmatrix} b_i \\ W_i \end{bmatrix}, S_i = \begin{bmatrix} \sigma_{b_i}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{W_i}^2 \end{bmatrix}. \quad (14)$$

The likelihood of such measurement can then be expressed as a function of the orthogonal displacement  $\Delta_i = \hat{v}^T Z_i - a \cos \theta$  and of the projected covariance matrix  $\Sigma_i = \hat{v}^T S_i \hat{v}$ . Finally, the total likelihood can be expressed as:

$$\mathcal{L}(W) = K \left[ \prod_{i=1}^n \exp \left( -\frac{\Delta(W_i)^2}{2\Sigma_i^2} \right) \right] \times \left[ \prod_{i=1}^m \int_{-\infty}^{W_i} dW' \exp \left( -\frac{\Delta(W')^2}{2\Sigma_i^2} \right) \right], \quad (15)$$

where  $K$  is a constant. The first product corresponds to the likelihood of the points that have detected Mg II absorption and the second products corresponds to the likelihood of the points that do not have Mg II absorption detected but only have an upper limit on  $W_i$ .

For this fit, we consider that  $\sigma_{W_i}$  can be decomposed into two subterms: a measurement uncertainty  $\sigma_{m_i}$  and an intrinsic scatter  $\sigma_c$  due to the natural variations from group to group. In consequence, we express  $\sigma_{W_i}$  as the quadratic sum of these two components:

$$\sigma_{W_i}^2 = \sigma_{m_i}^2 + \sigma_c^2. \quad (16)$$

The intrinsic scatter  $\sigma_c$  is estimated following Chen et al. (2010) by comparing the deviation to the maximum-likelihood solution to the measurement uncertainty:

$$\sigma_c = \text{med} \left( \left[ \left[ W_i - \bar{W}(b_i) - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (W_j - \bar{W}(b_j)) \right]^2 - \sigma_{m_i}^2 \right] \right). \quad (17)$$



As the above equation depends on the likelihood solution, we iterate starting with  $\sigma_c = 0$  until we reach convergence.

Finally, when we consider the impact parameter  $b_{\min}$ , the intrinsic scatter converges to  $\sigma_c = 0.42$  dex and the best-fitting parameter values are  $a = 1.14 \pm 0.005$  and  $m = -0.017 \pm 0.001$ .

When we consider the impact parameter relative to the centre of the group and normalized by the virial radius, the intrinsic scatter converges to  $\sigma_c = 0.81$  dex, and the best-fitting parameter values are  $a = 1.75 \pm 0.42$  and  $m = -3.90 \pm 0.58$ . For this model,  $W_r^{2796}$  drops below  $0.1 \text{ \AA}$  for an impact parameter of  $1.03 \times R_{\text{vir}}$ . The fitted models are shown along with the measured data in Fig. 5.

## 5 H I AND DM COLUMN DENSITIES

In the previous section, we have seen that the Mg II absorption profile seems to scale with the halo mass which is consistent with the isotherm model from Tinker et al. (2008). If we assume that  $W_r^{2796}$  is proportional to the amount of cool gas along the LOS as suggested by the works of Rao, Turnshek & Nestor (2006) and Ménard & Chelouche (2009), it implies that the cool gas halo scales with the DM halo. Based on that idea, we aim to compare the column density profile for these two components.

To estimate the DM column density profile we use the results from Diemer (2023). Instead of using a standard NFW profile (Navarro et al. 1997) which is not physical at high radii, they propose a functional form designed to take into account both orbiting and first in-falling DM particles as well as the asymptotic behaviour at large radii where the profile reaches the mean density of the universe. They finally suggest a form similar to a truncated Einasto profile. We use the COLOSSUS package (Diemer 2018) that implements this DM profile to compute the corresponding DM column density profile along the LOS. For the comparison with our sample we consider a halo of mass  $10^{12} M_{\odot}$  at  $z = 1$  (the median halo mass and redshift for our group sample are, respectively,  $10^{12.3} M_{\odot}$  and  $z = 1.0$ ).

We then estimate the H I column density from our Mg II absorption measurement using the results from Lan & Fukugita (2017). They fit the correlation between Mg II absorption strength and H I column density on a sample of Mg II absorptions from several catalogues with redshift  $0.1 < z < 4.5$  for which H I column densities have been measured using H I absorption lines. They finally obtain the following relation:

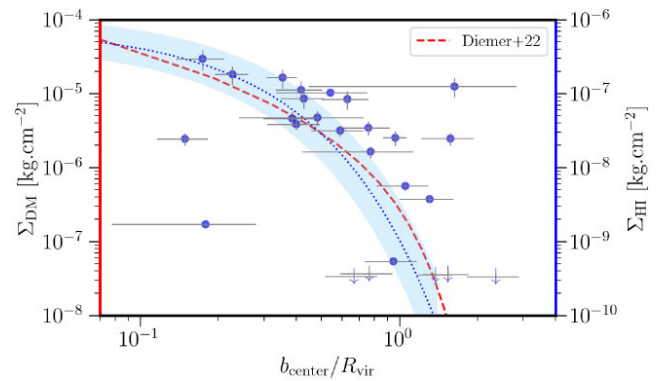
$$N_{\text{HI}} = A \left( \frac{W_r^{2796}}{1 \text{ \AA}} \right)^{\alpha} (1+z)^{\beta}, \quad (18)$$

with  $\alpha = 1.69 \pm 0.13$ ,  $\beta = 1.88 \pm 0.29$ , and  $A = 10^{18.96 \pm 0.10} \text{ cm}^{-2}$ .

We use this model to estimate the H I column density in our groups and we propagate the uncertainties from the relation from Lan & Fukugita (2017). We find H I column densities of approximately  $10^{19}$ – $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  for the groups where we have Mg II absorption detected. Our detection limit of  $\approx 0.1 \text{ \AA}$  corresponds to an H I column density of approximately  $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . We fit the H I column density profile with the method applied in Section 4 on Mg II. For H I, we obtain the following parameters:  $a = -14.0 \pm 0.3$  and  $m = -6.6 \pm 0.2$ . Fig. 6 shows the DM column density profile along with the H I best fit and the H I column densities for each group. As we can see the H I and DM profiles present a very similar shape with a clear drop at the virial radius.

## 6 COVERING FRACTION

To further characterize the Mg II absorption, the covering fraction is derived for the 26 selected groups of more than five galaxies. The



**Figure 6.** Dots with right axis: H I column density derived from  $W_r^{2796}$  based on Lan & Fukugita (2017) for the 26 selected groups of more than five galaxies. The represented error bars are  $1\sigma$  uncertainties. The blue dotted line is the best fit of the form  $\log_{10}(\Sigma_{\text{HI}}) = A \times b + B$ . Red dashed line with left axis: projected DM column density corresponding to the DM profile from Diemer (2023) for a halo with  $M = 10^{12} M_{\odot}$  and  $z = 1$ .

covering fraction is commonly defined as the probability  $P$  of detecting an Mg II absorption system at a given impact parameter from a galaxy or a group of galaxies. Practically, several methodologies are used in the literature to compute the covering fraction. Nielsen et al. (2018) compute the covering fraction in impact parameter bins by doing the ratio of galaxies associated to an absorption by the total number of galaxies in that bin. Dutta et al. (2020) use a cumulative covering fraction. Chen et al. (2010) take into account how the gaseous halo scales with the  $B$ -band luminosity to normalize the impact parameter. Here, to be consistent with previous analysis performed on MEGAFLOW, we adopt the logistic regression method described in Schroetter et al. (2021) to compute the differential covering fraction. This Bayesian method is particularly adapted in cases where bins would not be sufficiently or evenly populated. To describe it briefly, the probability  $P$  of detecting an Mg II absorption system at a given impact parameter from a group is assumed to follow a logistic function of the form:

$$P(\text{detection} = 1) \doteq L(t) = \frac{1}{1 + \exp(-t)}, \quad (19)$$

where  $t$  is expressed as a function of the independent variables  $X_i$  and of the model parameters  $\theta$ . In our case, we consider that the variable is the impact parameter  $b$  and that  $t$  follows a logarithmic decrease of the form:

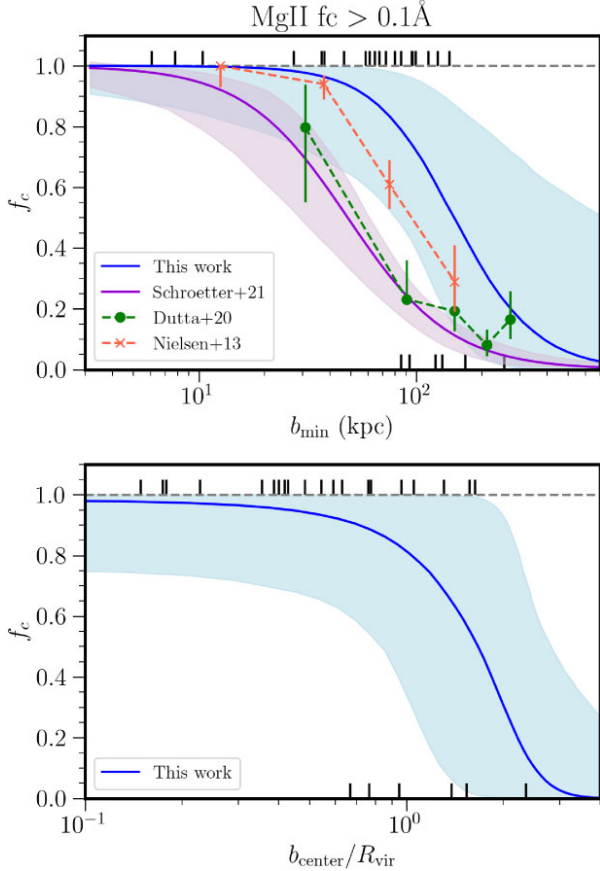
$$t = f(X_i, \theta) = A(\log b - B). \quad (20)$$

The parameters of interest  $A$  and  $B$  are then fitted using a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) algorithm based on 9000 Bernoulli trials. This fit is performed using the PYMC3 PYTHON module (Hoffman & Gelman 2011; Salvatier, Wiecki & Fonnesbeck 2016). Note that this method does not require any binning contrary to what can be found in other studies. In consequence, our input are Booleans corresponding to the presence (or not) of an absorption. In order to obtain a robust fit, two additional parameters are simultaneously fitted to take into account outliers:  $f_{\text{out}}$  is the fraction of outliers in the sample and  $p_{\text{out}}$  is the covering fraction associated to these outliers and assumed to be constant. The obtained best-fitting parameters are listed in Table 4.

We find that the 50 per cent covering fraction, namely  $f_c(b) = 0.50$ , is reached for  $\log_{10}(b_{\min}/\text{kpc}) = 2.17 \pm 0.47 (2\sigma)$  and  $b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}} = 1.67 \pm 0.98 (2\sigma)$ . The fitted covering fractions as a function of  $b_{\min}$  and  $b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$  are plotted in Fig. 7 and are compared with the results

**Table 4.** Covering fraction fitted parameters for the two impact parameter definitions. The uncertainties are  $2\sigma$ .

	A	B	$f_{\text{out}}$	$P_{\text{out}}$
$b_{\text{min}}$	$-5.4^{+4.3}_{-6.9}$	$2.2^{+0.6}_{-0.3}$	$0.1^{+0.4}_{-0.1}$	$0.7^{+0.3}_{-0.6}$
$b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$	$-2.7^{+2.1}_{-6.8}$	$1.7^{+1.1}_{-0.9}$	$0.2^{+0.3}_{-0.2}$	$0.6^{+0.4}_{-0.6}$



**Figure 7.** Differential covering fraction of Mg II absorption of width  $W_r^{2796} > 0.1\text{\AA}$  for the groups of five or more galaxies. Top: as a function of  $b_{\text{min}}$  and compared with the results from Schroetter et al. (2021), Dutta et al. (2020), and Nielsen et al. (2013). Bottom: as a function of  $b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$ . Each vertical black mark corresponds to a group, it is equal to one if there is a counterpart absorption system and zero otherwise. The shaded areas correspond to the 95 per cent confidence level of the covering fraction. The error bars for Dutta et al. (2020) and Nielsen et al. (2013) correspond to the 68 per cent confidence level.

from Schroetter et al. (2021) and Nielsen, Churchill & Kacprzak (2013).

## 7 DISCUSSION

As mentioned in Section 4, three groups deviate significantly from the main  $W_r^{2796} - b_{\text{centre}}/R_{\text{vir}}$  decreasing trend. Fig. A1 gives us some hints on the particularities of these groups. The group 7 is below the relation. Its Mg II equivalent width is low in spite of being at small impact parameter from the LOS. This behaviour could be explained by the fact that four galaxies around the group centre are quenched. The low star formation activity in the central part of this group is synonym of low galactic winds and, hence, low amount of gas ejected from the galaxies into the CGM. The group

18 is also below the main trend. It presents an elongated shape with five out of six galaxies aligned so that they could be part of a filament. In such case, this group would not be virialized and the cool gas could then possibly be preferentially distributed along the filament. The group 28 at the contrary is above of the relation. It is a very compact group with small velocity dispersion leading to a low estimated virial mass. As it is composed of only five galaxies the uncertainty on the virial mass is large. In addition, the group has no clear heaviest galaxy, so we estimated the position of the centre as the barycentre of the group members. The position of the barycentre suffers from high uncertainties from the estimated stellar masses of the members. These combined uncertainties lead to a large error bar that could explain why this group is standing outside of the main relation.

