



HAL
open science

Physique des régions de formation stellaire géantes des galaxies primordiales

Baptiste Faure

► **To cite this version:**

Baptiste Faure. Physique des régions de formation stellaire géantes des galaxies primordiales. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Cité, 2021. Français. NNT : 2021UNIP7206 . tel-03978691

HAL Id: tel-03978691

<https://theses.hal.science/tel-03978691>

Submitted on 8 Feb 2023

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.

Université de Paris
École doctorale STEP'UP – ED560

*Laboratoire AIM – UMR 7158
CEA-Saclay, Département d'Astrophysique
Laboratoire de Cosmologie et Évolution des Galaxies*

Physique des régions de formation stellaire géantes des galaxies primordiales

Par Baptiste Faure

Thèse de doctorat de Physique de l'Univers

Dirigée par Frédéric Bournaud
Et par Emanuele Daddi

Thèse soutenue le 16 septembre 2021

Devant un jury composé de :

Isabelle Grenier	Présidente du Jury
<i>Professeure des Universités, CEA-Saclay</i>	
Marta Volonteri	Rapporteuse
<i>Directrice de Recherche, Institut d'Astrophysique de Paris</i>	
Benoit Famaey	Rapporteur
<i>Directeur de Recherche, Observatoire de Strasbourg</i>	
Jérémy Fensch	Examineur
<i>Maître de Conférence, École Normale Supérieure de Lyon</i>	
Johan Richard	Examineur
<i>Astronome-adjoint, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon</i>	
Emanuele Daddi	Co-Directeur de thèse
<i>Chercheur-Ingénieur, CEA-Saclay</i>	
Frédéric Bournaud	Directeur de thèse
<i>Chercheur-Ingénieur, CEA-Saclay</i>	



Titre :

Physique des régions de formation stellaire géantes des galaxies primordiales

Résumé :

L'objectif de cette thèse est d'étudier la morphologie des galaxies lorsque l'Univers n'avait que 3 milliards d'années, au pic de la formation stellaire. Les galaxies à formation d'étoiles typiques de cette époque présentent une morphologie particulière lorsqu'elles sont observées dans l'UV émis. En effet, on y aperçoit de grandes structures sphériques, appelés clumps. Ces structures possèdent des masses stellaires de l'ordre de $10^8 \sim 10^9$ masses solaires et ont une taille typique de l'ordre du kiloparsec, ce qui les rend bien distinctes des structures trouvables dans les galaxies à formation d'étoiles de l'Univers local qui sont 100 à 1000 fois moins massives.

Les clumps géants sont considérés comme étant le centre de la formation stellaire des galaxies à haut redshift, mais des observations récentes, notamment du gaz avec le Grand Réseau d'Antennes Millimétrique/submillimétrique de l'Atacama (ALMA), ne détectent pas ces structures et remettent donc en question le fait que ce soit les nourricières d'étoiles. Les observations de ces galaxies lorsqu'elles sont fortement lentillées par la gravité remettent aussi en question leur existence, les structures étant détectées sont moins massives que les clumps géants laissant supposer que l'observation de ces derniers est due à un manque de résolution.

Des questions plus théoriques se posent sur les clumps géants. Ainsi, l'évolution des clumps géants et leur temps de survie est en débat : soit ils sont détruits rapidement par la rétroaction stellaire et les forces de cisaillements soit ils survivent et migrent vers le centre de la galaxie pour nourrir le bulbe.

L'étude de cette thèse se présente en deux temps. Premièrement nous réalisons des simulations numériques de galaxies isolées avec le code hydrodynamique à adaptation de grille RAMSES afin de simuler des observations : les observations de l'UV émis avec le HST, les observations de galaxies fortement lentillées aussi dans l'UV émis avec le HST et les observations sous-millimétriques avec ALMA. Nous nous assurons ainsi que les galaxies simulées sont considérées comme "clumpy", à l'instar des galaxies à formation d'étoiles à haut redshifts. Il apparaît que ces galaxies clumpy possèdent une structure hiérarchique : les clumps géants sont des structures gravitationnellement liées composées de sous-structures et de gaz entre ces structures. Ce sont ces sous-structures qui sont détectées lors d'observations de galaxies lentillées et ce sont elles qui pourraient être détectées par des observations à haute résolution avec ALMA. Ainsi, la non détection des structures par les observations ALMA à haute résolution engendrant des limites supérieures dans les taux de formation stellaire des clumps géants qui devraient être comparées au taux de formation stellaire prévu dans les sous-structures et non dans les grumeaux géants. Nous étudions également les mécanismes de formations des grumeaux géants, puisqu'ils sont composés de sous-structures il est important de se demander si ces dernières se sont formées en premier puis ce sont agglomérées pour former les clumps géants ou si les clumps géants se sont formés en premier puis effondrés en sous-structures. Pour étudier cette question, nous avons forcé nos simulations de galaxies à former leurs clumps avec un scénario ou l'autre puis avons étudié leur état final et mesuré les paramètres jugés pertinents afin de déterminer si l'état initial des clumps est détectable

dans l'état final sans succès.

Dans un second temps, nous étudions des observations de galaxies clumpy avec le HST afin de déterminer si les clumps géants sont effectivement leurs régions de formation stellaire principales. Ainsi, en soustrayant le disque du calcul des taux de formation stellaire, nous pouvons déterminer un taux réel pour les clumps géants et comparer ces valeurs à celles trouver dans les simulations ou avec les observations ALMA.

Mots clés :

Galaxies : morphologies, Galaxies : évolution, Galaxies : haut-redshift, Simulation numériques

Title :

Physic of giant star-forming regions of primordial galaxies.

Abstract :

The goal of this thesis is to study the morphology of galaxies when the Universe was only 3 billion years old, at the peak of stellar formation. Typical star-forming galaxies of this period have a particular morphology when observed in the UV rest-frame. Large spherical structures, called clumps, can be seen. These structures have stellar masses of the order of $10^8 \sim 10^9$ solar masses and a typical size of the order of a kiloparsec, which makes them quite distinct from the structures found in star-forming galaxies in the local Universe which are 100 to 1000 times less massive.

Giant clumps are considered to be the center of star formation in high-redshift galaxies, but recent observations, notably of gas with the Atacama Large Millimetre/submillimetre Array (ALMA), do not detect these structures and therefore call into question whether they are the star nurseries. Observations of these galaxies when they are strongly lensed by gravity also call into question their existence, as the structures detected are less massive than the giant clumps, suggesting that the observation of the latter is due to a lack of resolution.

More theoretical questions arise about giant clumps. For example, the evolution of giant clumps and their survival time is under debate : either they are quickly destroyed by stellar feedback and shear forces or they survive and migrate towards the center of the galaxy to feed the bulge.

The study in this thesis is presented in two parts. First, we perform numerical simulations of isolated galaxies with the grid-adaptive hydrodynamic code RAMSES in order to simulate observations : HST observations of the emitted UV, HST observations of strongly lensed galaxies also in the emitted UV, and ALMA sub-millimeter observations. We thus ensure that the simulated galaxies are considered as "clumpy", like star-forming galaxies at high redshifts. It appears that these clumpy galaxies have a hierarchical structure : the giant clumps are gravitationally bound structures composed of substructures and the gas between these structures. It is these substructures that are detected in observations of lensed galaxies and it is these that could be detected by high-resolution observations with ALMA. Thus, the non-detection of the structures by high-resolution ALMA observations leads to upper limits in the star formation rates of giant clumps that should be compared to the expected star formation rate in substructures and not in giant clumps. We are also studying the mechanisms of formation of the giant clumps, since they are composed of substructures it is important to ask whether the substructures formed first and then agglomerated to form the giant clumps or whether the giant clumps formed first and then collapsed into substructures. To investigate this question, we forced our simulations of galaxies to form their clumps with one scenario or the other. We then studied their final state and measured the parameters deemed relevant to determine whether the initial state of the clumps is detectable in the final state without success.

In a second step, we are studying observations of clumpy galaxies with HST to determine whether the giant clumps are indeed their main star-forming regions. Thus, by subtracting the disc from the calculation of star formation rates, we can

determine a real rate for the giant clumps and compare these values with those found in simulations or with ALMA observations.