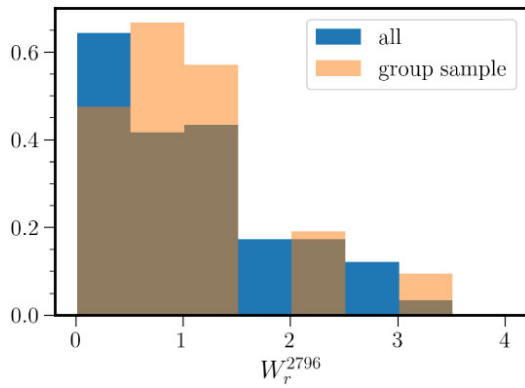
Fig. A1 also reveals very different kinds of group morphologies. For instance groups 8, 15, 20, 27, 28, 29, and 30 are very compact both in projected and in velocity space meanwhile groups 14, 19, and 21 seem extended and diffuse. We also observe few groups with particularly elongated shapes like groups 12, 18, and 33. These groups could be part of filaments accreting toward nodes of the cosmic web.

The absorption systems also present some diversity. In many cases like for groups 1, 4, and 6, all the components seem to be mixed and form a single absorption system with large velocity dispersion. In other cases such as 13, 24, and 28, we clearly observe distinct components, that are none the less difficult to attribute to a specific member. In few cases like groups 4, 18, 19, or 22, we can possibly identify the galaxy counterpart of some absorption components. For the group 19, we can clearly attribute a specific absorption component for four out of the five members. For the group 4 we can see in the spectra an absorption component matching with the galaxy 13, lying outside of the group (and that have been rejected by the halo refinement algorithm).

We also observe that for five groups out of 26, no counterpart Mg II absorption is found in the quasar spectra. For these five cases, the estimated impact parameter to the centre is relatively large which is consistent with the picture of a halo of cool gas vanishing at high distance.

### 7.1 Comparison with field and isolated galaxies

It is interesting to compare the covering fraction computed for our group sample to the covering fraction of field galaxies. For that we use the results from Schroetter et al. (2021) that estimated the Mg II covering fraction for MEGAFLOW galaxies at redshifts  $1 < z < 1.5$  where both Mg II and C IV absorptions could be observed with UVES. A total of 215 galaxies have been identified in this redshift range using their [O II] emission. When multiple galaxies were present in the vicinity of an absorption system, they considered the impact parameter relatively to the closest galaxy. For that reason, we compare their results to the covering fraction that we computed as a function of  $b_{\text{min}}$  (top panel of Fig. 7). The fact that we use the same survey and the same methodology to compute the covering fraction allows a consistent comparison between our results. The overlap between our group sample and the sample used by Schroetter et al. (2021) consists of five absorption systems out of the 52 that they used to compute their covering fraction. Finally, we find that the covering fraction for groups is approximately three times larger than the one computed by Schroetter et al. (2021), the 50 per cent covering fractions are reached, respectively, at 148 kpc versus 47 kpc).



**Figure 8.** Distribution of Mg II absorption equivalent width for the 120 MEGAFLOW absorptions at  $0.3 < z < 1.5$  (in blue) and for the 21 groups of more than five galaxies (in orange) presenting absorption. The distributions have been normalized to be compared.

In terms of equivalent width, we observe that groups are not preferentially associated with strong absorptions in MEGAFLOW as shown in the  $W_r^{2796}$  distribution presented in Fig. 8. Indeed, on the 59 strong absorptions with  $W_r^{2796} > 1.0 \text{ \AA}$  only nine are associated with groups of five galaxies or more. Reversely, on the six groups with an estimated virial mass above  $10^{13} M_\odot$  only two present an associated absorption with  $W_r^{2796} > 1 \text{ \AA}$ . Our results are in line with the works from Bouché et al. (2006) and Lundgren et al. (2009) that have shown that  $W_r^{2796}$  does not grow with the mass of the halo but is rather anticorrelated with it.

We also compare our results to Dutta et al. (2020). In their section 3.5, they present the covering fraction computed for their full sample of 228 galaxies at redshift  $0.8 < z < 1.5$ . There are two major differences with the work from Schroetter et al. (2021). First they did not select the quasar fields based on the presence of multiple Mg II absorptions as it has been done for MEGAFLOW, arguing that it would prevent their analysis from any bias due to pre-selection. Second, their sample is mostly composed of continuum-detected galaxies (it contains only 14 galaxies that have been identified from the research of emission lines in the vicinity of known Mg II absorptions). In their fig. 18, they show the covering fraction for their whole sample. When multiple galaxies are present around an absorption system they take into account all galaxies in their calculation. Their results show that the covering fraction is significantly affected by the choice of the absorption equivalent width limit. Nevertheless, in Fig. 7, we show that their covering fraction is completely consistent with the covering fraction computed by Schroetter et al. (2021) on MEGAFLOW for an identical equivalent width limit of  $0.1 \text{ \AA}$ .

It is also interesting to compare our result to the covering fraction estimated by Nielsen et al. (2013) for isolated galaxies. They defined galaxies as isolated if they have no neighbours within a projected distance of 100 kpc and LOS velocity interval of  $500 \text{ km s}^{-1}$ . They used 182 isolated galaxies at redshift  $0.07 < z < 1.12$  from the MAGIICAT sample which is built from a compilation of several galaxy-absorption pair samples (some of them consisting of galaxies identified around known Mg II absorption systems). They computed the covering fraction for several absorption equivalent width limits. In Fig. 7, we show their estimated covering fraction at  $0.1 \text{ \AA}$ . We observe that their covering fraction for isolated galaxies is significantly higher than the covering fraction obtained for field galaxies in the previously

mentioned papers but remains lower than the results we find for groups, though within the 95 per cent confidence level.

## 7.2 Comparison with literature about groups

It is difficult to compare rigorously our results with the existing literature about groups, first because the definition of what is a group varies (for instance we do not consider pairs of galaxies as groups) and second because many different definitions/methods are used to estimate the covering fraction and could have impacts on the results. None the less, we can perform a qualitative comparison. Nielsen et al. (2018) studied the groups in the MAGIICAT sample. They show that the overall covering fraction (without taking into account the effect of the impact parameter) is higher for groups (at the  $2.2\sigma$  level) than for isolated galaxies. They also show that the Mg II equivalent width is consistent with the superposition model proposed by Bordoloi et al. (2011) but that the absorption kinematics reveal a more complex behaviour and make them favour the hypothesis that the absorptions are caused by an intragroup medium rather than by individual galaxies. This assumption is consistent with our finding that the extent of the Mg II halo seems to scale with the mass (hence the virial radius) of the halo.

Dutta et al. (2020, 2021) also studied the impact of environment on the Mg II covering fraction at  $z \approx 1$ . They find that the covering fraction around groups is three times higher than around isolated galaxies. This result is in line with our conclusion even if their definition of what is a group and their way to compute the covering fraction is different.

Finally, the interpretation of our results on groups along with the existing literature lead to the following picture:

- (i) Absorptions are mostly caused by individual or small ensemble of four or less galaxies compatible with their natural correlation in the field. In MEGAFLOW only 21 out of 120  $z < 1.5$  absorptions are caused by groups of more than five galaxies.
- (ii) The  $W_r^{2796}$  of absorptions associated with overdensities are not higher (Fig. 8). This is consistent with the results from Bouché et al. (2006), Lundgren et al. (2009), and Gauthier et al. (2009) that rather find an anticorrelation with the halo mass. Strong absorptions would hence be preferentially caused by unvirialized clouds of gas mostly due to strong outflows around starburst galaxies. At the contrary the quenching of galaxies as they enter groups lead to less extreme galactic winds and more virialized clouds.
- (iii) However, the spatial extent of Mg II is higher for more massive haloes, as  $W_r^{2796}$  drops at the virial radius.
- (iv) The probability to find an absorption is much higher for dense environments (21 groups out of 26 are associated with an absorption, meanwhile the 101 remaining absorptions of MEGAFLOW are distributed between more than  $\approx 1000$  galaxies).

## 7.3 Potential effect of the quasar field pre-selection

One could object that the pre-selection of quasar line of sights based on the presence of multiple strong absorptions ( $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ ) could introduce a bias in the measurement of the covering fraction presented here. We believe that if it exists, this bias is small for the following reasons.

First, if a bias were present in MEGAFLOW it would have been seen in the analysis of Schroetter et al. (2021) for field galaxies. However, the covering fractions computed by Schroetter et al. (2021)



and the covering fraction from Dutta et al. (2020, on randomly selected LOS) or Lan (2020) are all very similar.

Second, as shown in Schroetter et al. (2021), the Mg II equivalent width distribution ( $dn/dW$ ) in MEGAFLOW follows the same exponential law ( $\propto \exp(-W_r/W_0)$ ) as found in random sightlines (e.g. Nestor, Turnshek & Rao 2005; Zhu & Ménard 2013) but with a boosted normalization. Hence, even if there were a relation between the galaxy properties and the Mg II absorption equivalent widths, the MEGAFLOW pre-selection procedure does not introduce a bias in the covering fraction.

Third, the covering fraction we compute for groups covers a very wide redshift range (0.3–1.5) with  $\approx 4000$  spectral channels, or  $\approx 2000$  independent possible redshifts given the MUSE resolution. The MEGAFLOW survey has  $\approx 100$  galaxies per field, of which  $\approx 50$ –60 are at these low redshifts. Hence, having 3, 4, or 5 pre-selected absorptions might be affecting the covering fractions of 5 per cent–10 per cent of the samples. In other words, there are no reasons to presume a strong bias due to the absorption pre-selection.

Finally, we performed a quantitative experiment using a simple toy model presented in Appendix B to mimic the effect of the line-of-sight pre-selection based on the presence of multiple strong absorptions. For a sample of  $\approx 20$  selected fields (similar to what we have in MEGAFLOW) populated by  $\approx 60$  galaxies each, we only observe a small shift in the measured covering fraction, compatible with the  $2\sigma$  measurement error. With a sample 10 times larger, this shift is significant at the  $3.3\sigma$  level. Finally, we conclude that if existing, the bias would be at most 5 per cent–10 per cent which is small compared to the factor three that we observe between the covering fraction of groups versus field galaxies.

Bouché et al. (in preparation) present an alternative model to estimate the effect of sightlines pre-selection. They find that the field pre-selection has negligible effects on the measured covering fraction. They also reproduce the distribution of Mg II absorption equivalent widths ( $dN/dW$ ) and show that it is not affected by the selection process.

#### 7.4 limitations and future prospects

The work presented here has several limitations. The first one is that, as can be seen from Fig. A1 some groups are probably cropped by the FOV. In such cases, the group centre that we identified could be wrong, as well as the impact parameter relative to the quasar LOS. The impact of this effect is difficult to quantify and has not been taken into account in this work. However the fact that our group centres often match with one or several passive galaxies (as observed in the literature) makes us confident about the robustness of our group finding procedure.

The second one is that the redshift dependency of our results has not been investigated given the size of our sample. A possible improvement would be to increase the statistics and to fit the covering fraction as a function of both the impact parameter and redshift.

This work is focused on groups of five or more galaxies. We justified this choice by the analysis of the two-point correlation function that reveals that the typical number of galaxies expected around an absorption system is  $\approx 3$  for the MUSE FOV. As we wanted to study overdensities, we focused on groups with a number of galaxies higher than this value. In addition, we wanted to derive the mass of the groups using the velocity dispersion of the galaxies. That method requires a sufficient number of galaxies. However, our FoF algorithm finds 93 groups having 3–5 galaxies. An extension of this work could be to investigate in more detail the absorptions in quasar sightlines in the vicinity of these smaller groups.

Finally, a detailed case by case analysis of the identified group-absorption pairs taking advantage of the UVES high-resolution spectra would be interesting and is planned to be explored in a future paper.

## 8 CONCLUSIONS

We presented our results about the cool gas traced by Mg II around groups of galaxies in the MEGAFLOW survey. MEGAFLOW is based on observations from VLT/MUSE and VLT/UVES of 22 quasar fields presenting multiple ( $\geq 3$ ) strong Mg II absorptions. A total of 1208 galaxies were detected in the foreground of quasars, both from their continuum and emission lines (mainly [O II]), with estimated  $\log_{10}(M^*/M_\odot)$  ranging from 6 to 12 and redshift ranging from 0.1 to 1.5.

Using a combination of an FoF algorithm and a halo occupation algorithm we identified a total of 33 groups of more than 5 galaxies. Among them 26 are located at the foreground of the quasars and can be used to study counterpart Mg II absorptions within quasar spectra. These groups have  $10.8 < \log_{10}(M/M_\odot) < 13.7$  and  $0.4 < z < 1.5$ . The analysis of the group properties and their counterpart Mg II absorptions led to the following conclusions:

(i) On the 120 Mg II absorption systems present in MEGAFLOW at  $z < 1.5$ , 21 could be associated with a group of more than five galaxies.

(ii) For five groups of more than five galaxies, no Mg II absorption has been detected in the nearby quasar spectrum down to a detection limit of  $W_r^{2796} \approx 0.1 \text{ \AA}$ .

(iii) The  $W_r^{2796}$  appears to be clearly anticorrelated with the impact parameter. It drops at  $\approx 150$  kpc from the closest galaxy and  $\approx R_{\text{vir}}$  suggesting that Mg II haloes scale with halo masses.

(iv) The Mg II covering fraction measured for groups is  $\approx 3$  times higher than the one computed for field galaxies. This result is consistent with other recent literature results.

(v) However contrary to some other studies, we do not find that  $W_r^{2796}$  is higher in groups. It suggests that strong absorptions are preferentially caused by outflows induced by individual star-forming galaxies rather than by accumulation of gas in the intragroup medium.

(vi) We derived HI column densities from  $W_r^{2796}$  and compared them to the DM column density profile for a halo of similar mass. The HI and DM profiles exhibit a very similar shape with a clear drop at the virial radius.

(vii) The groups present various morphologies: compact, diffuse, filamentary, or irregular. The associated absorption systems are also diverse. They contain multiple absorption components that are difficult to attribute to individual galaxies.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been carried out thanks to the support of the ANR 3DGasFlows (ANR-17-CE31-0017).

The calculations and figures have been made using the open-source softwares NUMPY (van der Walt, Colbert & Varoquaux 2011; Harris et al. 2020), SCIPY (Virtanen et al. 2020), MATPLOTLIB (Hunter 2007), ASTROPY (Astropy Collaboration 2013, 2018), and PYMC3 (Hoffman & Gelman 2011; Salvatier et al. 2016).

The data used in this work are based on observations made with ESO telescopes at the La Silla Paranal Observatory.

**DATA AVAILABILITY**

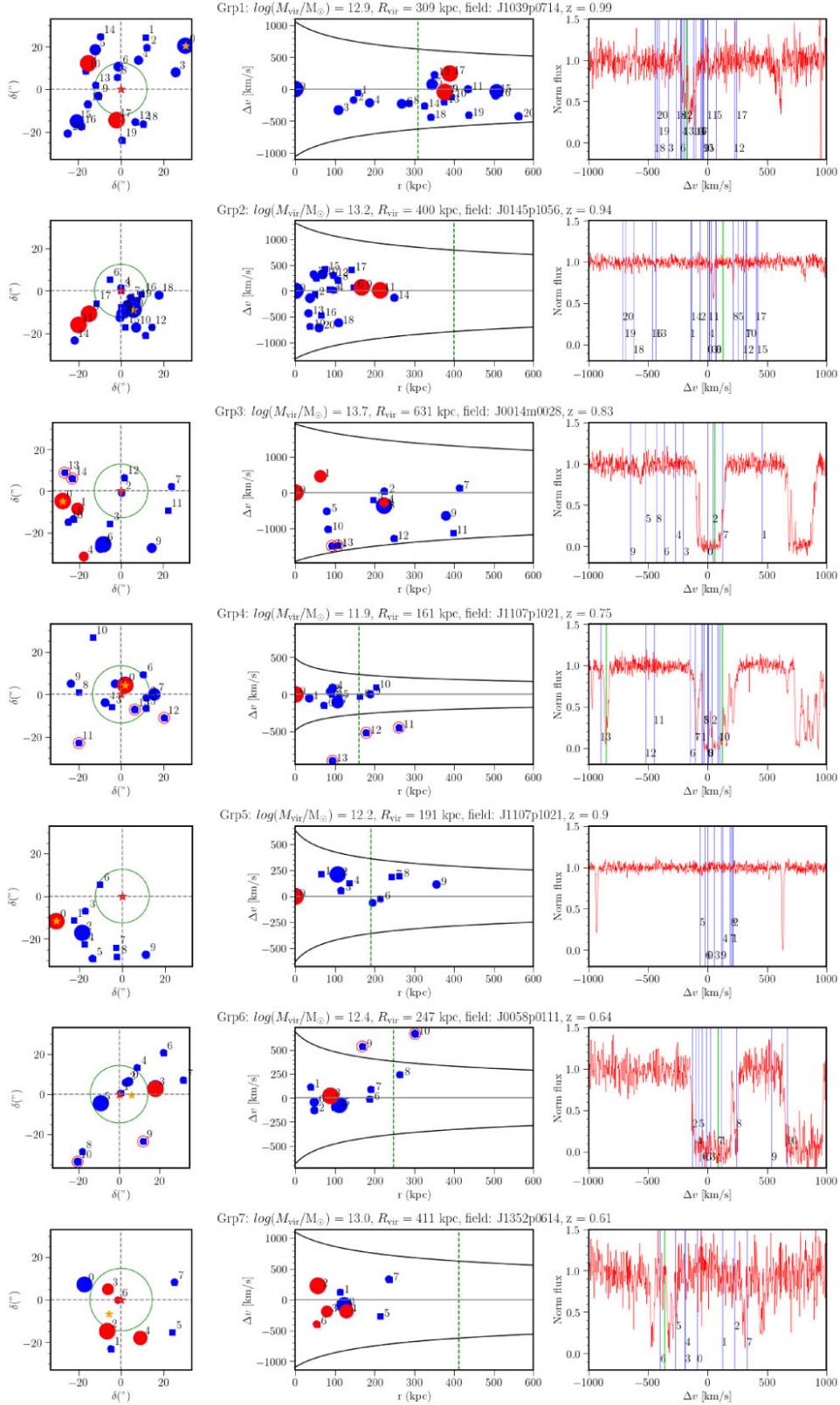
The underlying data used for this article are available in the ESO archive (<http://archive.eso.org>). The MEGAFLOW catalogue will be soon available at the address <https://megafLOW.univ-lyon1.fr/> and be visualized at <https://amused.univ-lyon1.fr>. The data generated for this work will be shared on reasonable request to the corresponding author.

**REFERENCES**

- Adelberger K. L., Steidel C. C., Shapley A. E., Pettini M., 2003, *ApJ*, 584, 45
- Anand A., Kauffmann G., Nelson D., 2022, *MNRAS*, 513, 3210
- Astropy Collaboration, 2013, *A&A*, 558, A33
- Astropy Collaboration, 2018, *AJ*, 156, 123
- Bielby R., Crighton N. H. M., Fumagalli M., Morris S. L., Stott J. P., Tejos N., Cantalupo S., 2017, *MNRAS*, 468, 1373
- Bordoloi R. et al., 2011, *ApJ*, 743, 10
- Bouché N., Murphy M. T., Péroux C., Csabai I., Wild V., 2006, *MNRAS*, 371, 495
- Bouché N., Hohensee W., Vargas R., Kacprzak G. G., Martin C. L., Cooke J., Churchill C. W., 2012, *MNRAS*, 426, 801
- Bryan G. L., Norman M. L., 1998, *ApJ*, 495, 80
- Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763
- Charlton J. C., Mellon R. R., Rigby J. R., Churchill C. W., 2000, *ApJ*, 545, 635
- Chen H.-W., Helsby J. E., Gauthier J.-R., Shectman S. A., Thompson I. B., Tinker J. L., 2010, *ApJ*, 714, 1521
- Churchill C. W., Rigby J. R., Charlton J. C., Vogt S. S., 1999, *ApJS*, 120, 51
- Cochrane R. K., Best P. N., Sobral D., Smail I., Geach J. E., Stott J. P., Wake D. A., 2018, *MNRAS*, 475, 3730
- Correa C. A., Wyithe J. S. B., Schaye J., Duffy A. R., 2015, *MNRAS*, 452, 1217
- Dekker H., D'Odorico S., Kaufer A., Delabre B., Kotzłowski H., 2000, in Iye M., Moorwood A. F. eds, Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 4008, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors. SPIE, Bellingham, p. 534
- Diemer B., 2018, *ApJS*, 239, 35
- Diemer B., 2023, *MNRAS*, 519, 3292
- Dutta R. et al., 2020, *MNRAS*, 499, 5022
- Dutta R. et al., 2021, *MNRAS*, 508, 4573
- Eke V. R. et al., 2004, *MNRAS*, 348, 866
- Epinat B. et al., 2018, *A&A*, 609, A40
- Fossati M. et al., 2019, *MNRAS*, 490, 1451
- Gauthier J.-R., 2013, *MNRAS*, 432, 1444
- Gauthier J.-R., Chen H.-W., Tinker J. L., 2009, *ApJ*, 702, 50
- Gilbank D. G., Baldry I. K., Balogh M. L., Glazebrook K., Bower R. G., 2010, *MNRAS*, 405, 2594
- Girelli G., Pozzetti L., Bolzonella M., Giocoli C., Marulli F., Baldi M., 2020, *A&A*, 634, A135
- Guha L. K., Srianand R., Dutta R., Joshi R., Noterdaeme P., Petitjean P., 2022, *MNRAS*, 513, 3836
- Hamanowicz A. et al., 2020, *MNRAS*, 492, 2347
- Harris C. R. et al., 2020, *Nature*, 585, 357
- Hinshaw G. et al., 2013, *ApJS*, 208, 19
- Hoffman M. D., Gelman A., 2014, *Mach. Learn. Res.*, 15, 1593
- Hogg D. W., Bovy J., Lang D., 2010, *Data analysis recipes: fitting a model to data*, <https://arxiv.org/abs/1008.4686>
- Huang Y.-H., Chen H.-W., Shectman S. A., Johnson S. D., Zahedy F. S., Helsby J. E., Gauthier J.-R., Thompson I. B., 2021, *MNRAS*, 502, 4743
- Hunter J. D., 2007, *Comput. Sci. Eng.*, 9, 90
- Jung S. L. et al., 2022, *MNRAS*, 515, 22
- Kacprzak G. G., Murphy M. T., Churchill C. W., 2010, *MNRAS*, 406, 445
- Kacprzak G. G., Churchill C. W., Nielsen N. M., 2012, *ApJ*, 760, L7
- Knobel C. et al., 2009, *ApJ*, 697, 1842
- Lan T.-W., 2020, *ApJ*, 897, 97
- Lan T.-W., Fukugita M., 2017, *ApJ*, 850, 156
- Leclercq F. et al., 2022, *A&A*, 663, A11
- Lundgren B. F. et al., 2009, *ApJ*, 698, 819
- Markowitz E., 1968, *Am. Stat.*, 22, 26
- Marulli F. et al., 2013, *A&A*, 557, A17
- Ménard B., Chelouche D., 2009, *MNRAS*, 393, 808
- Mishra S., Muzahid S., 2022, *ApJ*, 933, 229
- Mo H. J., White S. D. M., 2002, *MNRAS*, 336, 112
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, *ApJ*, 490, 493
- Nestor D. B., Turnshek D. A., Rao S. M., 2005, *ApJ*, 628, 637
- Nestor D. B., Johnson B. D., Wild V., Ménard B., Turnshek D. A., Rao S., Pettini M., 2011, *MNRAS*, 412, 1559
- Nielsen N. M., Churchill C. W., Kacprzak G. G., 2013, *ApJ*, 776, 115
- Nielsen N. M., Kacprzak G. G., Pointon S. K., Churchill C. W., Murphy M. T., 2018, *ApJ*, 869, 153
- Nielsen N. M., Kacprzak G. G., Sameer Murphy M. T., Nateghi H., Charlton J. C., Churchill C. W., 2022, *MNRAS*, 514, 6074
- Peebles P., 1980, *The Large-scale Structure of the Universe*. Princeton Series in Physics, Princeton University Press, <https://books.google.fr/books?id=PYbNlgEACAAJ>
- Quast R., Baade R., Reimers D., 2005, *A&A*, 431, 1167
- Rao S. M., Turnshek D. A., Nestor D. B., 2006, *ApJ*, 636, 610
- Rigby J. R., Charlton J. C., Churchill C. W., 2002, *ApJ*, 565, 743
- Rodriguez F., Merchan M., 2020, *A&A*, 636, A61
- Salvatier J., Wiecki T., Fonnesbeck C., 2016, *PeerJ Comput. Sci.*, 2, e55
- Schroetter I. et al., 2016, *ApJ*, 833, 39
- Schroetter I. et al., 2019, *MNRAS*, 490, 4368
- Schroetter I. et al., 2021, *MNRAS*, 506, 1355
- Smethurst R. J., Lintott C. J., Bamford S. P., Hart R. E., Kruk S. J., Masters K. L., Nichol R. C., Simmons B. D., 2017, *MNRAS*, 469, 3670
- Tal T. et al., 2014, *ApJ*, 789, 164
- Tinker J. L., 2021, *ApJ*, 923, 154
- Tinker J., Kravtsov A. V., Klypin A., Abazajian K., Warren M., Yepes G., Gottlöber S., Holz D. E., 2008, *ApJ*, 688, 709
- Tumlinson J., Peebles M. S., Werk J. K., 2017, *ARA&A*, 55, 389
- Virtanen P. et al., 2020, *Nature Methods*, 17, 261
- van der Walt S., Colbert S. C., Varoquaux G., 2011, *Comput. Sci. Eng.*, 13, 22
- Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Jarno A., Pécontal-Rousset A., Bacon R., Böhm P., 2012, in Radziwill N. M., Chiozzi G. eds, Proc. SPIE Conf. Ser. Vol. 8451, Software and Cyberinfrastructure for Astronomy II. SPIE, Bellingham, p. 84510B
- Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Pécontal-Rousset A., Jarno A., Bacon R., 2014, in Manset N., Forshay P. eds, ASP Conf. Ser. Vol. 485, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 451
- Weilbacher P. M., Streicher O., Palsa R., 2016, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1610.004
- Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., Jing Y. P., 2005, *MNRAS*, 356, 1293
- Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., 2009, *ApJ*, 695, 900
- Zabl J., Freudling W., Møller P., Milvang-Jensen B., Nilsson K. K., Fynbo J. P. U., Le Fèvre O., Tasca L. A. M., 2016, *A&A*, 590, A66
- Zabl J. et al., 2019, *MNRAS*, 485, 1961
- Zabl J. et al., 2021, *MNRAS*, 507, 4294
- Zhu G., Ménard B., 2013, *ApJ*, 770, 130

**APPENDIX A: GROUPS VISUALIZATION**

The 33 groups with more than five galaxies are presented in Fig. A1. The left column shows the galaxies in projected space. The middle column shows the galaxies in phase space. The right column shows the UVES spectra of the corresponding quasars at the redshift of the groups when available. Passive galaxies (with  $sSFR < 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ ) are coloured in red.



**Figure A1.** Visualization of the individual groups. Left column: groups in projected coordinates (right ascension and declination). The dots are the galaxies, with a size proportional to the log of their estimated stellar mass. The red dots are the ‘passive’ galaxies with an  $\text{sSFR} < 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ . The galaxies circled in red are the galaxies that have been excluded from the group by the halo occupation method. The orange cross is the group centre. The red star at (0,0) is the quasar. The green circle represents a 100 kpc radius around the quasar. Middle: the galaxy distribution in phase space (distance to the centre of the group along the  $x$ -axis and velocity separation to the centre of the group along the  $y$ -axis). The dashed vertical line is the estimated virial radius. The black lines are the escape velocity caustics computed from the estimated mass of the groups assuming NFW properties. Right: high-resolution spectra of the central quasar. The  $x$ -axis represents the velocity difference relative to the centre of the group. The green vertical line is the estimated Mg II absorption velocity difference. The blue lines are the velocity differences of the galaxies in the group.