Keywords :

Galaxies : morphologies, Galaxies : evolution, Galaxies : high-redshift, Numerical simulations

Table des matières

Résumé	ii
Abstract	iv
Table des matières	vii
Introduction	1
1 Les galaxies : morphologie et formation stellaire	3
1 Morphologie des galaxies	3
1.1 Séquence de Hubble	3
1.2 Les galaxies spirales	5
1.3 Les galaxies elliptiques	10
1.4 Les galaxies irrégulières	11
1.5 L'impact de l'environnement des galaxies.	12
2 Les étoiles dans les galaxies	15
2.1 La formation stellaire	15
2.2 D'où vient la lumière des galaxies ?	17
2.3 La rétroaction stellaire	22
3 Conclusion	22
2 Les grumeaux géants	25
1 Description et observation des galaxies grumeleuses.	25
1.1 Les premières observations	25
1.2 Propriétés des galaxies clumpy	26
2 Propriétés établies	31
2.1 Propriétés physiques	32
2.2 Formation	37
3 Propriétés en débat	39
3.1 Non-observations des grumeaux géants	39
3.2 Non-formation dans les simulations cosmologiques	41
3.3 Temps de vie des grumeaux géants	41
4 Conclusion	43
3 Simulations numériques	45
1 Introduction	45
2 État des lieux des différents codes	46
2.1 Équations de l'hydrodynamique	46
2.2 Différentes méthodes	46
2.3 Pour différents problèmes	48
3 RAMSES	49

3.1	Résolution des équations	49
3.2	Raffinement des cellules	49
3.3	Gestion des particules	50
3.4	Étapes de la résolution	52
3.5	Limites	53
4	Modèles physiques implémentés	54
4.1	Thermodynamique	54
4.2	Formation stellaire	56
4.3	Implémentation de la rétroaction	57
4	La structure interne des galaxies révélée par les simulations hydro-	
	dynamiques à haute résolution.	61
1	Introduction	61
2	Des simulations pour reproduire les observations	62
2.1	Conditions initiales des simulations.	62
2.2	Modèle d'observation HST	62
2.3	Modèle de lentille	63
2.4	ALMA OST	63
3	Hierarchical fragmentation in high-redshift galaxies revealed by hydro-	
	dynamical simulations.	74
4	Le processus de formation des clumps géants est-il important pour	
	les caractériser?	93
4.1	Comparaison des masses.	93
4.2	Masse de Jeans	94
4.3	Dispersion de vitesses	95
5	Conclusion	97
5	Observation du taux de formation stellaire dans les clumps géants.	99
1	Introduction	99
2	Analyse des observations	100
2.1	Sélection de l'échantillon	100
2.2	Méthodes de calculs	100
3	Résultats	102
4	Conclusion	105
6	Conclusion et perspectives	107
	Annexe A	111
	Bibliographie	125

Introduction

Il y a moins d'un siècle, l'être humain n'avait pas conscience de l'étendue de notre Univers. Il a suffi d'un télescope pour se rendre compte que notre Galaxie, la Voie Lactée, n'était pas unique et que d'autres objets équivalents peuplent l'Univers. Ces objets, les galaxies, sont composés principalement de gaz et d'étoiles mais les deux sont liés. En effet, le gaz des galaxies est à l'origine de la formation des étoiles. Quand l'attraction gravitationnelle d'un nuage de poussière devient trop importante, celui s'effondre sur lui-même jusqu'à ce que la densité atteinte soit tel que la fusion nucléaire s'active. L'énergie prodigieuse créée par la fusion va permettre une stabilisation entre les forces de gravité et les forces nucléaires : la boule de gaz se stabilise et forme une étoile. L'agencement des ces deux composantes va donner aux galaxies une forme particulière. Certaines prennent la forme de spirale en rotation, d'autres la forme d'une ellipse, plus chaotique. Les étoiles ne se forment pas au hasard dans ces galaxies. Dans l'Univers local et ses galaxies aux formes définies, elles se forment au sein de nuages, appelés nuages moléculaires. Ces nuages sont composés de gaz très dense mais aussi d'étoiles massives. Ces étoiles massives ont une durée de vie faible, ainsi leur observation est synonyme de formation stellaire récente.

Il aura fallu peu de temps aux astronomes pour observer encore plus loin dans l'Univers. Avec l'avancée des techniques d'observation, en un demi-siècle, il a été possible d'observer avec le télescope spatial Hubble un coin sombre de notre ciel. Ce dernier, le Champ Profond de Hubble (HDF, pour *Hubble Deep Field*) a révélé que notre Univers est peuplé d'une myriade de galaxies. Grâce à l'observation de ce champ, il a été découvert des galaxies encore plus éloignées, presque aussi jeunes que l'Univers lui-même. Le portrait de ces galaxies est fortement différent de celles connues jusqu'alors. En effet, les galaxies proches sont peuplées principalement d'étoiles vieilles, en forment peu et sont pauvres en gaz, alors que les galaxies plus éloignées sont constituées de jeunes étoiles, de quantité de gaz bien plus importante et forment plus d'étoiles. On peut également observer une morphologie bien distincte. Là où les galaxies proches ont une forme bien définie, spirale ou ellipse, les galaxies plus lointaines ont une forme irrégulière. Cette forme est principalement caractérisée par des blobs, des boules de lumière ultra-violette, appelées les clumps géants. Ces clumps géants, qui sont le sujet principal de notre étude, sont intrigants. Les objets des galaxies locales s'en approchant le plus sont les nuages moléculaires géants (ou GMC) dans le sens où les observations prédisent que les clumps géants sont également le centre de formation stellaire des galaxies éloignées. Il existe cependant une différence fondamentale entre les clumps géants et les GMC : leur masse et leur taille. D'un côté, les GMC ont des masses allant jusqu'à $10^7 M_{\odot}$ (le symbole M_{\odot} symbolisant la masse du Soleil, proche de 2×10^{30} kg) et une taille de l'ordre de quelques parsecs. De l'autre, les clumps géants possèdent des masses s'approchant

des $10^9 M_{\odot}$ pour des tailles de l'ordre du kiloparsec.

Un certain nombre de questions se posent encore sur les clumps géants. D'un côté, les numériciens, à l'aide de simulations numériques, tentent de comprendre plusieurs mécaniques, comme leur formation, leur temps de vie et leur évolution. En effet, puisque ces structures sont observées comme étant le centre de formation stellaire des galaxies éloignées, il est primordial de comprendre comment ces galaxies évoluent pour donner naissance aux galaxies de l'Univers local. Cependant, ses questions sont encore en débat. Plus récemment, d'autres observations ne montrent pas de structures dans des galaxies déjà observées avec des clumps géants, remettant en question leur existence même.

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte et va proposer d'étudier les clumps géants, à l'aide de simulations numériques et d'observations afin de comprendre les récentes observations, ou non-observations, des clumps géants.

Dans le premier chapitre, je présenterai les galaxies de façon générale avant de continuer dans un deuxième chapitre qui présentera en détail les clumps géants et leurs galaxies hôtes. Le chapitre trois sera dédié à la présentation des méthodes de simulation numérique. Le quatrième chapitre présentera les travaux que j'ai menés sur les simulations numériques pour proposer des réponses sur la non-observation des clumps. J'ai réalisé trois simulations de galaxies isolées sur les supercalculateurs Occigen du Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur (CINES) et Irène du Très Grand Centre de Calcul (TGCC), puis j'ai appliqué des modèles d'observations reproduisant le Télescope Spatial Hubble (HST), les effets de lentilles gravitationnelles et grand réseau d'antennes millimétrique/submillimétrique de l'Atacama (ALMA) afin de détecter des structures à l'aide du clump finder Astro-dendro. Le chapitre cinq portera sur l'analyse d'un échantillon d'observation extrait du Champ Ultra-Profond de Hubble (HUDF) que j'ai réalisé afin de comprendre si les clumps géants sont réellement le centre de formation stellaire des galaxies de l'Univers éloigné. Finalement, je conclurai en présentant des travaux pouvant être réalisés pour aller plus loin dans la compréhension de ces galaxies et leurs clumps géants.

Chapitre 1

Les galaxies : morphologie et formation stellaire

Afin d'introduire le sujet des clumps géants, il convient de présenter les galaxies d'un point de vue morphologique. En effet, les clumps géants montrent que les galaxies de l'Univers à haut redshift ont une morphologie bien différente de celles de l'Univers local. Nous allons donc commencer par étudier les galaxies de l'Univers local et leurs morphologies. Comme les clumps géants sont considérés comme les nourricières d'étoiles de ces galaxies nous aborderons, dans la suite de ce chapitre, la formation stellaire et la provenance de la lumière observée des galaxies.

1 Morphologie des galaxies

1.1 Séquence de Hubble

Lors des premières observations de galaxies par Hubble dans les années 1920, il a été remarqué que les galaxies n'avaient pas une morphologie unique (Hubble, 1926). C'est pourquoi Hubble a créé une classification, appelée Séquence de Hubble (Hubble, 1936), présentée en Figure 1.1, pour distinguer les différentes morphologies. Il existe, dans cette classification, trois grands types principaux : les galaxies elliptiques (E), les galaxies spirales (S) et les galaxies spirales barrées (SB). Initialement, la lecture de droite à gauche comme présentée en Figure 1.1 a été pensée comme une frise chronologique : les elliptiques étaient supposées être les ancêtres des galaxies spirales. Cependant, nous verrons plus loin que cette vision est erronée et que les galaxies elliptiques sont un stade final de l'évolution des galaxies.

L'avènement dans les décennies suivantes d'instruments plus puissants permettant des observations plus résolues a mené de Vaucouleurs à réviser cette classification (de Vaucouleurs, 1963), Figure 1.2, pour inclure les galaxies lenticulaires (S0), différents niveaux de spirales (S,a,b,c,d), de barres (AB, B) et d'anneaux autour du bulbe central (r). Il prend aussi en compte les galaxies irrégulières (m, Im).

Dans le détail, les galaxies elliptiques, notées (E), sont numérotées de 0 à 7 selon leur excentricité : une galaxie de type E0 sera parfaitement circulaire, alors qu'une galaxie de type E7 sera fortement allongée selon un axe. Les galaxies spirales sont classées dans un premier temps selon la présence (B) ou non (A) d'une barre. Si cette barre est faiblement visible, alors la galaxie est classifiée (AB). Vient ensuite

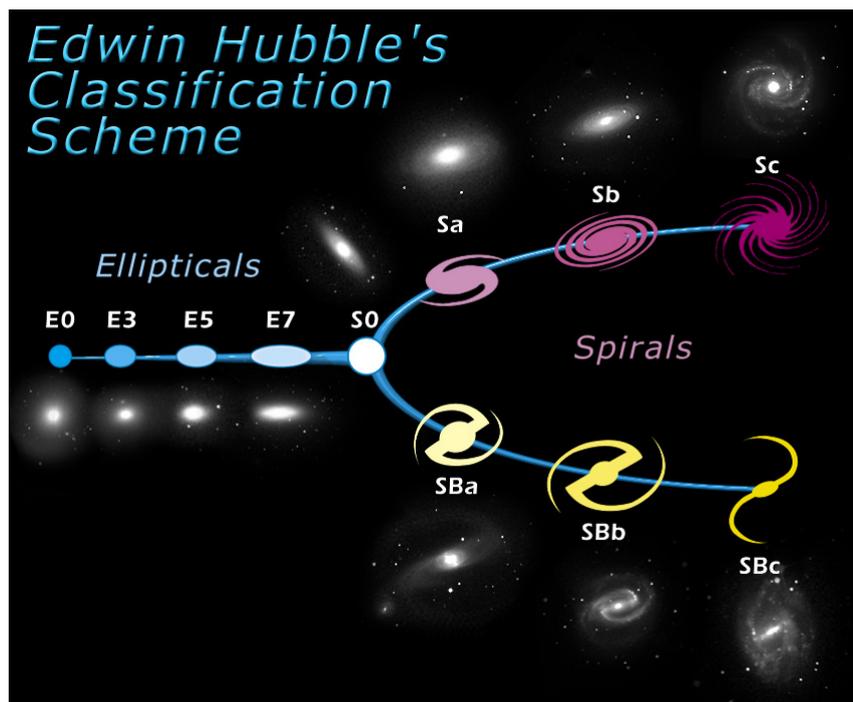


FIGURE 1.1 – Séquence de Hubble

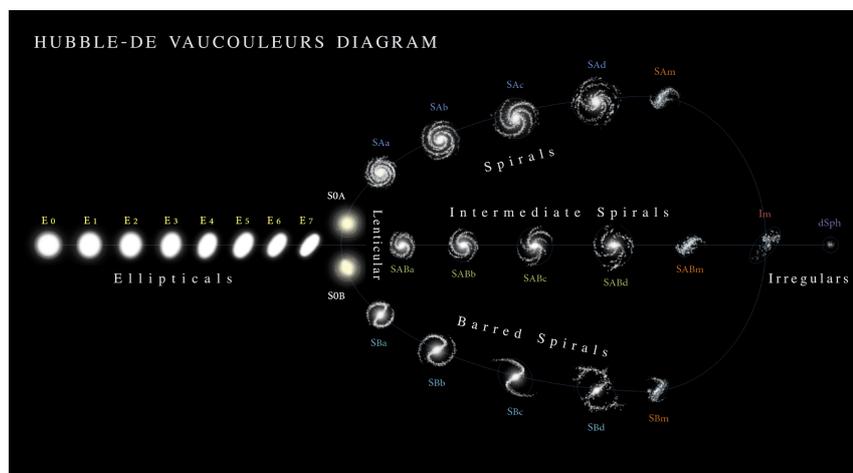


FIGURE 1.2 – Diagramme de Hubble - de Vaucouleurs

la classification des bras, selon leur serrement. Cela s'étend de (a) pour des bras très serrés jusqu'à (d) pour des bras relâchés. Enfin, si des bras existent, mais ont une structure irrégulière, la galaxie est classifiée (m). Finalement, il existe une dernière classification, pour les galaxies ne rentrant dans aucune des catégories précédentes : les galaxies Irrégulières (Im). Notons également qu'il peut exister des anneaux autour d'une galaxie, auquel cas elle prend la classification (r).

Maintenant que nous avons présenté les différentes morphologies, intéressons-nous de plus près à chacune d'entre elles.

1.2 Les galaxies spirales

Les galaxies spirales sont principalement des galaxies dites « jeunes », c'est-à-dire qu'elles contiennent généralement une population stellaire jeune située dans un disque composé également de gaz et d'étoiles plus vieilles. Ce disque a une structure de spirale et présente dans le cas des galaxies SB une barre. Un exemple de galaxie spirale barrée, NGC 1365 est présenté en Figure 1.3. La plupart de ces galaxies sont également composées d'un bulbe, situé au centre de la galaxie et qui a la particularité d'être principalement composé de vieilles étoiles. Nous détaillerons ici les différents composants.



FIGURE 1.3 – La galaxie spirale barrée NGC 1365, photographiée par la caméra infrarouge HAWK-I au VLT, Chili.

1.2.1 Les disques galactiques

Le disque galactique est le composant principal des galaxies spirales. Il est composé d'une population d'étoiles ainsi que de gaz et de poussières. Il est généralement caractérisé par sa masse stellaire (M_*) et sa fraction de gaz ($f_g = M_{gas}/(M_{gas} + M_*)$). Au cours de l'évolution de la galaxie, si l'on ne considère pas immédiatement les phénomènes extérieurs, détaillés en section 1.5, la masse stellaire va augmenter au détriment de la masse de gaz. Ainsi, plus les galaxies sont jeunes plus elles sont composées de gaz (Tacconi et al., 2018, et références internes) : les spirales de l'Univers local ont une fraction de gaz de l'ordre de 5 % tandis que les galaxies à un décalage vers le rouge de 2 ont une fraction de gaz de l'ordre de 50%.

Cependant, les disques galactiques ne sont pas des structures lisses. On y retrouve des sous-structures telles que les bras, mais aussi des nuages moléculaires géants (GMC, pour Giant Molecular Clouds) pour la partie gazeuse. La partie stellaire est quant à elle composée d'amas d'étoiles. Ces structures se forment à la suite d'instabilités gravitationnelles. Si l'on considère un disque uniforme et infiniment plat en rotation à la vitesse angulaire Ω , à la densité surfacique de gaz Σ et ayant pour vitesse du son c_s , on peut montrer (Binney & Tremaine, 2008) qu'une onde de la forme $\exp \left[i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \right]$ s'y propageant vérifie la relation de dispersion suivante, où κ , la fréquence épicyclique est définie plus loin à l'équation 1.14 :

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 - 2\pi G \Sigma |k| + \kappa^2 \quad (1.1)$$

Ainsi, le disque est instable si et seulement s'il existe des valeurs négatives de ω^2 , ce qui n'est pas le cas si :

$$\frac{c_s \kappa}{\pi \Sigma G} > 1 \quad (1.2)$$

Cette équation définit ce que l'on nomme le critère de stabilité de Toomre (Toomre, 1964), noté Q :

$$Q = \frac{c_s \kappa}{\pi \Sigma G} \quad (1.3)$$

Ce critère peut être vu comme l'opposition à la force gravitationnelle (ΣG) d'une stabilisation par l'énergie thermique (c_s) et d'une stabilisation par la rotation (κ). Ainsi, le disque est stable pour une valeur de Q supérieure à 1. Il est à noter que dans les cas où le gaz est extrêmement turbulent, la vitesse du son peut être plus faible que la dispersion de vitesse. C'est donc celle-ci qui intervient à la place de la vitesse du son dans l'équation 1.3.

1.2.2 Les bras et les barres

Les bras des galaxies spirales se forment lors de la propagation d'une onde de densité dans le disque galactique (Lin & Shu, 1964, 1966; Kalnajs, 1973). Ce sont donc des régions particulièrement denses, ce qui en fait des lieux privilégiés pour la formation stellaire, expliquant ainsi la présence d'une population d'étoiles jeunes.

On peut expliquer leurs formations par la précession des orbites stellaires autour d'une orbite circulaire moyenne.

Si l'on considère une perturbation autour d'une orbite circulaire à un rayon R et une vitesse angulaire Ω , on prend :

$$r = R + \epsilon \quad (1.4)$$

$$\dot{\phi} = \Omega + \omega \quad (1.5)$$

L'orbite étant circulaire, dans un potentiel Φ , les équations du mouvement donnent :

$$\ddot{r} - r\dot{\phi}^2 = - \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_{r=r} = f(r) \quad (1.6)$$

et la conservation du moment angulaire :

$$R^2\Omega = \text{constante} \quad (1.7)$$

$$R\Omega^2 = \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_{r=R} = f(R) \quad (1.8)$$

En supposant que le moment angulaire reste identique malgré la perturbation, il vient au premier ordre :

$$R^2\Omega = R^2\Omega + 2R\epsilon\Omega + R^2\omega \quad (1.9)$$

$$\Rightarrow R\omega = -2\epsilon\Omega \quad (1.10)$$

En utilisant les équations 1.6 et 1.8 au premier ordre, il vient :

$$\ddot{\epsilon} - (R + \epsilon)(\Omega^2 + 2\Omega\omega) = f(R + \epsilon) \quad (1.11)$$

$$\ddot{\epsilon} - R\Omega^2 - \epsilon\Omega^2 - 2R\Omega\omega = f(R) + \epsilon f'(R) \quad (1.12)$$