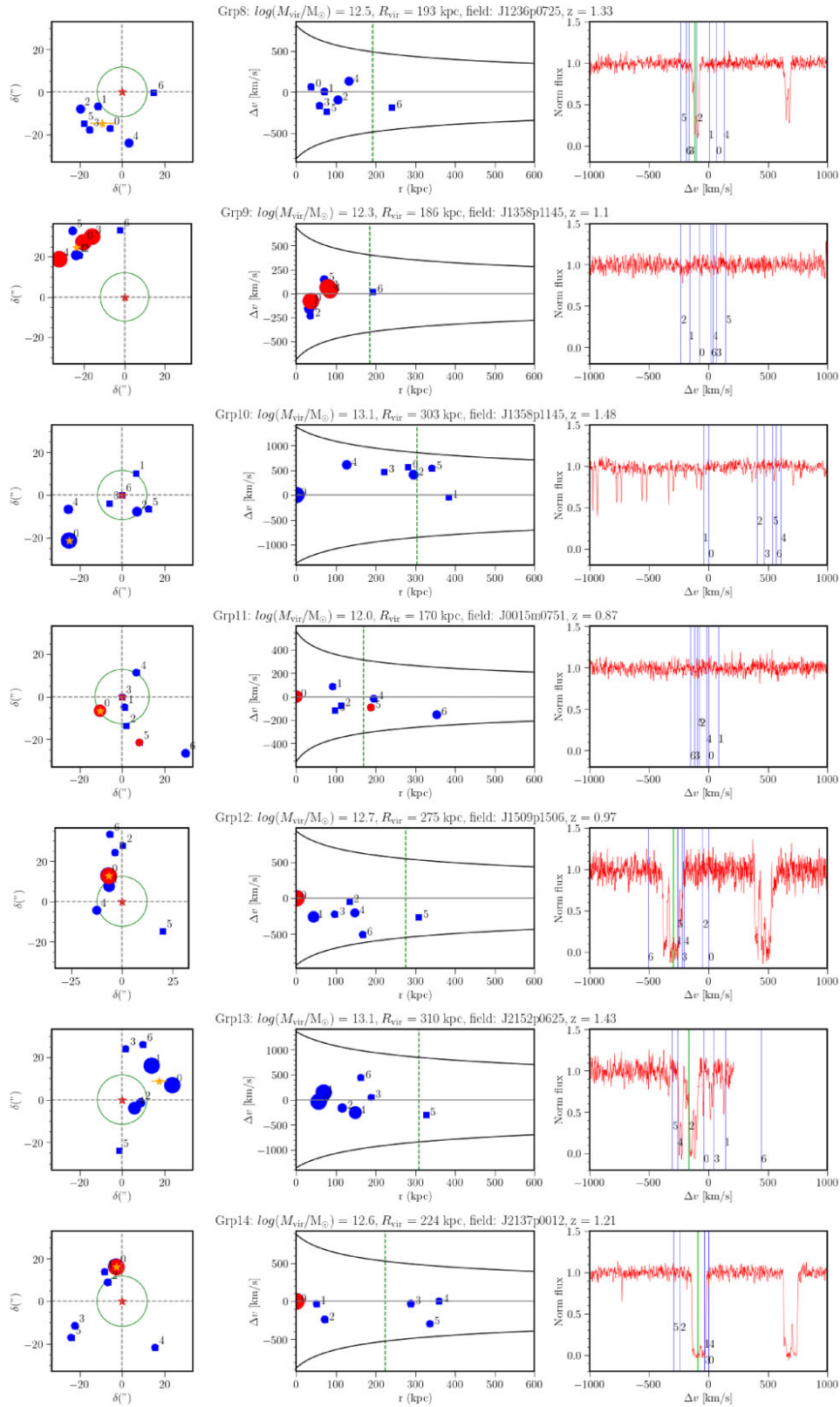


Figure A1. (Continued.)

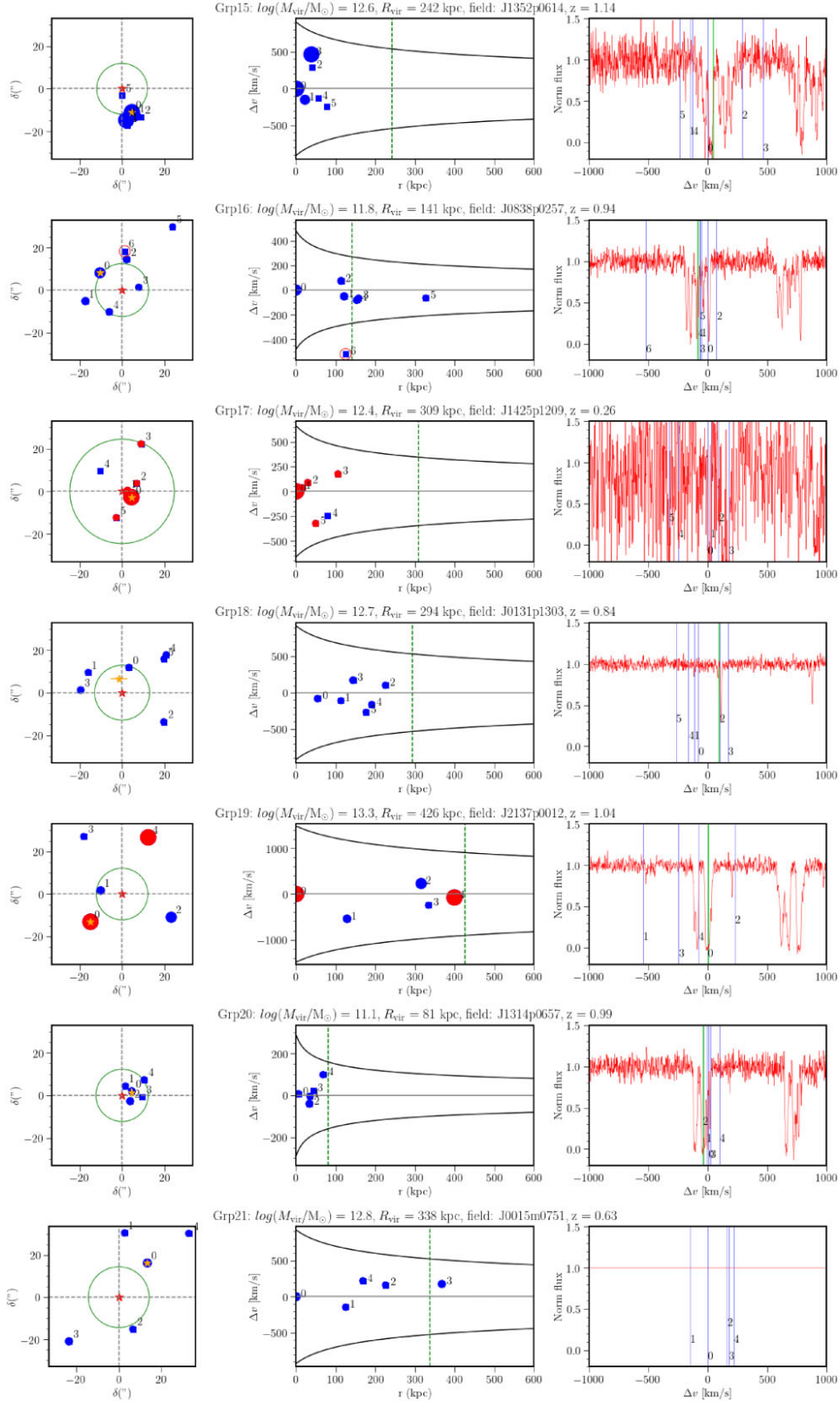


Figure A1. (Continued.)



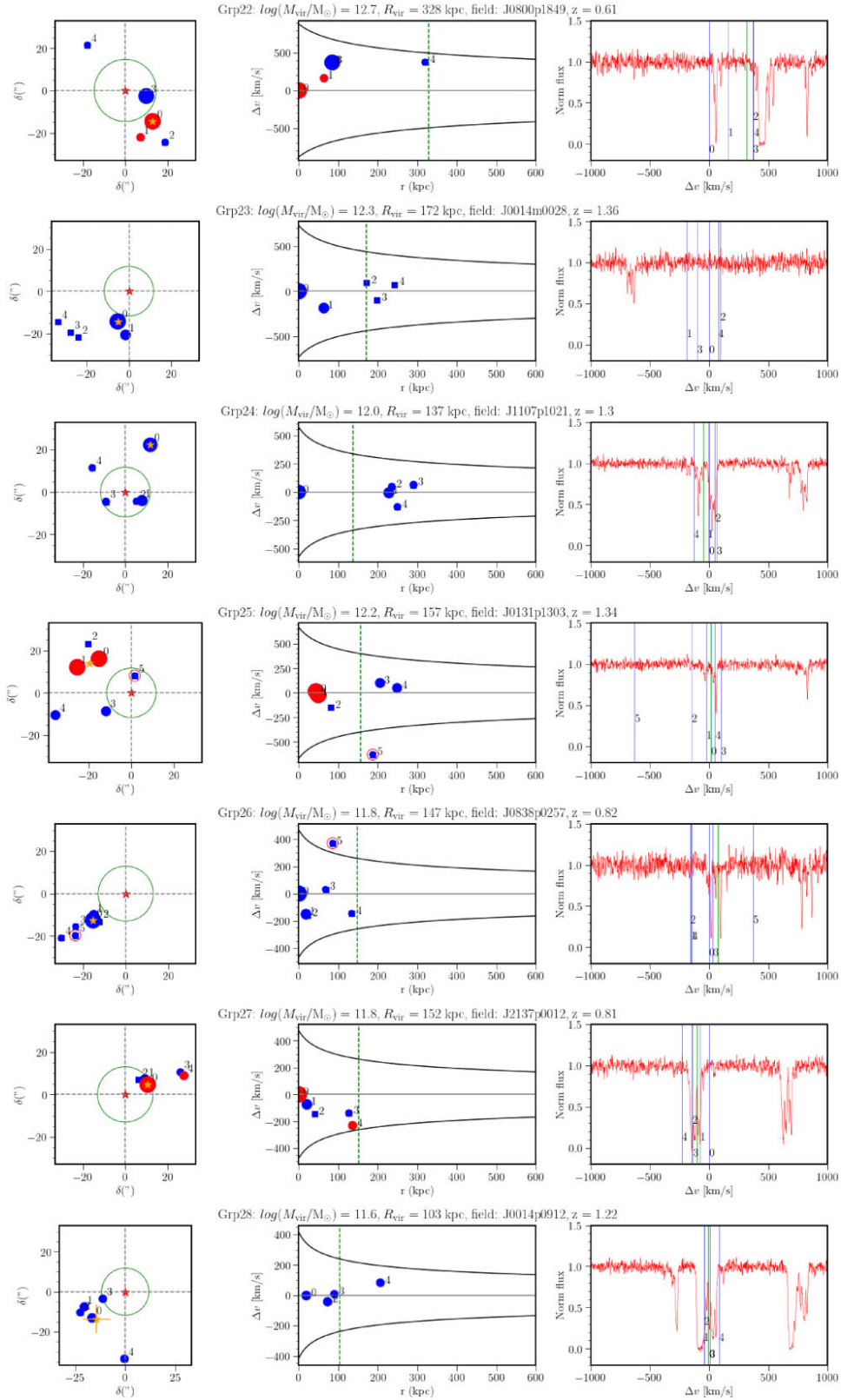


Figure A1. (Continued.)

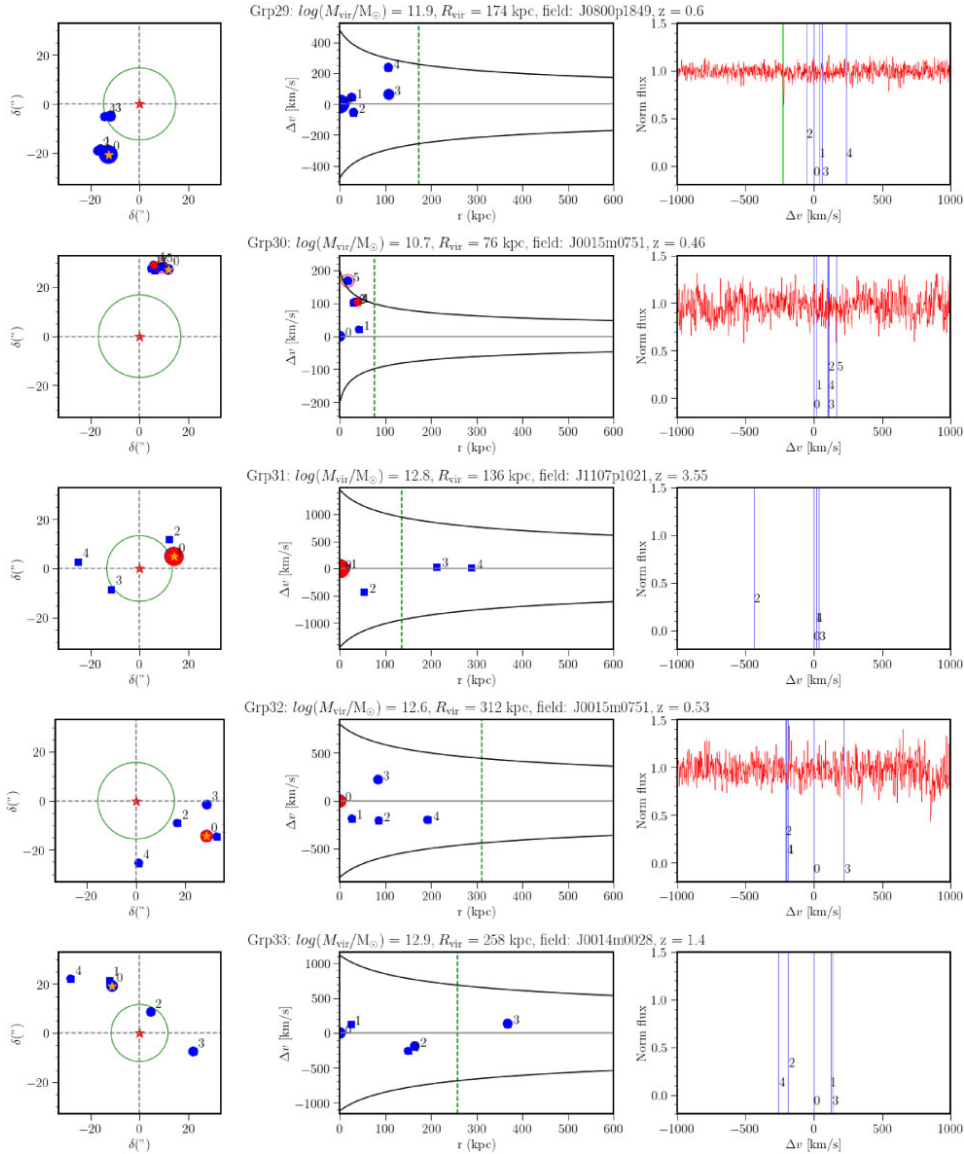


Figure A1. (Continued.)