Et donc :

$$\ddot{\epsilon} + (3\Omega^2 - f'(R))\epsilon = 0 \quad (1.13)$$

Ainsi, la particule décrit une orbite circulaire, tout en oscillant radialement à une fréquence $\kappa = (3\Omega^2 - \Phi''(R))^{\frac{1}{2}}$, la fréquence épicyclique. Un calcul plus détaillé dans un potentiel axisymétrique donne (Binney & Tremaine, 2008, section 3.2.3) :

$$\kappa(R)^2 = \left(R \frac{d\Omega^2}{dr} + 4\Omega^2 \right) \quad (1.14)$$

Ce qui donne les équations du mouvement suivantes :

$$r = R + X \cos(\kappa t + \alpha) \quad (1.15)$$

$$\phi = \Omega t + \phi_0 - 2 \frac{\Omega X}{\kappa R} \sin(\kappa t + \alpha) \quad (1.16)$$

Si l'on se place dans le référentiel tournant à Ω et positionné en (R, ϕ) en coordonnées cartésiennes, où x est selon le rayon du disque et y perpendiculaire à x , dans le sens de rotation, on obtient :

$$x = X \cos(\kappa t + \alpha) \quad (1.17)$$

$$y = -Y \sin(\kappa t + \alpha) \quad (1.18)$$

Ainsi, dans ce référentiel tournant, la particule décrit une ellipse. Cependant, dans le référentiel galiléen immobile, la nouvelle trajectoire n'est pas nécessairement fermée, elle décrit une orbite s'apparentant à une rosace. Pour que cette orbite soit fermée, il faut que : $\Delta\phi = \Omega T_r = 2\pi\Omega/\kappa = 2\pi n/m$ avec n et m entiers. Si l'on se place dans un référentiel tournant à la fréquence $\Omega_p = \Omega - n\kappa/m$, cette condition

est remplie et l'on observerait des orbites fermées. Comme observé par Lindblad et Kalnajs (Kalnajs, 1973), pour $n = 1$ et $m = 2$, Ω_p est relativement constant dans notre Galaxie (voir Figure 1.4) ainsi que dans les galaxies spirales de façon plus générale, car la courbe de rotation de celles-ci est similaire à celle de notre Galaxie. De cette façon, si, dans ce référentiel tournant, les axes des orbites sont alignés, celles-ci formeraient une barre, ou des bras spiraux si les axes sont légèrement décalés, comme représenté en Figure 1.5. Ces barres et ces spirales peuvent donc être vues comme des ondes de densité tournant dans la galaxie à une fréquence $\Omega_p = \Omega - \kappa/2$.

L'approche présentée ici est une première approche, simplifiée, des ondes de densité. Un cadre plus précis est défini dans Lin & Shu (1964, 1966), premiers théoriciens de la formation des bras par propagation d'ondes de densité.

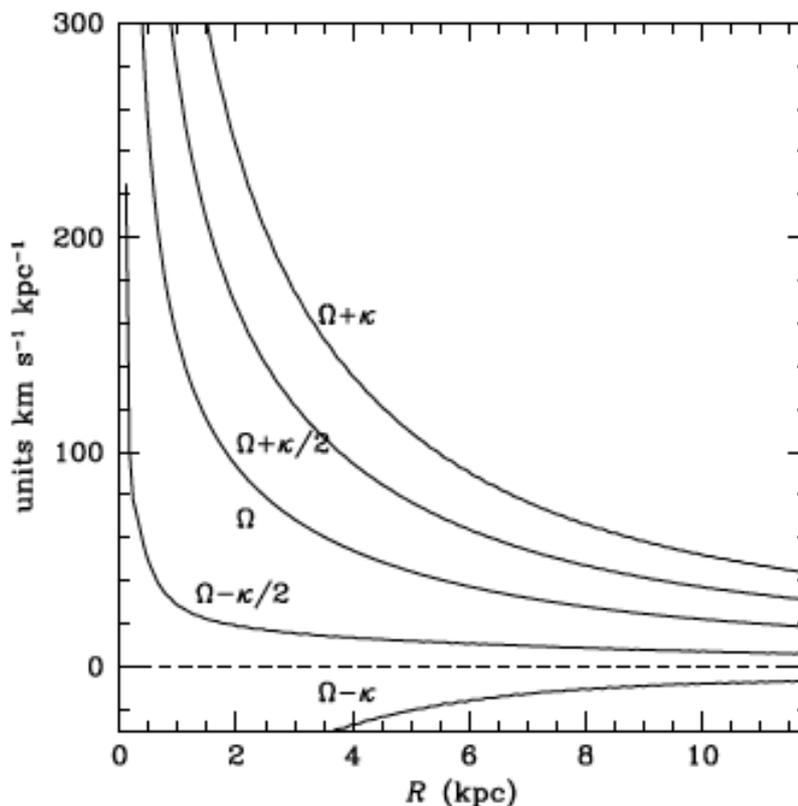


FIGURE 1.4 – Différentes valeurs de Ω_p pour notre Galaxie. Source : Binney & Tremaine (2008), page 482.

1.2.3 Les bulbes

En plus du disque, la plupart des galaxies spirales sont composées d'un bulbe. Il s'agit d'une région généralement sphérique située au centre du disque et composée d'étoiles vieilles. Plusieurs phénomènes peuvent-être à l'origine de sa formation. De façon similaire à l'oscillation radiale des orbites d'étoiles qui engendrent la formation des barres et des spirales, les oscillations verticales des orbites amènent la formation des bulbes. On y retrouve peu d'étoiles jeunes, car celles-ci sont encore liées au gaz qui les a vues se former. En revanche, les étoiles les plus vieilles ont pu se déplacer et,

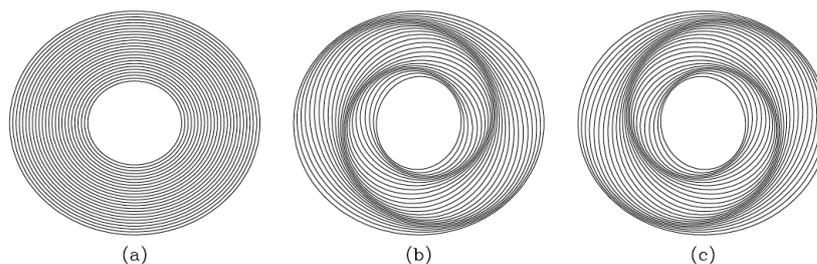


FIGURE 1.5 – Représentation des ondes de densités pour différentes inclinaisons des axes des orbites. (a) les axes sont alignés, formant une barre. (b) et (c) les axes sont décalés, formant des bras spiraux. Source : Binney & Tremaine (2008), page 484.

grâce à une dispersion de vitesse anisotrope et élevée, former le bulbe. Ce processus est généralement réalisé au détriment de la barre : les étoiles qui la forment vont former le bulbe. En effet, il existe une résonance entre la rotation de la barre et le mouvement vertical des étoiles qui la compose. Lorsque l'oscillation verticale de ces dernières a pour fréquence un nombre entier de fois celle de la barre, le passage du demi-grand axe de la barre va rappeler l'étoile vers le disque, mais lorsque l'étoile passe parallèlement au petit axe, le potentiel de la barre n'est pas suffisant pour ramener celle-ci dans le plan du disque. Ainsi, ces étoiles-ci vont avoir des orbites de plus en plus verticales, épaississant la barre jusqu'à la dissoudre dans le bulbe.

L'autre phénomène peut se produire dans les disques très gazeux. Des instabilités gravitationnelles peuvent se former dans le disque et ensuite migrer vers le centre de la galaxie (Noguchi, 1999; Elmegreen et al., 2008; Bournaud et al., 2014; Bournaud, 2016). Ces instabilités étant des hauts lieux de formation stellaire, elles apportent en migrant une grande quantité d'étoiles pouvant alimenter le bulbe. Pour plus détails ce sur phénomène, voir le Chapitre 2, section 3.3.

Les bulbes peuvent également se former lors de la fusion de galaxies (Bournaud et al., 2005).

Il est également à noter qu'il peut exister au centre des galaxies un noyau d'étoiles jeunes appelé amas d'étoiles du noyau (ou *Nuclear Star Cluster* en anglais), indépendant du bulbe (Neumayer et al., 2020).

1.2.4 Relation entre le disque et le bulbe

Le ratio entre la masse du disque et la masse du bulbe (B/D) est un élément important qui évolue au cours de la séquence de Hubble : plus une galaxie est gazeuse, plus son ratio B/D est faible, ce qui implique généralement que plus le ratio B/D est faible plus le taux de formation stellaire est élevé.

Les bulbes sont des structures denses : ils vont modifier le potentiel gravitationnel de la galaxie de façon à augmenter significativement les courbes de rotations, ce qui entraîne une hausse de la rotation différentielle. Ainsi, plus le ratio augmente, plus les bras spiraux du disque vont être serrés (Simien & de Vaucouleurs, 1986; Graham & Worley, 2008). Ceci est cependant à nuancer, il existe une certaine dispersion dans la relation entre le ratio et la morphologie, comme cela peut être vu en Figure 1.6. Ce ratio ne permet donc pas de classer morphologiquement une galaxie, mais peut servir à introduire une nouvelle dimension dans la classification morphologique

(Kormendy & Bender, 2012).