## APPENDIX B: ABOUT THE EFFECT OF THE MEGAFLOW SELECTION

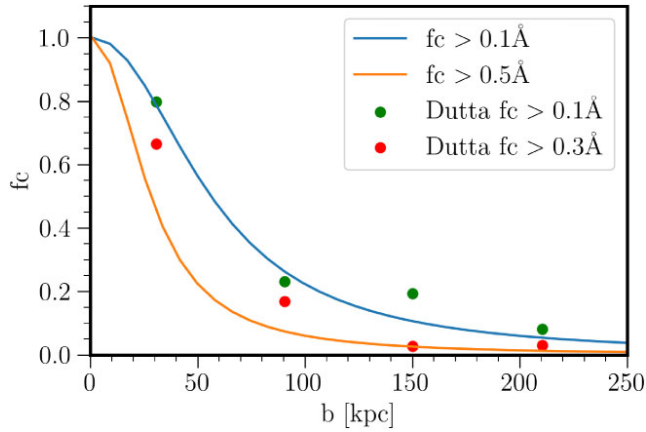
As discussed in Section 2, the MEGAFLOW survey is built around a sample of quasar sightlines with multiple ( $N = 3, 4$ , and  $5$ ) Mg II systems at  $0.3 < z < 1.5$  (Schroetter et al. 2019; Zabl et al. 2019; Bouché et al., in preparation). This pre-selection of sightlines might introduce a bias in the measurement of the covering fraction. In Section 7.4, we present qualitative arguments against such bias. Here, we quantify the potential bias on the covering fraction caused by the pre-selection of quasar sightlines, which is only relevant for galaxy-based analysis such as the covering fraction in galaxies (Schroetter et al. 2021) or groups, as in this paper.

To quantify such bias, the idea is to build a toy model that mimic a sample of MUSE fields randomly populated with galaxies and to select those with more than three strong absorptions. We then estimate the covering fraction for these selected fields and compare it to the one that we would have without selection.

Specifically, we considered 50 fields of view of  $500 \times 500$  kpc (similar to the MUSE FOV at  $z \approx 1$ ) that we assumed centred on a quasar sightline. We then populate each of these fields with  $N$  galaxies (from a Poisson distribution of parameter  $\lambda = 60$ ) with random projected coordinates. For each galaxy we then assign two Boolean flags representing respectively the presence of a weak ( $> 0.1 \text{ \AA}$ ) and a strong ( $> 0.5 \text{ \AA}$ ) counterpart Mg II absorption. For that we use two different covering fractions (shown in Fig. B1) based on the results from Dutta et al. (2020).

We then select the fields with at least 3 strong absorptions (with  $W_r^{2796} > 0.5 \text{ \AA}$ ) to mimic the MEGAFLOW pre-selection. There are 21 such fields, which is similar to the number of fields in MEGAFLOW.

Finally, in these selected fields, we recompute the  $0.1 \text{ \AA}$  covering fraction and compare it to the  $0.1 \text{ \AA}$  covering fraction for the whole sample. To compute the  $0.1 \text{ \AA}$  covering fraction, we use the method described in Schroetter et al. (2021) in Section 6. Fig. B2 shows the covering fraction on the pre-selected sample compared to the

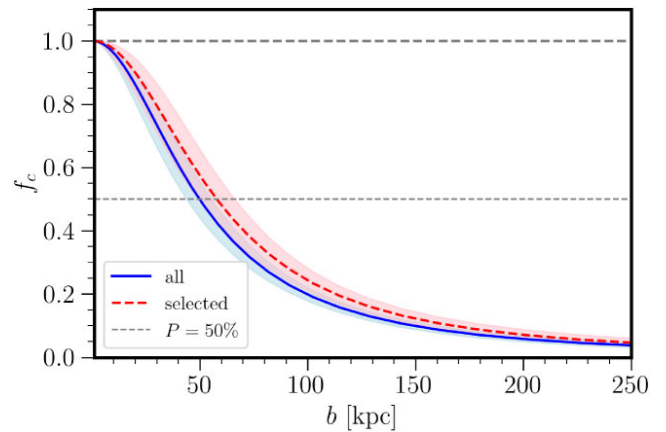


**Figure B1.** Assumed universal differential covering fractions used for the toy model for  $0.1 \text{ \AA}$  (orange) and  $0.5 \text{ \AA}$  (blue) detection limits. These assumed covering fraction are consistent with the differential covering fraction presented by Dutta et al. (2020).

one on the whole sample with the computed  $2\sigma$  intervals. Finally, we find that the  $0.1 \text{ \AA}$  covering fractions reach 50 per cent at  $57.8^{+8.2}_{-8.6}$  and  $49.8^{+5.5}_{-5.9}$  kpc (the indicated error are  $2\sigma$ ), respectively, for the selected and the whole sample. The two are statistically compatible with each other within the  $2\sigma$  uncertainties. In order to have more statistics, we perform the same experiment with 500 fields (that yields  $\approx 200$  pre-selected fields). We find that the  $0.1 \text{ \AA}$  covering fractions reach 50 per cent at  $61.4^{+2.5}_{-2.5}$  and  $56.3^{+1.8}_{-1.8}$  kpc, respectively, for the selected and the whole sample. The two values are in tension at the  $3.3\sigma$  level. So finally we conclude that the pre-selection might introduce a small bias of 5 per cent–10 per cent. This bias is negligible compared to the factor three that we observe between the covering fraction of groups versus field galaxies.

Some tests on the parameters of this toy model reveal that the magnitude of this relatively low significance shift is mainly driven by the slope of the covering fraction. Indeed, the slope of the covering fraction encodes how the gas haloes are similar with

each others. The steeper is the slope, the smaller are the effects of the field selection because the presence of Mg II is hence mostly determined by the impact parameter and does not depends on galaxy properties.



**Figure B2.** Comparison of the computed  $0.1 \text{ \AA}$  covering fraction for the selected sample versus for the whole sample.

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

# Bibliographie

- Abbas A., Churchill C. W., Kacprzak G. G., Lidman C., Guatelli S., Bellstedt S., 2024, The Mass Density of Mg II Absorbers from the Australian Dark Energy Survey, [ApJ](#), **966**, 242
- Adams J. J., et al., 2014, Dwarf Galaxy Dark Matter Density Profiles Inferred from Stellar and Gas Kinematics, [ApJ](#), **789**, 63
- Adelberger K. L., Steidel C. C., Shapley A. E., Pettini M., 2003, Galaxies and intergalactic matter at redshift  $z \sim 3$  : Overview, [ApJ](#), **584**, 45
- Afruni A., Fraternali F., Pezzulli G., 2019, Cool circumgalactic gas of passive galaxies from cosmological inflow, [A&A](#), **625**, A11
- Afruni A., et al., 2023, Directly constraining the spatial coherence of the  $z \sim 1$  circumgalactic medium, [A&A](#), **680**, A112
- Amorisco N. C., Evans N. W., 2012, Dark matter cores and cusps : the case of multiple stellar populations in dwarf spheroidals, [MNRAS](#), **419**, 184
- Arbey A., Mahmoudi F., 2021, Dark matter and the early Universe : A review, [Progress in Particle and Nuclear Physics](#), **119**, 103865
- Bacon R., et al., 2001, The sauron project. i. the panoramic integral-field spectrograph, [MNRAS](#), **326**
- Bacon R., et al., 2010, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III. The MUSE second-generation VLT instrument. p. 773508 ([arXiv:2211.16795](#)), [doi:10.1117/12.856027](#)
- Bacon et al., 2021, The muse extremely deep field : The cosmic web in emission at high redshift, [A&A](#), **647**, A107
- Bahcall J. N., Spitzer Lyman J., 1969, Absorption Lines Produced by Galactic Halos, [ApJL](#), **156**, L63
- Banerjee E., Muzahid S., Schaye J., Johnson S. D., Cantalupo S., 2023, MUSEQuBES : the relation between Ly  $\alpha$  emitters and C IV absorbers at  $z \approx 3.3$ , , [524](#), 5148
- Battaglia G., Helmi A., Tolstoy E., Irwin M., Hill V., Jablonka P., 2008, The Kinematic Status and Mass Content of the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy, [ApJL](#), **681**, L13

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Beckett A., Morris S. L., Fumagalli M., Bielby R., Tejos N., Schaye J., Jannuzi B., Cantalupo S., 2021, The relationship between gas and galaxies at  $z \sim 1$  using the Q0107 quasar triplet, *MNRAS*, 506, 2574
- Behroozi P., Wechsler R. H., Hearin A. P., Conroy C., 2019, UNIVERSEMACHINE : The correlation between galaxy growth and dark matter halo assembly from  $z = 0-10$ , *MNRAS*, 488, 3143
- Bergeron J., 1986, The MG II absorption system in the QSO PKS 2128-12 : a galaxy disc/halo with a radius of 65 kpc., *AA*, 155, L8
- Bertin E., Arnouts S., 1996, SExtractor : Software for source extraction., *A&As*, 117, 393
- Bielby R., Crighton N. H. M., Fumagalli M., Morris S. L., Stott J. P., Tejos N., Cantalupo S., 2017, Probing the intra-group medium of a  $z = 0.28$  galaxy group, *MNRAS*, 468, 1373
- Bielby R. M., et al., 2019, Quasar Sightline and Galaxy Evolution (QSAGE) survey - I. The galaxy environment of O VI absorbers up to  $z = 1.4$  around PKS 0232-04, *MNRAS*, 486, 21
- Birnboim Y., Dekel A., 2003, Virial shocks in galactic haloes?, *MNRAS*, 345, 349
- Boogaard L. A., et al., 2018, The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. XI. Constraining the low-mass end of the stellar mass - star formation rate relation at  $z < 1$ , *A&A*, 619, A27
- Bordoloi R., et al., 2011, The radial and azimuthal profiles of mg ii absorption around  $0.5 < z < 0.9$  zcosmos galaxies of different colors, masses, and environments, *ApJ*, 743, 10
- Bouché N., Carfantan H., Schroetter I., Michel-Dansac L., Contini T., 2015, GalPak<sup>3D</sup> : A Bayesian Parametric Tool for Extracting Morphokinematics of Galaxies from 3D Data, *Aj*, 150, 92
- Bouché N., et al., 2016, Possible Signatures of a Cold-flow Disk from MUSE Using a  $z \sim 1$  Galaxy-Quasar Pair toward SDSS J1422-0001, *ApJ*, 820, 121
- Bouché N. F., et al., 2021, The MUSE Hubble Ultra Deep Field Survey. XVI. The angular momentum of low-mass star-forming galaxies : A cautionary tale and insights from TNG50, *A&A*, 654, A49
- Bouché N. F., et al., 2022, The MUSE Extremely Deep Field : Evidence for SFR-induced cores in dark-matter dominated galaxies at  $z \sim 1$ , *A&A*, 658, A76
- Bouché N., Murphy M. T., Péroux C., Csabai I., Wild V., 2006, New perspectives on strong  $z \sim 0.5$  Mgii absorbers : are halo mass and equivalent width anticorrelated?, *MNRAS*, 371, 495
- Bouché N., Hohensee W., Vargas R., Kacprzak G. G., Martin C. L., Cooke J., Churchill C. W., 2012, Physical properties of galactic winds using background quasars, *MNRAS*, 426, 801–815
- Bouché N., et al., 2024, Muse gas flow and wind (megafLOW) xiii. rationale and design of a mgii survey of the cool circum-galactic medium with muse and uves, *AA*
- Bregman J. N., Hodges-Kluck E., Qu Z., Pratt C., Li J.-T., Yun Y., 2022, Hot Extended Galaxy Halos around Local L\* Galaxies from Sunyaev-Zeldovich Measurements, *ApJ*, 928, 14
- Bruzual G., Charlot S., 2003, Stellar population synthesis at the resolution of 2003, *MNRAS*, 344, 1000