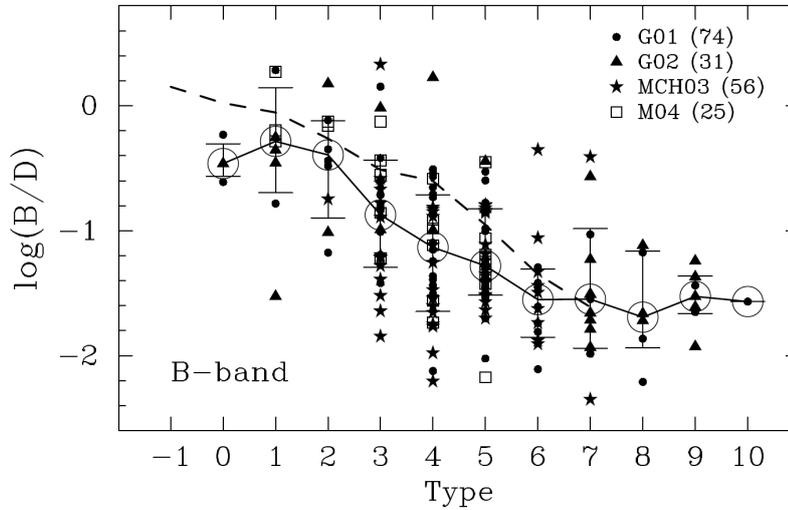


FIGURE 1.6 – Ratio bulbe sur disque, exprimé sur le flux dans la bande B en fonction du type de la galaxie. Plus le nombre du Type est élevé, plus la galaxie est à droite sur la séquence de Hubble - de Vaucouleurs (voir Figure 1.2). Pour plus de détails sur la numérotation du Type, voir Graham & Worley (2008). Image extraite de Graham & Worley (2008).

1.3 Les galaxies elliptiques

Les galaxies elliptiques sont parmi les galaxies les plus massives de l'Univers. Un exemple d'elliptique est la galaxie M87, présentée en Figure 1.7. Comme évoqués précédemment, elles ont une forme elliptique, sans disque. La plupart de leurs étoiles sont vieilles, ce qui laisse penser que ces galaxies ne forment plus d'étoiles. De récentes observations (Bildfell et al., 2008; Pipino et al., 2009; Donahue et al., 2011; McDonald et al., 2011; O'Sullivan et al., 2015) ont cependant montré qu'il existe des réservoirs de gaz qui continuent de former des étoiles, mais à un taux plus faible que les spirales. Les étoiles sont dominées par un mouvement radial, c'est à dire qu'elles ont une vitesse angulaire faible comparée à la vitesse radiale, et non par la rotation, ce qui va donner cet aspect sphérique aux galaxies elliptiques. Ces étoiles sont dites chaudes, car, à cause de leur mouvement radial, qui n'a pas lieu dans un plan, les galaxies elliptiques sont dominées par la dispersion de vitesse et non par la rotation. C'est-à-dire que la dispersion de vitesse des étoiles est de l'ordre de la vitesse de rotation de la galaxie.

Ces galaxies constituent environ 50% des galaxies de l'Univers local (Bell et al., 2003). Elles se forment généralement par fusion de galaxies massives, lors de fusions majeures, c'est-à-dire quand les deux galaxies qui fusionnent ont un rapport de masse compris entre 1 et 2 (Bois et al., 2011; Khochfar et al., 2011). Lors de la fusion, une partie de la masse des galaxies est éjectée, emportant avec elle une fraction importante du moment cinétique du système, menant à une galaxie tournant lentement avec des dispersions de vitesses élevées.

Il existe également une catégorie de galaxies appelée galaxies naines sphéroïdales, qui sont galaxies elliptiques de très faible masse, de l'ordre de $10^6 \sim 10^8 M_\odot$ mais partageant les mêmes propriétés dynamiques que les galaxies elliptiques massives.

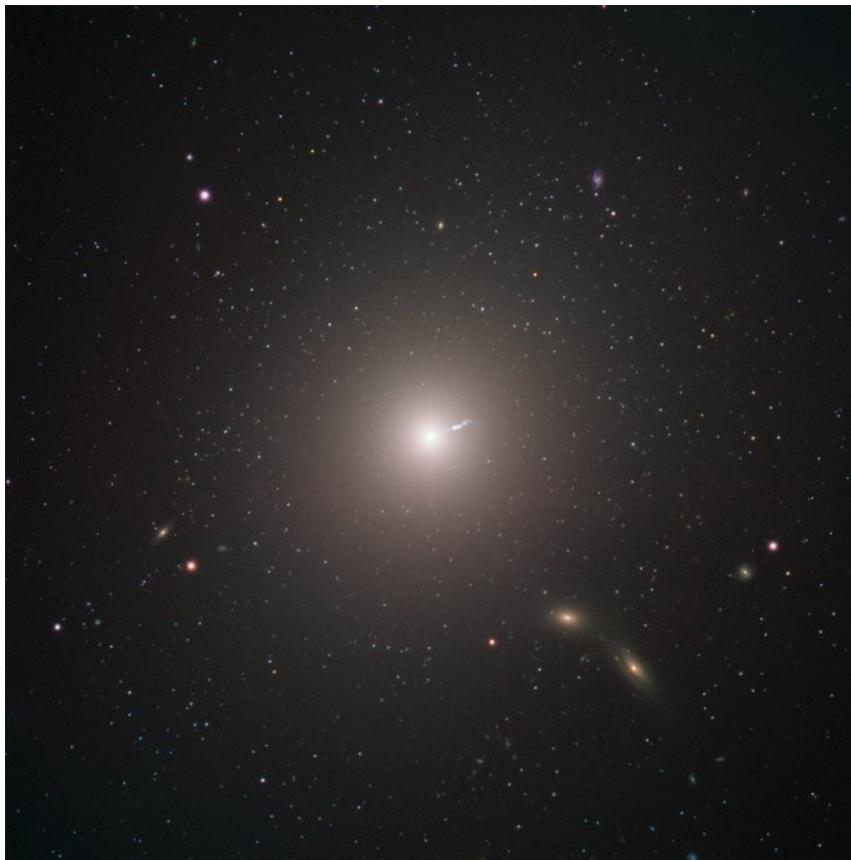


FIGURE 1.7 – La galaxie elliptique E0 Messier 87, photographiée par le VLT au Chili.

1.4 Les galaxies irrégulières

La dernière catégorie de galaxies est composée de toutes les autres galaxies ne présentant pas de morphologies particulières. Ces galaxies sont généralement peu lumineuses et sont qualifiées de naines. Ce sont des galaxies très gazeuses, où près de 30% de la masse de la galaxie provient du gaz. Cette apparence irrégulière vient principalement d'un disque de gaz très turbulent, c'est-à-dire avec une dispersion de vitesse comparable à la vitesse de rotation du disque puisque ces galaxies présentent une rotation à plus faible vitesse que les galaxies spirales (Gallagher & Hunter, 1984; Swaters et al., 2009). Ces disques sont stables par rapport à l'effondrement gravitationnel (Hunter et al., 2011), laissant ainsi ouverte la question de la formation d'étoiles dans ces galaxies. En effet, le phénomène principal menant à la transformation du gaz en étoile est l'effondrement gravitationnel (voir plus loin, Section 2.1). Il est possible de mesurer la stabilité d'un disque galactique à l'aide du critère de stabilité de Toomre, défini à l'équation 1.3 (Toomre, 1964). Ces galaxies naines irrégulières ayant une dispersion de vitesse élevée et une faible densité surfacique de

gaz (Hunter et al., 2011), il en résulte un critère de Toomre plus élevé que dans les galaxies spirales. Un exemple de galaxie irrégulière locale est présenté en Figure 1.8.

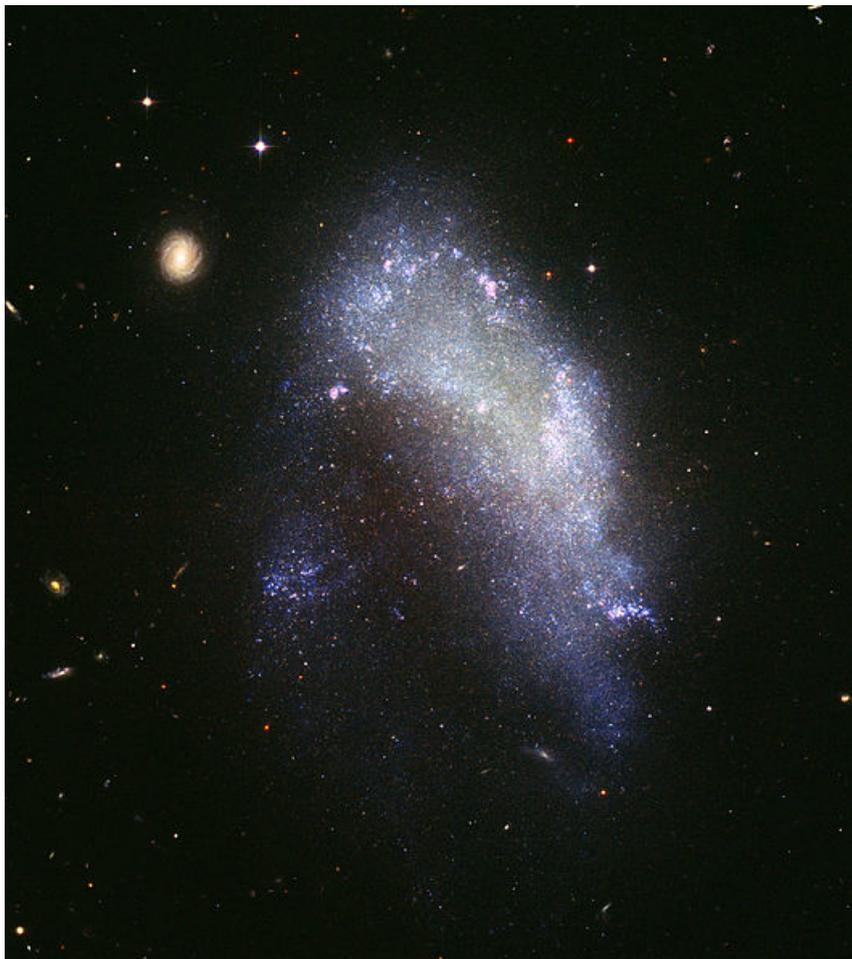


FIGURE 1.8 – La galaxie irrégulière locale NGC 1427, photographiée par le Télescope Spatial Hubble (HST).

Cependant, les galaxies irrégulières ne sont pas toutes naines. Elles constituent la majeure partie des galaxies dans l'Univers plus ancien, à un redshift supérieur à 0.5 (Guo et al., 2015) où près de 45% des galaxies sont considérées comme irrégulières (Hammer et al., 2009; Guo et al., 2015). Dans ce cadre là, où les objets sont plus massifs et plus étendus que les galaxies naines irrégulières locales, les disques galactiques sont sujets au mécanisme d'instabilité gravitationnelle et vont se fragmenter pour former les structures irrégulières. Un exemple de ces galaxies est présenté en Figure 1.9.

1.5 L'impact de l'environnement des galaxies.

Les galaxies ne sont pas des systèmes isolés. En effet, elles sont en interaction avec leur environnement qui va, dans la plupart des cas, impacter leurs structures, leur morphologie et leurs propriétés. Ces interactions peuvent avoir lieu avec différents objets de l'Univers, mais nous n'en détaillerons ici que deux : l'accrétion de gaz et la fusion de deux galaxies.

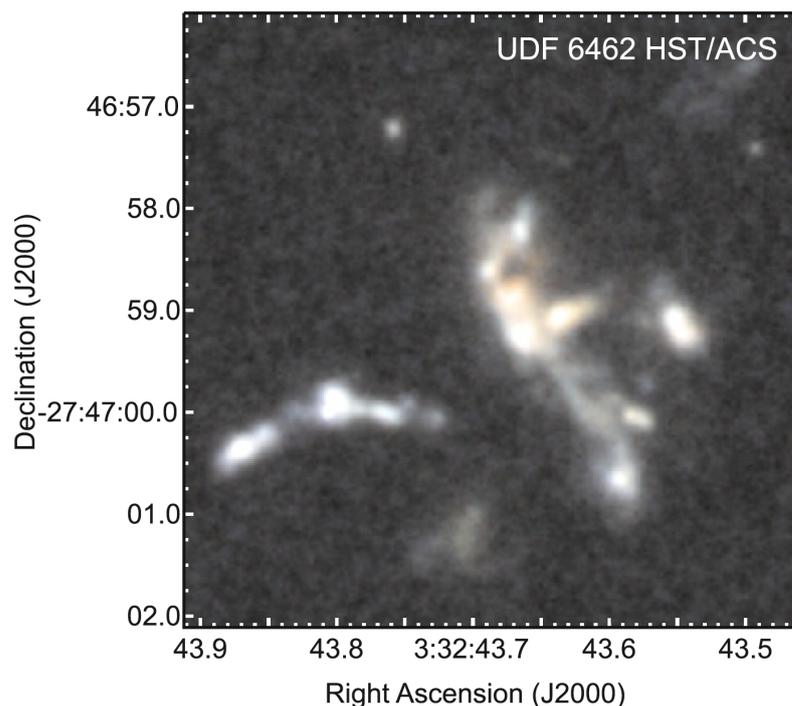


FIGURE 1.9 – La galaxie irrégulière UDF 6462, située à un redshift de 1.6, photographiée dans le visible avec la caméra ACS du HST. Source : Bournaud et al. (2008)

1.5.1 Accrétion

Les simulations cosmologiques prédisent que les disques galactiques sont alimentés en gaz par des mécanismes d'accrétion (Dekel & Birnboim, 2006; Dekel et al., 2009a; Silk & Mamon, 2012; Sánchez-Almeida et al., 2014). En effet, les galaxies consomment leur gaz en formant des étoiles. Les galaxies les plus lointaines sont observées formant des étoiles à un rythme bien plus important que celles de l'Univers local (Madau & Dickinson, 2014), comme présenté en Figure 1.10. Ce taux est maximal aux alentours d'un redshift de 2, il y a 10 milliards d'années, à tel point que les galaxies devraient consommer leur gaz en moins d'un milliard d'années. Or, la décroissance du taux de formation stellaire cosmique n'est pas compatible avec une telle diminution des réservoirs de gaz. Il est donc nécessaire d'avoir un mécanisme permettant d'ajouter des gaz dans les disques galactiques. Ce mécanisme principal est l'accrétion de gaz cosmologique.

Les galaxies se trouvent au centre de halos de matière noire, reliés entre eux par des filaments. La matière ordinaire, ou baryonique, suit la distribution de matière noire et se retrouve donc aussi dans les filaments, sous forme de gaz. Ce gaz va alors tomber le long des puits de potentiels gravitationnels vers les halos et donc les galaxies. En entrant dans le halo à une vitesse supersonique, le gaz va entrer en collision avec le gaz déjà présent autour du halo, qui n'est pas le gaz du disque galactique, mais un gaz précédemment tombé vers le halo, qui n'a pas encore migré en son centre. Le gaz qui vient de tomber va alors se refroidir selon un temps caractéristique :

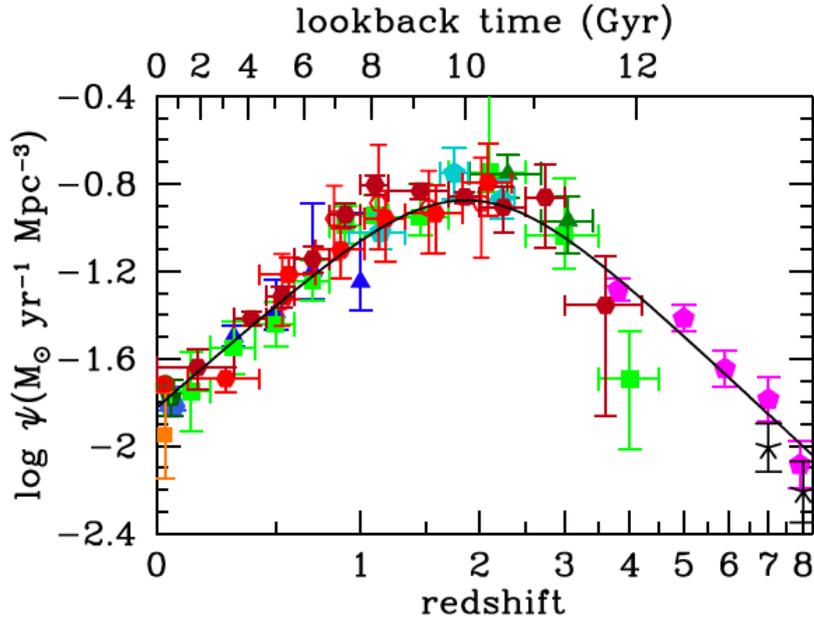


FIGURE 1.10 – Évolution de la formation stellaire de l'Univers au cours du temps. En abscisse, le redshift et en ordonnée le taux de formation stellaire cosmique. Image extraite de Madau & Dickinson (2014). Les points verts, bleus et violets sont des taux calculés dans l'UV et en rouge dans l'infrarouge. Voir Madau & Dickinson (2014) pour plus de détails.

$$t_{\text{cooling}} = \frac{3k_B T}{\rho \Lambda(T, Z)} \quad (1.19)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température du gaz, ρ sa densité et $\Lambda(T, Z)$ est une fonction de refroidissement, dépendante de la température T et de la métallicité du gaz, Z (Sutherland & Dopita, 1993). À haute température, cette fonction est fortement dépendante de la métallicité.

Ce temps est à comparer au temps de chute libre, $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/(32G\rho)}$, qui correspond au temps que mettra le gaz à tomber vers le centre du halo. Si $t_{\text{cooling}} < t_{\text{ff}}$, alors le gaz va rapidement se refroidir et va pouvoir tomber vers le centre du halo et donc la galaxie, alimentant cette dernière en gaz froid et peu métallique, permettant de former des étoiles. Dans le cas contraire, tant que le gaz reste chaud, il est maintenu dans les régions externes du halo par équilibre des pressions. Le temps caractéristique de la chute, dans ce cas-là, dépasse généralement l'âge de l'Univers, créant ainsi des réservoirs de gaz chaud autour des halos de matière noire.