- Bryan G. L., Norman M. L., 1998, Statistical properties of x-ray clusters : Analytic and numerical comparisons, *ApJ*, 495, 80
- Burchett J. N., et al., 2019, The COS Absorption Survey of Baryon Harbors (CASBaH) : Warm-Hot Circumgalactic Gas Reservoirs Traced by Ne VIII Absorption, *ApJL*, 877, L20
- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T., 2000, The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies, *ApJ*, 533, 682
- Chabrier G., 2003, Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function, *PASP*, 115, 763
- Chen Y.-M., Tremonti C. A., Heckman T. M., Kauffmann G., Weiner B. J., Brinchmann J., Wang J., 2010a, Absorption-line Probes of the Prevalence and Properties of Outflows in Present-day Star-forming Galaxies, *Aj*, 140, 445
- Chen H.-W., Helsby J. E., Gauthier J.-R., Sheckman S. A., Thompson I. B., Tinker J. L., 2010b, An empirical characterization of extended cool gas around galaxies using mg ii absorption features, *ApJ*, 714, 1521–1541
- Chen H.-W., et al., 2020, The Cosmic Ultraviolet Baryon Survey (CUBS) - I. Overview and the diverse environments of Lyman limit systems at  $z < 1$ , *MNRAS*, 497, 498
- Cherrey M., et al., 2024a, MusE GAS FLOW and Wind (MEGAFLOW) XII. Cool gas traced by MgII around isolated galaxies, *MNRAS*, soumis
- Cherrey M., et al., 2024b, MusE GAS FLOW and Wind (MEGAFLOW) X. The cool gas and covering fraction of Mg II in galaxy groups, *MNRAS*, 528, 481
- Chowdhury A., Kanekar N., Chengalur J. N., 2023, The Gas Accretion Rate of Galaxies over  $z \approx 0-1.3$ , *ApJL*, 958, L29
- Churchill C. W., Evans J. L., Stemmock B., Nielsen N. M., Kacprzak G. G., Murphy M. T., 2020, Mg II Absorbers in High-resolution Quasar Spectra. I. Voigt Profile Models, *ApJ*, 904, 28
- Cochrane R. K., Best P. N., Sobral D., Smail I., Geach J. E., Stott J. P., Wake D. A., 2018, The dependence of galaxy clustering on stellar mass, star-formation rate and redshift at  $z = 0.8-2.2$ , with HiZELS, *MNRAS*, 475, 3730
- Conselice C. J., 2014, The Evolution of Galaxy Structure Over Cosmic Time, *ARA&A*, 52, 291
- Correa C. A., Wyithe J. S. B., Schaye J., Duffy A. R., 2015, The accretion history of dark matter haloes – iii. a physical model for the concentration–mass relation, *MNRAS*, 452, 1217–1232
- Correa C. A., Schaye J., Wyithe J. S. B., Duffy A. R., Theuns T., Crain R. A., Bower R. G., 2018, The formation of hot gaseous haloes around galaxies, *MNRAS*, 473, 538
- Crain R. A., et al., 2015, The EAGLE simulations of galaxy formation : calibration of subgrid physics and model variations, *MNRAS*, 450, 1937
- Cyr-Racine F.-Y., Sigurdson K., Zavala J., Bringmann T., Vogelsberger M., Pfrommer C., 2016, ETHOS—an effective theory of structure formation : From dark particle physics to the matter distribution of the Universe, *PRD*, 93, 123527



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Daddi E., et al., 2010, Very High Gas Fractions and Extended Gas Reservoirs in  $z = 1.5$  Disk Galaxies, *ApJ*, **713**, 686
- Dale D. A., Helou G., 2002, The Infrared Spectral Energy Distribution of Normal Star-forming Galaxies : Calibration at Far-Infrared and Submillimeter Wavelengths, *ApJ*, **576**, 159
- Das S., Mathur S., Gupta A., 2020, The Warm-Hot, Extended, Massive Circumgalactic Medium of NGC 3221 : An XMM-Newton Discovery, *ApJ*, **897**, 63
- Das S., et al., 2024, Detection of diffuse H I emission in the circumgalactic medium of NGC 891 and NGC 4565 - II, *MNRAS*, **527**, 10358
- Davé R., Anglés-Alcázar D., Narayanan D., Li Q., Rafieferantsoa M. H., Appleby S., 2019, SIMBA : Cosmological simulations with black hole growth and feedback, , **486**, 2827
- DeFelippis D., Bouché N. F., Genel S., Bryan G. L., Nelson D., Marinacci F., Hernquist L., 2021, A comparison of circumgalactic mg ii absorption between the tng50 simulation and the megafLOW survey, *ApJ*, **923**, 56
- DeFelippis D., Bournaud F., Bouché N., Tollet E., Farcy M., Rey M., Rosdahl J., Blaizot J., 2024, The effect of cosmic rays on the observational properties of the CGM, *MNRAS*, **530**, 52
- Dekel A., Birnboim Y., 2006, Galaxy bimodality due to cold flows and shock heating, *MNRAS*, **368**, 2
- Dekker H., D’Odorico S., Kaufer A., Delabre B., Kotzlowski H., 2000, in Iye M., Moorwood A. F. M., eds, Vol. 4008, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors. Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory. SPIE, pp 534 – 545, doi:10.1117/12.395512, <https://doi.org/10.1117/12.395512>
- Di Cintio A., Brook C. B., Dutton A. A., Macciò A. V., Stinson G. S., Knebe A., 2014, A mass-dependent density profile for dark matter haloes including the influence of galaxy formation, *MNRAS*, **441**, 2986
- Diemer B., 2018, COLOSSUS : A python toolkit for cosmology, large-scale structure, and dark matter halos, *ApJS*, **239**, 35
- Diemer B., 2023, A dynamics-based density profile for dark haloes - II. Fitting function, *MNRAS*, **519**, 3292
- Diemer B., Kravtsov A. V., More S., 2013, On the Evolution of Cluster Scaling Relations, *ApJ*, **779**, 159
- Dutta R., et al., 2020, Muse analysis of gas around galaxies (magg) – ii : metal-enriched halo gas around  $z \approx 1$  galaxies, *MNRAS*, **499**, 5022–5046
- Dutta R., et al., 2021, Metal-enriched halo gas across galaxy overdensities over the last 10 billion years, *MNRAS*, **508**, 4573–4599
- Dutta R., et al., 2023, Metal line emission from galaxy haloes at  $z \approx 1$ , *MNRAS*, **522**, 535

- 
- Dutta S., Muzahid S., Schaye J., Mishra S., Chen H.-W., Johnson S., Wisotzki L., Cantalupo S., 2024, MUSEQuBES : mapping the distribution of neutral hydrogen around low-redshift galaxies, , 528, 3745
- Einasto J., 1965, On the Construction of a Composite Model for the Galaxy and on the Determination of the System of Galactic Parameters, *Trudy Astrofizicheskogo Instituta Alma-Ata*, 5, 87
- Eisenhauer F., et al., 2003, in Iye M., Moorwood A. F. M., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes. SINFONI - Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT. pp 1548–1561 ([arXiv:astro-ph/0306191](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306191)), [doi:10.1117/12.459468](https://doi.org/10.1117/12.459468)
- Eke V. R., et al., 2004, Galaxy groups in the 2dfgrs : the group-finding algorithm and the 2pigg catalogue, *MNRAS*, 348, 866–878
- Elbaz D., et al., 2007, The reversal of the star formation-density relation in the distant universe, *A&A*, 468, 33
- Elbert O. D., Bullock J. S., Garrison-Kimmel S., Rocha M., Oñorbe J., Peter A. H. G., 2015, Core formation in dwarf haloes with self-interacting dark matter : no fine-tuning necessary, *MNRAS*, 453, 29
- Epinat B., et al., 2009, Integral field spectroscopy with SINFONI of VVDS galaxies. I. Galaxy dynamics and mass assembly at  $1.2 < z < 1.6$ , *A&A*, 504, 789
- Epinat B., et al., 2012, MASSIV : Mass Assembly Survey with SINFONI in VVDS. II. Kinematics and close environment classification, *A&A*, 539, A92
- Epinat B., et al., 2018, Ionised gas structure of 100 kpc in an over-dense region of the galaxy group COSMOS-Gr30 at  $z$  0.7, *A&A*, 609, A40
- Faerman Y., Werk J. K., 2023, The Cool Circumgalactic Medium of Low-redshift Star-forming Galaxies. I. Empirical Model and Mean Properties, *ApJ*, 956, 92
- Faerman Y., Sternberg A., McKee C. F., 2017, Massive Warm/Hot Galaxy Coronae as Probed by UV/X-Ray Oxygen Absorption and Emission. I. Basic Model, *ApJ*, 835, 52
- Farcy M., Rosdahl J., Dubois Y., Blaizot J., Martin-Alvarez S., 2022, Radiation-magnetohydrodynamics simulations of cosmic ray feedback in disc galaxies, *MNRAS*, 513, 5000
- Faucher-Giguère C.-A., Kereš D., 2011, The small covering factor of cold accretion streams, *MNRAS*, 412, L118
- Faucher-Giguère C.-A., Oh S. P., 2023, Key Physical Processes in the Circumgalactic Medium, *ARA&A*, 61, 131
- Faucher-Giguère C.-A., Kereš D., Ma C.-P., 2011, The baryonic assembly of dark matter haloes, *MNRAS*, 417, 2982
- Ferland G. J., et al., 2017, The 2017 Release Cloudy, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 53, 385



- Fétick R., et al., 2019, Physics-based model of the adaptive-optics corrected point-spread-function, [arXiv e-prints](#), p. [arXiv:1908.02200](#)
- Fielding D. B., Bryan G. L., 2022, The Structure of Multiphase Galactic Winds, [ApJ](#), **924**, 82
- Flores R., Primack J. R., Blumenthal G. R., Faber S. M., 1993, Rotation Curves from Baryonic Infall : Dependence on Disk-to-Halo Ratio, Initial Angular Momentum, and Core Radius, and Comparison with Data, [ApJ](#), **412**, 443
- Forbes J. C., Lin D. N. C., 2019, Hydrodynamic Shielding and the Survival of Cold Streams, [Aj](#), **158**, 124
- Fossati M., et al., 2019, The muse ultra deep field (mudf). ii. survey design and the gaseous properties of galaxy groups at 0.5 lt ; z lt ; 1.5, [MNRAS](#), **490**, 1451–1469
- Fossati M., et al., 2021, MUSE analysis of gas around galaxies (MAGG) - III. The gas and galaxy environment of  $z = 3-4.5$  quasars, [MNRAS](#), **503**, 3044
- Fraternali F., Binney J. J., 2008, Accretion of gas on to nearby spiral galaxies, [MNRAS](#), **386**, 935
- Frenk C. S., et al., 1999, The Santa Barbara Cluster Comparison Project : A Comparison of Cosmological Hydrodynamics Solutions, [ApJ](#), **525**, 554
- Freundlich J., et al., 2020, The Dekel-Zhao profile : a mass-dependent dark-matter density profile with flexible inner slope and analytic potential, velocity dispersion, and lensing properties, [MNRAS](#), **499**, 2912
- Gauthier J.-R., 2013, Ultra-strong Mg II absorbers as a signature of cool intragroup gas, [MNRAS](#), **432**, 1444
- Genzel R., et al., 2015, Combined CO and Dust Scaling Relations of Depletion Time and Molecular Gas Fractions with Cosmic Time, Specific Star-formation Rate, and Stellar Mass, [ApJ](#), **800**, 20
- George K., Subramanian S., Paul K. T., 2019, Significance of bar quenching in the global quenching of star formation, [A&A](#), **628**, A24
- Gilbank D. G., Baldry I. K., Balogh M. L., Glazebrook K., Bower R. G., 2010, The local star formation rate density : assessing calibrations using [OII], H and UV luminosities, [MNRAS](#), **405**, 2594
- Girelli G., Pozzetti L., Bolzonella M., Giocoli C., Marulli F., Baldi M., 2020, The stellar-to-halo mass relation over the past 12 gyr - i. standard model, [A&A](#), **634**, A135
- Governato F., et al., 2012, Cuspy no more : how outflows affect the central dark matter and baryon distribution in  $\Lambda$  cold dark matter galaxies, [MNRAS](#), **422**, 1231
- Grand R. J. J., et al., 2017, The Auriga Project : the properties and formation mechanisms of disc galaxies across cosmic time, [MNRAS](#), **467**, 179
- Gronke M., Oh S. P., 2020, How cold gas continuously entrains mass and momentum from a hot wind, [MNRAS](#), **492**, 1970

- 
- Guha L. K., Srianand R., Dutta R., Joshi R., Noterdaeme P., Petitjean P., 2022, Host galaxies of ultrastrong Mg II absorbers at  $z$  0.5, *MNRAS*, **513**, 3836
- Gunn J. E., Gott J. Richard I., 1972, On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution, *ApJ*, **176**, 1
- Guo Y., et al., 2023, Bipolar outflows out to 10 kpc for massive galaxies at redshift  $z \approx 1$ , *Nature*, **624**, 53
- Hafen Z., et al., 2019, The origins of the circumgalactic medium in the FIRE simulations, *MNRAS*, **488**, 1248
- Hafen Z., et al., 2020, The fates of the circumgalactic medium in the FIRE simulations, *MNRAS*, **494**, 3581
- Haislmaier K. J., Tripp T. M., Katz N., Prochaska J. X., Burchett J. N., O’Meara J. M., Werk J. K., 2021, The COS Absorption Survey of Baryon Harbors : unveiling the physical conditions of circumgalactic gas through multiphase Bayesian ionization modelling, *MNRAS*, **502**, 4993
- Hamanowicz A., et al., 2020, MUSE-ALMA haloes V : physical properties and environment of  $z \leq 1.4$  H I quasar absorbers, *MNRAS*, **492**, 2347
- Heckman T. M., Thompson T. A., 2017, in Alsabti A. W., Murdin P., eds, , Handbook of Supernovae. p. 2431, doi:10.1007/978-3-319-21846-5\_23
- Heckman T. M., Alexandroff R. M., Borthakur S., Overzier R., Leitherer C., 2015, The Systematic Properties of the Warm Phase of Starburst-Driven Galactic Winds, *ApJ*, **809**, 147
- Ho S. H., Martin C. L., Kacprzak G. G., Churchill C. W., 2017, Quasars probing galaxies. i. signatures of gas accretion at redshift  $z$  0.2, *ApJ*, **835**, 267
- Ho S. H., Martin C. L., Turner M. L., 2019, How Gas Accretion Feeds Galactic Disks, *ApJ*, **875**, 54
- Ho S. H., Martin C. L., Schaye J., 2020, Morphological and Rotation Structures of Circumgalactic Mg II Gas in the EAGLE Simulation and the Dependence on Galaxy Properties, *ApJ*, **904**, 76
- Hoffman M. D., Gelman A., 2011, The No-U-Turn Sampler : Adaptively Setting Path Lengths in Hamiltonian Monte Carlo ([arXiv:1111.4246](https://arxiv.org/abs/1111.4246))
- Hogg D. W., Bovy J., Lang D., 2010, Data analysis recipes : Fitting a model to data, doi:10.48550/ARXIV.1008.4686, <https://arxiv.org/abs/1008.4686>
- Hopkins P. F., et al., 2018, FIRE-2 simulations : physics versus numerics in galaxy formation, *MNRAS*, **480**, 800
- Hopkins P. F., et al., 2020, But what about... : cosmic rays, magnetic fields, conduction, and viscosity in galaxy formation, *MNRAS*, **492**, 3465
- Huang Y.-H., Chen H.-W., Shectman S. A., Johnson S. D., Zahedy F. S., Helsby J. E., Gauthier J.-R., Thompson I. B., 2021, A complete census of circumgalactic MgII at redshift  $z$  0.5, *MNRAS*, **502**, 4743