1.5.2 Fusion

Cependant, l'accrétion de gaz cosmologique n'est pas le seul mécanisme permettant d'alimenter les galaxies. En effet, ces dernières peuvent fusionner entre elles. Il existe différents types de fusions : les fusions majeures, où les deux galaxies ont une masse similaire, et les fusions mineures, où il existe un écart de masse important entre les deux. Les interactions entre deux galaxies ont souvent été vues comme

des facteurs pouvant influencer les taux de formations stellaires, en déclenchant des flambées de formation stellaire (ou *starburst*, en anglais). Il a cependant été montré récemment (Dekel et al., 2009b; Sánchez-Almeida et al., 2014; Fensch et al., 2017, par exemple) que cette vision n'était pas tout à fait exact et que les fusions ne suffisaient pas à expliquer les taux de formations stellaires observés ni l'évolution cosmique de ce taux. Les fusions restent importantes pour les galaxies car elles participent à leur croissance, que ce soit pour la masse du halo, la masse stellaire ou même la taille. Ainsi, la plupart des galaxies spirales ou elliptiques observées aujourd'hui, telles qu'Andromède ou M87, seraient le résultat de fusions (Hammer et al., 2010; Carlesi et al., 2020).

1.5.3 Matière noire

Le gaz et les étoiles ne sont pas les seuls composants des galaxies. En effet, dans les années 1970, il a été observé que la masse dynamique des galaxies était différente de leurs masses de matière visible (Zwicky, 1933; Rubin & Ford, 1970; Freeman, 1970). Théoriquement, cette différence peut être expliquée par l'existence d'une matière qui interagit uniquement par la gravité avec la matière classique : la matière noire. Si la nature exacte de cette matière n'est pas connue, des observations et des simulations tentent d'en comprendre la distribution dans l'Univers. Ainsi, il a été montré que cette dernière est présente sous forme de halo, au sein desquelles résident les galaxies. Un des problèmes non résolus, appelé « Problème de concentration du halo » montre une différence entre les observations et les simulations : alors que les premières exhibent une distribution plate au centre des halos (Moore, 1994; Burkert, 1995), les secondes présentent des profils de densité croissants (Navarro et al., 1996, 1997). La Figure 1.11 présente des exemples de tels profils.

Cependant, la théorie de la matière noire n'est pas la seule permettant d'expliquer cette masse manquante. En effet, des théories de gravité modifiée comme MOND (MODified Newtonian Dynamics) (Milgrom, 1983a,b) peuvent, en modifiant le comportement de la gravité aux grandes échelles justifier cette différence. Ce n'est cependant pas le cadre utilisé durant cette thèse, qui fait l'hypothèse de l'existence de la matière noire.

2 Les étoiles dans les galaxies

2.1 La formation stellaire

Dans les galaxies, les étoiles ne se forment pas partout. En effet, elles vont se former principalement dans les bras spiraux, évoqués précédemment et dans les nuages moléculaires géants. Ces derniers se forment par instabilités gravitationnelles de disque. Nous avons détaillé plus haut le critère d'instabilité de Toomre, mais il existe un autre type d'instabilité : les instabilités de Jeans. Si l'on considère un milieu gazeux uniforme, à densité ρ , il peut devenir instable si sa propre gravité l'emporte sur les forces internes de pression. Par la théorie des perturbations (Jeans, 1902; Binney & Tremaine, 2008), on peut montrer qu'une onde de densité se propageant dans ce milieu vérifie la relation de dispersion suivante :

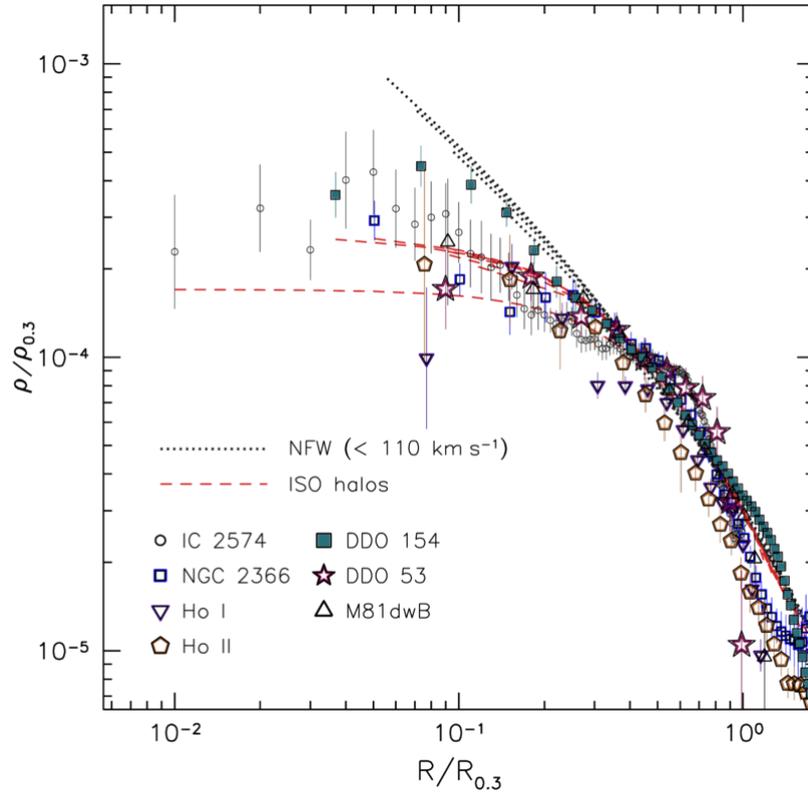


FIGURE 1.11 – Exemple des différents profils de densité des halos de matière noire. Les courbes rouges présentent des résultats d’observations, avec un modèle proche de Burkert (1995) et les pointillées noirs le modèle tiré des simulations de Navarro et al. (1997). Image extraite de Oh et al. (2010)

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 - 4\pi G\rho \quad (1.20)$$

De façon similaire au critère d’instabilité de Toomre, le milieu est instable si et seulement s’il existe des valeurs négatives de ω^2 . Ceci est vrai pour des longueurs d’onde k , telles que :

$$|k| < \sqrt{\frac{4\pi G\rho}{c_s^2}} \quad (1.21)$$

Cette longueur d’onde caractéristique, k_J , peut être transformée en une longueur caractéristique, la longueur de Jeans, λ_J , qui vaut :

$$\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \sqrt{\frac{\pi c_s^2}{G\rho}} \quad (1.22)$$

En prenant un milieu sphérique, cette longueur caractéristique de l’instabilité peut se transformer en masse caractéristique, la masse contenue dans un rayon de longueur $\lambda_J/2$, la masse de Jeans, M_J :

$$M_J = \frac{4}{3}\pi\rho(\lambda_J/2)^3 = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{c_s^3}{\sqrt{G^3\rho}} \quad (1.23)$$

Ce qui peut se traduire de la façon suivante : si un objet de densité ρ dépasse sa masse de Jeans M_J , alors il est instable et va s'effondrer.

La masse de Jeans étant inversement proportionnelle à la densité, si un objet s'effondre, sa masse de Jeans diminue. Il est donc encore plus instable, ce qui va provoquer sa propre fragmentation en objets de plus petites masses. Cette fragmentation continue jusqu'à ce que la densité soit telle que l'objet ne peut plus se refroidir et que la température augmente jusqu'à permettre la fusion de l'hydrogène. L'objet est stabilisé et peut être appelé une étoile.

À l'échelle galactique, ce processus peut être quantifié par le taux de formation stellaire (SFR). Une approximation simple consiste à définir ce taux global comme la quantité de gaz disponible pour former des étoiles, qualifié par sa densité, ρ , divisé par le temps caractéristique de cette formation, qui est le temps de chute libre (t_{ff}). Ce processus étant stabilisé par la rotation et la pression, tout le gaz ne peut s'effondrer, nécessitant l'introduction d'une efficacité ϵ . Ceci donne :

$$\rho_{\text{SFR}} = \epsilon \frac{\rho}{t_{\text{ff}}} \quad (1.24)$$

où ρ_{SFR} est le taux de formation stellaire par unité de volume. Le temps de chute libre étant de $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi/32G\rho}$, il vient que :

$$\rho_{\text{SFR}} \propto \rho^{3/2} \quad (1.25)$$

Les observations ne permettant pas d'obtenir des données volumétriques, il est plus commun de donner le taux de formation stellaire par unité de surface, Σ_{SFR} , ce qui donne :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma^{3/2} \quad (1.26)$$

où Σ est la masse de gaz par unité de surface.

Cette loi est connue sous le nom de loi de Schmidt-Kennicutt (Schmidt, 1959; Kennicutt, 1998). La puissance n'est pas exactement la même, puisque Kennicutt (1998) trouve avec des observations :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma^{1.4 \pm 0.15} \quad (1.27)$$

La démonstration exacte de la loi nécessite de prendre en compte les phénomènes tels que la rétroaction stellaire (Dekel et al., 2019), ce qui va au-delà de la portée de cette thèse.

2.2 D'où vient la lumière des galaxies ?

2.2.1 Les étoiles

Lors de leur naissance, les étoiles peuvent, au premier ordre, être décrites par leurs masses. Cette masse est directement liée à la luminosité et à la température de l'étoile, ce qui permet de classer ces dernières par type spectral. Le type spectral correspond à la température de l'étoile et est noté par une lettre, selon la classification de Morgan & Keenan (1973) : OBAFGKM. Une fois cataloguée, une étoile peut-être placée dans le diagramme Hertzsprung-Russell, qui relie la luminosité (donc la masse) à la son type spectral (ou sa couleur). Un exemple de diagramme est présenté

en Figure 1.12. On peut y voir que plus une étoile est lumineuse (et donc massive), plus elle émet une lumière vers l’ultra-violet (et donc a une température élevée).