- Hubble E. P., 1936, Realm of the Nebulae
- Hummels C. B., et al., 2019, The Impact of Enhanced Halo Resolution on the Simulated Circumgalactic Medium, *ApJ*, **882**, 156
- Hummels C. B., Rubin K. H. R., Schneider E. E., Fielding D. B., 2023, CloudFlex : Small-scale structure observational signatures modeling, Astrophysics Source Code Library, record ascl :2312.026
- Ji S., et al., 2020, Properties of the circumgalactic medium in cosmic ray-dominated galaxy haloes, *MNRAS*, **496**, 4221
- Jung S. L., et al., 2022, Massive central galaxies of galaxy groups in the scpromulus/scp simulations : an overview of galaxy properties at  $iz/i = 0$ , *MNRAS*, **515**, 22
- Kacprzak G. G., Churchill C. W., Nielsen N. M., 2012, Tracing Outflows and Accretion : A Bimodal Azimuthal Dependence of Mg II Absorption, *ApJL*, **760**, L7
- Kacprzak G. G., Cooke J., Churchill C. W., Ryan-Weber E. V., Nielsen N. M., 2013, THE SMOOTH mg II GAS DISTRIBUTION THROUGH THE INTERSTELLAR/EXTRA-PLANAR/HALO INTERFACE, *ApJ*, **777**, L11
- Kamann S., Wisotzki L., Roth M. M., 2013, Resolving stellar populations with crowded field 3D spectroscopy, *A&A*, **549**, A71
- Kaplinghat M., Ren T., Yu H.-B., 2020, Dark matter cores and cusps in spiral galaxies and their explanations, *JCAP*, **2020**, 027
- Kereš D., Katz N., Weinberg D. H., Davé R., 2005, How do galaxies get their gas?, *MNRAS*, **363**, 2
- Klein R. I., McKee C. F., Colella P., 1994a, On the Hydrodynamic Interaction of Shock Waves with Interstellar Clouds. I. Nonradiative Shocks in Small Clouds, *ApJ*, **420**, 213
- Klein R. I., McKee C. F., Colella P., 1994b, On the Hydrodynamic Interaction of Shock Waves with Interstellar Clouds. I. Nonradiative Shocks in Small Clouds, *ApJ*, **420**, 213
- Knobel C., et al., 2009, An optical group catalog  $toz=1$  from the zcosmos 10 k sample, *ApJ*, **697**, 1842–1860
- Lan T.-W., 2020, The coevolution of galaxies and the cool circumgalactic medium probed with the sdss and desi legacy imaging surveys, *ApJ*, **897**, 97
- Lan T.-W., Fukugita M., 2017, Mg ii absorbers : Metallicity evolution and cloud morphology, *ApJ*, **850**, 156
- Lan T.-W., Mo H., 2018, The Circumgalactic Medium of eBOSS Emission Line Galaxies : Signatures of Galactic Outflows in Gas Distribution and Kinematics, *ApJ*, **866**, 36
- Lazar A., et al., 2020, A dark matter profile to model diverse feedback-induced core sizes of  $\Lambda$ CDM haloes, *MNRAS*, **497**, 2393
- Leclercq F., et al., 2022, The MUSE eXtremely deep field : first panoramic view of an Mg II emitting intragroup medium, *A&A*, **663**, A11

- 
- Leenaarts J., Pereira T. M. D., Carlsson M., Uitenbroek H., De Pontieu B., 2013, The Formation of IRIS Diagnostics. I. A Quintessential Model Atom of Mg II and General Formation Properties of the Mg II h&k Lines, [ApJ](#), **772**, 89
- Lemaux B. C., et al., 2012, The Assembly of the Red Sequence at  $z \sim 1$  : The Color and Spectral Properties of Galaxies in the Cl1604 Supercluster, [ApJ](#), **745**, 106
- Li J.-T., Bregman J. N., Wang Q. D., Crain R. A., Anderson M. E., 2018, Baryon Budget of the Hot Circumgalactic Medium of Massive Spiral Galaxies, [ApJL](#), **855**, L24
- Liang C. J., Remming I., 2020, On the model of the circumgalactic mist : the implications of cloud sizes in galactic winds and haloes, [MNRAS](#), **491**, 5056
- Liang C. J., Kravtsov A. V., Agertz O., 2016, Column density profiles of multiphase gaseous haloes, [MNRAS](#), **458**, 1164
- Locatelli N., et al., 2024, The warm-hot circumgalactic medium of the Milky Way as seen by eROSITA, [A&A](#), **681**, A78
- Lofthouse E. K., et al., 2020, MUSE Analysis of Gas around Galaxies (MAGG) - I : Survey design and the environment of a near pristine gas cloud at  $z \approx 3.5$ , [MNRAS](#), **491**, 2057
- Lundgren B. F., et al., 2009, A CROSS-CORRELATION ANALYSIS OF mg II ABSORPTION LINE SYSTEMS AND LUMINOUS RED GALAXIES FROM THE SDSS DR5, [ApJ](#), **698**, 819
- Lundgren B. F., et al., 2021, The geometry of cold, metal-enriched gas around galaxies at  $z \sim 1.2$ , [ApJ](#), **913**, 50
- Madau P., Dickinson M., 2014, Cosmic Star-Formation History, [ARA&A](#), **52**, 415
- Magnelli B., et al., 2020, The ALMA Spectroscopic Survey in the HUDF : The Cosmic Dust and Gas Mass Densities in Galaxies up to  $z \sim 3$ , [ApJ](#), **892**, 66
- Maller A. H., Bullock J. S., 2004, Multiphase galaxy formation : high-velocity clouds and the missing baryon problem, [MNRAS](#), **355**, 694
- Marinacci F., et al., 2018, First results from the IllustrisTNG simulations : radio haloes and magnetic fields, [MNRAS](#), **480**, 5113
- Markowitz E., 1968, The teacher's corner : Minimum mean-square-error estimation of the standard deviation of the normal distribution, [The American Statistician](#), **22**, 26
- Marulli F., et al., 2013, The VIMOS Public Extragalactic Redshift Survey (VIPERS) . Luminosity and stellar mass dependence of galaxy clustering at  $0.5 < z < 1.1$ , [A&A](#), **557**, A17
- Mathur S., Gupta A., Das S., Krongold Y., Nicastro F., 2021, Probing the Hot Circumgalactic Medium with Broad O VI and X-Rays, [ApJ](#), **908**, 69
- McCourt M., Sharma P., Quataert E., Parrish I. J., 2012, Thermal instability in gravitationally stratified plasmas : implications for multiphase structure in clusters and galaxy haloes, [MNRAS](#), **419**, 3319

- McCourt M., Oh S. P., O’Leary R., Madigan A.-M., 2018, A characteristic scale for cold gas, *MNRAS*, **473**, 5407
- McDermid R., et al., 2004, OASIS high-resolution integral field spectroscopy of the SAURON ellipticals and lenticulars, *Astronomische Nachrichten*, **325**, 100
- McGaugh S. S., Schombert J. M., de Blok W. J. G., Zagursky M. J., 2010, The Baryon Content of Cosmic Structures, *ApJL*, **708**, L14
- Meiring J. D., Tripp T. M., Werk J. K., Howk J. C., Jenkins E. B., Prochaska J. X., Lehner N., Sembach K. R., 2013, QSO Absorption Systems Detected in Ne VIII : High-metallicity Clouds with a Large Effective Cross Section, *ApJ*, **767**, 49
- Ménard B., Chelouche D., 2009, On the HI content, dust-to-gas ratio and nature of MgII absorbers, *MNRAS*, **393**, 808
- Milgrom M., 1983, A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis., *ApJ*, **270**, 365
- Moore B., 1994, Evidence against dissipation-less dark matter from observations of galaxy haloes, *Nature*, **370**, 629
- Morton D. C., 2003, Atomic Data for Resonance Absorption Lines. III. Wavelengths Longward of the Lyman Limit for the Elements Hydrogen to Gallium, *ApJS*, **149**, 205
- Murphy M., 2018, MTMurphy77/UVES\_popler : UVES\_popler : PPost-PipeLine Echelle Reduction software, [doi:10.5281/zenodo.1297190](https://doi.org/10.5281/zenodo.1297190)
- Murphy M. T., Kacprzak G. G., Savorgnan G. A. D., Carswell R. F., 2019, The UVES Spectral Quasar Absorption Database (SQUAD) data release 1 : the first 10 million seconds, *MNRAS*, **482**, 3458
- Muzahid S., et al., 2020, MUSEQuBES : calibrating the redshifts of Ly  $\alpha$  emitters using stacked circumgalactic medium absorption profiles, *MNRAS*, **496**, 1013
- Naiman J. P., et al., 2018, First results from the IllustrisTNG simulations : a tale of two elements - chemical evolution of magnesium and europium, *MNRAS*, **477**, 1206
- Nateghi H., Kacprzak G. G., Nielsen N. M., Murphy M. T., Churchill C. W., Muzahid S., Sameer Charlton J. C., 2023a, Signatures of gas flows-I : Connecting the kinematics of the HI circumgalactic medium to galaxy rotation, [arXiv e-prints](https://arxiv.org/abs/2311.05164), p. [arXiv:2311.05164](https://arxiv.org/abs/2311.05164)
- Nateghi H., Kacprzak G. G., Nielsen N. M., Sameer Murphy M. T., Churchill C. W., Charlton J. C., 2023b, Signatures of gas flows-II : Connecting the kinematics of the multiphase circumgalactic medium to galaxy rotation, [arXiv e-prints](https://arxiv.org/abs/2311.05165), p. [arXiv:2311.05165](https://arxiv.org/abs/2311.05165)
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, A universal density profile from hierarchical clustering, *ApJ*, **490**, 493–508
- Nelson D., Genel S., Vogelsberger M., Springel V., Sijacki D., Torrey P., Hernquist L., 2015, The impact of feedback on cosmological gas accretion, *MNRAS*, **448**, 59

- 
- Nelson D., et al., 2019, First results from the TNG50 simulation : galactic outflows driven by supernovae and black hole feedback, *MNRAS*, 490, 3234
- Nelson D., et al., 2020, Resolving small-scale cold circumgalactic gas in TNG50, *MNRAS*, 498, 2391
- Nestor D. B., Turnshek D. A., Rao S. M., 2005, Mg II Absorption Systems in Sloan Digital Sky Survey QSO Spectra, *ApJ*, 628, 637
- Nicastro F., et al., 2023, X-Ray Detection of the Galaxy's Missing Baryons in the Circumgalactic Medium of L\* Galaxies, *ApJL*, 955, L21
- Nielsen N. M., Churchill C. W., Kacprzak G. G., Murphy M. T., 2013a, MAGIICAT i. THE mg II ABSORBER-GALAXY CATALOG, *ApJ*, 776, 114
- Nielsen N. M., Churchill C. W., Kacprzak G. G., 2013b, MAGIICAT II. GENERAL CHARACTERISTICS OF THE mg II ABSORBING CIRCUMGALACTIC MEDIUM, *ApJ*, 776, 115
- Nielsen N. M., Churchill C. W., Kacprzak G. G., Murphy M. T., Evans J. L., 2015, MAGIICAT V. Orientation of Outflows and Accretion Determine the Kinematics and Column Densities of the Circumgalactic Medium, *ApJ*, 812, 83
- Nielsen N. M., Kacprzak G. G., Pointon S. K., Churchill C. W., Murphy M. T., 2018, Magiicat vi. the mg ii intragroup medium is kinematically complex, *ApJ*, 869, 153
- Nielsen N. M., Kacprzak G. G., Sameer Murphy M. T., Nateghi H., Charlton J. C., Churchill C. W., 2022, A complex multiphase DLA associated with a compact group at  $z = 2.431$  traces accretion, outflows, and tidal streams, *MNRAS*, 514, 6074
- Ono Y., et al., 2012, in American Astronomical Society Meeting Abstracts #220. Spectroscopic Confirmation of Three z-Dropout Galaxies at  $z = 6.844-7.213$  : Demographics of Ly $\alpha$  Emission in  $z \sim 7$  Galaxies. p. 429.03
- Ostriker J. P., Steinhardt P. J., 1995, The observational case for a low-density Universe with a non-zero cosmological constant, *Nature*, 377, 600
- Peebles P. J. E., 1973, Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects. I. Theory, *ApJ*, 185, 413
- Péroux C., Howk J. C., 2020, The cosmic baryon and metal cycles, *ARA&A*, 58, 363
- Péroux C., Nelson D., van de Voort F., Pillepich A., Marinacci F., Vogelsberger M., Hernquist L., 2020, Predictions for the angular dependence of gas mass flow rate and metallicity in the circumgalactic medium, *MNRAS*, 499, 2462
- Péroux C., et al., 2022, MUSE-ALMA haloes VII : survey science goals & design, data processing and final catalogues, *MNRAS*, 516, 5618
- Perrotta S., et al., 2023, Kinematics, Structure, and Mass Outflow Rates of Extreme Starburst Galactic Outflows, *ApJ*, 949, 9

- Piqueras L., Conseil S., Shepherd M., Bacon R., Leclercq F., Richard J., 2019, in Molinaro M., Shorridge K., Pasian F., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 521, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVI. MPDAF - A Python Package for the Analysis of VLT/MUSE Data.* p. 545
- Planck Collaboration et al., 2014, Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results, [A&A](#), **571**, A1
- Planck Collaboration et al., 2020, Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, [A&A](#), **641**, A6
- Pontzen A., Governato F., 2012, How supernova feedback turns dark matter cusps into cores, [MNRAS](#), **421**, 3464
- Prochaska J. X., Weiner B., Chen H. W., Mulchaey J., Cooksey K., 2011, Probing the Intergalactic Medium/Galaxy Connection. V. On the Origin of Ly $\alpha$  and O VI Absorption at  $z < 0.2$ , [ApJ](#), **740**, 91
- Prochaska J. X., et al., 2019, The COS Absorption Survey of Baryon Harbors : The Galaxy Database and Cross-correlation Analysis of O VI Systems, [ApJS](#), **243**, 24
- Quast, R. Baade, R. Reimers, D. 2005, Evolution strategies applied to the problem of line profile decomposition in qso spectra, [A&A](#), **431**, 1167
- Rahmani H., et al., 2018, Observational signatures of a warped disk associated with cold-flow accretion, [MNRAS](#), **474**, 254
- Rees M. J., Ostriker J. P., 1977, Cooling, dynamics and fragmentation of massive gas clouds : clues to the masses and radii of galaxies and clusters., [MNRAS](#), **179**, 541
- Rodriguez F., Merchan M., 2020, Combining friend-of-friend and halo-based algorithms for the identification of galaxy groups, [A&A](#), **636**, A61
- Rosdahl J., et al., 2018, The SPHINX cosmological simulations of the first billion years : the impact of binary stars on reionization, [MNRAS](#), **479**, 994
- Roy M., Su K.-Y., Tonnesen S., Fielding D. B., Faucher-Giguère C.-A., 2024, Seeding the CGM : how satellites populate the cold phase of milky way haloes, [MNRAS](#), **527**, 265
- Rubin K. H. R., Prochaska J. X., Koo D. C., Phillips A. C., Martin C. L., Winstrom L. O., 2014, Evidence for Ubiquitous Collimated Galactic-scale Outflows along the Star-forming Sequence at  $z \sim 0.5$ , [ApJ](#), **794**, 156
- Saintonge A., et al., 2013, Validation of the Equilibrium Model for Galaxy Evolution to  $z \sim 3$  through Molecular Gas and Dust Observations of Lensed Star-forming Galaxies, [ApJ](#), **778**, 2
- Salucci P., Persic M., 1997, in Persic M., Salucci P., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 117, Dark and Visible Matter in Galaxies and Cosmological Implications. Dark Halos around Galaxies.* p. 1 ([arXiv:astro-ph/9703027](#)), [doi:10.48550/arXiv.astro-ph/9703027](#)
- Salvatier J., Wiecki T., Fonnesbeck C., 2015, Probabilistic Programming in Python using PyMC ([arXiv:1507.08050](#))



- Sameer et al., 2024, Cloud-by-cloud Multiphase Investigation of the Circumgalactic Medium of Low-redshift Galaxies, [arXiv e-prints](#), p. [arXiv:2403.05617](#)
- Schaerer D., de Barros S., 2009, The impact of nebular emission on the ages of  $z \approx 6$  galaxies, [A&A](#), **502**, 423
- Schaye J., et al., 2015, The EAGLE project : simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments, [MNRAS](#), **446**, 521
- Schroetter I., et al., 2016, Muse gas flow and wind (megafLOW). i. first muse results on background quasars, [ApJ](#), **833**, 39
- Schroetter I., et al., 2019, Muse gas flow and wind (megafLOW) – iii. galactic wind properties using background quasars, [MNRAS](#), **490**, 4368–4381
- Schroetter I., et al., 2021, MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) VI. A study of Civ and Mgii absorbing gas surrounding [Oii] emitting galaxies, [MNRAS](#), **506**, 1355
- Schroetter I., Bouché N. F., Zabl J., Wendt M., Cherrey M., Langan I., Schaye J., Contini T., 2024, MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) XI. Scaling relations between outflows and host galaxy properties, [arXiv e-prints](#), p. [arXiv:2404.03300](#)
- Scoville N., et al., 2016, ISM Masses and the Star formation Law at  $Z = 1$  to 6 : ALMA Observations of Dust Continuum in 145 Galaxies in the COSMOS Survey Field, [ApJ](#), **820**, 83
- Shull J. M., Smith B. D., Danforth C. W., 2012, The Baryon Census in a Multiphase Intergalactic Medium : 30% of the Baryons May Still be Missing, [ApJ](#), **759**, 23
- Silk J., Rees M. J., 1998, Quasars and galaxy formation, [A&A](#), **331**, L1
- Smethurst R. J., Lintott C. J., Bamford S. P., Hart R. E., Kruk S. J., Masters K. L., Nichol R. C., Simmons B. D., 2017, Galaxy Zoo : the interplay of quenching mechanisms in the group environment, [MNRAS](#), **469**, 3670
- Soto K. T., Lilly S. J., Bacon R., Richard J., Conseil S., 2016a, ZAP : Zurich Atmosphere Purge, Astrophysics Source Code Library, record ascl :1602.003
- Soto K. T., Lilly S. J., Bacon R., Richard J., Conseil S., 2016b, ZAP - enhanced PCA sky subtraction for integral field spectroscopy, [MNRAS](#), **458**, 3210
- Spiegel D. N., Steinhardt P. J., 2000, Observational Evidence for Self-Interacting Cold Dark Matter, [PRL](#), **84**, 3760
- Spiegel D. N., et al., 2003, First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters, [ApJS](#), **148**, 175
- Stern J., Hennawi J. F., Prochaska J. X., Werk J. K., 2016, A Universal Density Structure for Circumgalactic Gas, [ApJ](#), **830**, 87
- Stern J., et al., 2021a, Neutral CGM as damped Ly  $\alpha$  absorbers at high redshift, , [507](#), 2869
- Stern J., et al., 2021b, Virialization of the Inner CGM in the FIRE Simulations and Implications for Galaxy Disks, Star Formation, and Feedback, , [911](#), 88



## BIBLIOGRAPHIE

---

- Stoche J. T., Keeney B. A., Danforth C. W., Shull J. M., Froning C. S., Green J. C., Penton S. V., Savage B. D., 2013, Characterizing the Circumgalactic Medium of Nearby Galaxies with HST/COS and HST/STIS Absorption-line Spectroscopy, [ApJ](#), **763**, 148
- Stott J. P., et al., 2020, Quasar Sightline and Galaxy Evolution (QSAGE) survey - II. Galaxy overdensities around UV luminous quasars at  $z = 1-2$ , [MNRAS](#), **497**, 3083
- Swinbank A. M., et al., 2017, Angular momentum evolution of galaxies over the past 10 Gyr : a MUSE and KMOS dynamical survey of 400 star-forming galaxies from  $z = 0.3$  to 1.7, [MNRAS](#), **467**, 3140
- Tal T., et al., 2014, Observations of Environmental Quenching in Groups in the 11 Gyr since  $z = 2.5$  : Different Quenching for Central and Satellite Galaxies, [ApJ](#), **789**, 164
- Tchernyshyov K., et al., 2022, The CGM<sup>2</sup> Survey : Circumgalactic O VI from Dwarf to Massive Star-forming Galaxies, [ApJ](#), **927**, 147
- Teyssier R., 2002, Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement. A new high resolution code called RAMSES, [A&A](#), **385**, 337
- Teyssier R., Pontzen A., Dubois Y., Read J. I., 2013, Cusp-core transformations in dwarf galaxies : observational predictions, [MNRAS](#), **429**, 3068
- Thompson T. A., Quataert E., Zhang D., Weinberg D. H., 2016, An origin for multiphase gas in galactic winds and haloes, [MNRAS](#), **455**, 1830
- Tinker J. L., 2021, A self-calibrating halo-based group finder : Application to SDSS, [ApJ](#), **923**, 154
- Tinker J. L., Chen H.-W., 2008, On The Halo Occupation of Dark Baryons, [ApJ](#), **679**, 1218
- Tinker J. L., Chen H.-W., 2010, On the Redshift Evolution of Mg II Absorption Systems, [ApJ](#), **709**, 1
- Tinker J., Kravtsov A. V., Klypin A., Abazajian K., Warren M., Yepes G., Gottlöber S., Holz D. E., 2008, Toward a Halo Mass Function for Precision Cosmology : The Limits of Universality, [ApJ](#), **688**, 709
- Tollet E., et al., 2016, NIHAO - IV : core creation and destruction in dark matter density profiles across cosmic time, [MNRAS](#), **456**, 3542
- Tumlinson J., Peebles M. S., Werk J. K., 2017, The circumgalactic medium, [ARA&A](#), **55**, 389–432
- Van de Voort F., Springel V., Mandelker N., van den Bosch F. C., Pakmor R., 2019, Cosmological simulations of the circumgalactic medium with 1 kpc resolution : enhanced H I column densities, [MNRAS](#), **482**, L85
- Voit G. M., 2018, A Role for Turbulence in Circumgalactic Precipitation, [ApJ](#), **868**, 102
- Walker M. G., Peñarrubia J., 2011, A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies, [ApJ](#), **742**, 20

- Wang L., Dutton A. A., Stinson G. S., Macciò A. V., Penzo C., Kang X., Keller B. W., Wadsley J., 2015, NIHAO project - I. Reproducing the inefficiency of galaxy formation across cosmic time with a large sample of cosmological hydrodynamical simulations, *MNRAS*, **454**, 83
- Wang J., Catinella B., Saintonge A., Pan Z., Serra P., Shao L., 2020, xGASS : H I Fueling of Star Formation in Disk-dominated Galaxies, *ApJ*, **890**, 63
- Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Jarno A., Pécontal-Rousset A., Bacon R., Böhm P., 2012, in Radziwill N. M., Chiozzi G., eds, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 8451, Software and Cyberinfrastructure for Astronomy II. Design and capabilities of the MUSE data reduction software and pipeline. p. 84510B, [doi:10.1117/12.925114](https://doi.org/10.1117/12.925114)
- Weilbacher P. M., Streicher O., Urrutia T., Pécontal-Rousset A., Jarno A., Bacon R., 2014, in Manset N., Forshay P., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 485, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII. The MUSE Data Reduction Pipeline : Status after Preliminary Acceptance Europe. p. 451 ([arXiv:1507.00034](https://arxiv.org/abs/1507.00034))
- Weilbacher P. M., Streicher O., Palsa R., 2016, MUSE-DRP : MUSE Data Reduction Pipeline, Astrophysics Source Code Library, record ascl :1610.004 (ascl :1610.004)
- Wendt M., Bouché N. F., Zabl J., Schroetter I., Muzahid S., 2021, MusE GAs FLOW and Wind V. The dust/metallicity-anisotropy of the circumgalactic medium, *MNRAS*, **502**, 3733
- Weng S., Péroux C., Ramesh R., Nelson D., Sadler E. M., Zwaan M., Bollo V., Casavecchia B., 2024, The physical origins of gas in the circumgalactic medium using observationally motivated TNG50 mocks, *MNRAS*, **527**, 3494
- Werk J. K., Prochaska J. X., Thom C., Tumlinson J., Tripp T. M., O’Meara J. M., Peebles M. S., 2013, The COS-Halos Survey : An Empirical Description of Metal-line Absorption in the Low-redshift Circumgalactic Medium, *ApJS*, **204**, 17
- White S. D. M., Frenk C. S., 1991, Galaxy Formation through Hierarchical Clustering, *ApJ*, **379**, 52
- White S. D. M., Rees M. J., 1978, Core condensation in heavy halos : a two-stage theory for galaxy formation and clustering., *MNRAS*, **183**, 341
- White S. D. M., Frenk C. S., Davis M., 1984, in Audouze J., Tran Thanh Van J., eds, NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C Vol. 117, Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe. Is the Universe made of massive neutrinos?. p. 117
- White S. D. M., Navarro J. F., Evrard A. E., Frenk C. S., 1993, The baryon content of galaxy clusters : a challenge to cosmological orthodoxy, *Nature*, **366**, 429
- Whitney A., Ferreira L., Conselice C. J., Duncan K., 2021, Galaxy Evolution in All Five CANDELS Fields and IllustrisTNG : Morphological, Structural, and the Major Merger Evolution to  $z$  3, *ApJ*, **919**, 139
- Wilman D. J., et al., 2020, The Regulation of Galaxy Growth along the Size-Mass Relation by Star Formation, as Traced by  $H\alpha$  in KMOS<sup>3D</sup> Galaxies at  $0.7 \lesssim z \lesssim 2.7$ , *ApJ*, **892**, 1

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., Jing Y. P., 2005, A halo-based galaxy group finder : calibration and application to the 2dfgrs, [MNRAS](#), 356, 1293
- Yang X., Mo H. J., van den Bosch F. C., 2009, GALAXY GROUPS IN THE SDSS DR4. III. THE LUMINOSITY AND STELLAR MASS FUNCTIONS, [ApJ](#), 695, 900
- Zabl J., Freudling W., Møller P., Milvang-Jensen B., Nilsson K. K., Fynbo J. P. U., Le Fèvre O., Tasca L. A. M., 2016, Method for improving line flux and redshift measurements with narrowband filters, [A&A](#), 590, A66
- Zabl J., et al., 2019, Muse gas flow and wind (megafLOW) ii. a study of gas accretion around  $z \sim 1$  star-forming galaxies with background quasars, [MNRAS](#), 485, 1961–1980
- Zabl J., et al., 2021, MusE GAs FLOW and Wind (MEGAFLOW) VIII. Discovery of a MgII emission halo probed by a quasar sightline, [MNRAS](#), 507, 4294
- Zhang Y., et al., 2024, The Hot Circum-Galactic Medium in the eROSITA All Sky Survey I. X-ray Surface Brightness Profiles, [arXiv e-prints](#), p. [arXiv:2401.17308](#)
- Zhu G., Ménard B., 2013, The jhu-sdss metal absorption line catalog : Redshift evolution and properties of mg ii absorbers, [ApJ](#), 770, 130
- de Vaucouleurs G., 1959, Classification and Morphology of External Galaxies., [Handbuch der Physik](#), 53, 275