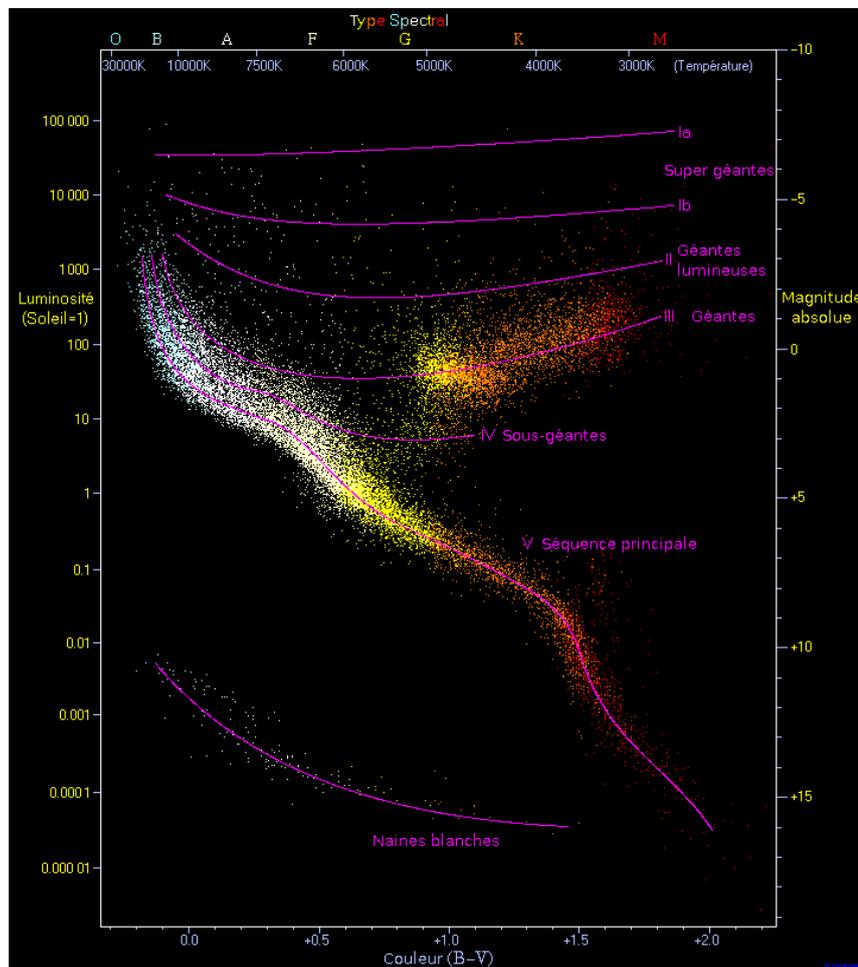


FIGURE 1.12 – Exemple de diagramme Hertzsprung-Russell. En ordonnée, la luminosité de l’étoile et en abscisse sa couleur (ou type spectral, en haut). Source : <http://www.atlasoftheuniverse.com/hr.html>.

Cependant, sa masse est aussi liée à son cycle de vie. Une étoile peu massive, $M < 8M_{\odot}$, va consommer son hydrogène en plusieurs milliards d’années avant de s’effondrer et d’expulser ses couches externes pour former une nébuleuse. C’est ce que l’on nomme la *Séquence principale*, noté sur la Figure 1.12. On peut voir que les étoiles de cette séquence sont principalement rouges avec un type spectral AFGKM. Les étoiles les plus massives de la séquence principale, $M > 8M_{\odot}$, de type OB vont consommer leur hydrogène bien plus rapidement, en quelques dizaines de milliers d’années. Leur extinction est bien plus violente, car elles sont à l’origine des explosions de Supernovæ de Type II, qui vont agir sur le milieu interstellaire (voir plus loin, section 2.3.1).

On peut remarquer immédiatement que les étoiles de type OB vivent peu de temps et émettent surtout leur lumière dans l’UV. Ainsi, l’observation de l’UV est un bon traceur du taux de formation stellaire, car la présence d’étoiles OB indique une formation stellaire encore récente. À l’inverse, les étoiles de type AFGKM, plus rouges, vivent plus longtemps, ce qui signifie qu’à l’échelle d’une galaxie, la lumière

rouge émise va plutôt tracer les vieilles étoiles et donc permettre d’obtenir des informations sur la masse totale d’étoiles. Ceci est permis par le fait que lors de la formation d’étoile, la majeure partie de la masse de gaz ($\sim 80\%$) est transformée en étoiles peu massives, ce qui se reflète sur la fonction de masse initiale (*IMF*), qui décrit la probabilité de former une étoile en fonction de sa masse (Salpeter, 1955; Kroupa, 2001; Chabrier, 2003). Un exemple des différentes IMF citées est présenté en Figure 1.13. L’ordonnée de cette figure présente le nombre d’étoiles formées entre la masse m et $m + \Delta m$ en fonction de la masse m de l’étoile. Les différentes fonctions s’accordent sur les étoiles à masses élevées mais sont en désaccord pour les masses plus faibles. Ainsi, une IMF de Chabrier aura tendance à former moins d’étoiles peu massives et plus de massives qu’une IMF de Salpeter. Cela est notamment visible lors de la création de modèles d’observations, le contraste entre les régions denses et moins denses étant augmenté avec une IMF de Chabrier (voir Faure et al. (2021), Annexe B, présent au Chapitre 4 de ce manuscrit).

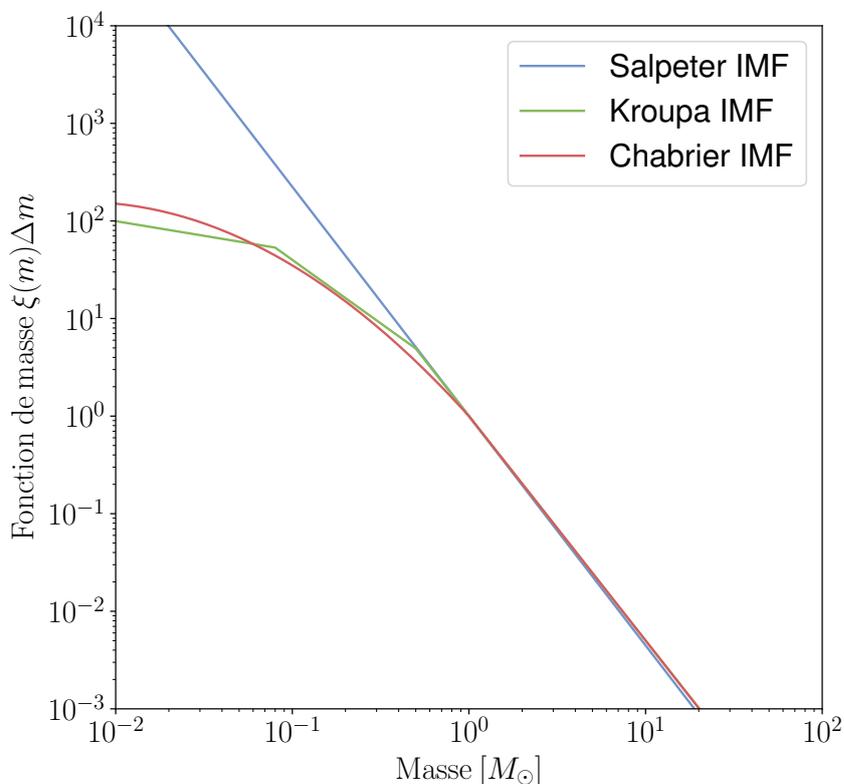


FIGURE 1.13 – Exemple de différentes fonctions initiales de masse.

2.2.2 Le gaz

Une autre source de lumière des galaxies vient du gaz lui-même. Cette sous-partie a pour vocation de décrire brièvement quelles sont les différentes émissions du gaz utiles pour la suite de ce travail.

Le gaz galactique est principalement composé d’hydrogène, c’est donc principalement ce gaz qui émet de la lumière. Une raie d’émission couramment utilisée est la raie de Balmer $H\alpha$, qui correspond au passage de l’électron du niveau d’énergie $n = 3$ à $n = 2$. L’émission se fait à la longueur d’onde $\lambda = 656,3$ nm, dans le

rouge visible. Du fait que c'est une raie d'émission, elle trace la désexcitation des atomes d'hydrogène qui suit une recombinaison du gaz ionisé. Elle trace donc principalement l'hydrogène ionisé, H^+ (ou HII). La principale source d'ionisation du gaz galactique est les étoiles OB (voir sections 2.2.1 et 2.3), ce qui, d'après le paragraphe précédent, fait de la raie $H\alpha$ un traceur de la formation stellaire (Kennicutt & Kent, 1983). Il est également intéressant de noter que l'étude spectroscopique de cette bande d'émission permet, par l'étude de son étendue, d'en déduire les dispersions de vitesses du gaz galactique.

L'autre source de lumière du gaz étudiée plus loin est les raies d'émission du monoxyde de carbone, CO. Sans entrer dans les détails techniques, cette émission correspond à la transition du nombre quantique de moment angulaire total J , qui combine son Spin S et son vecteur de moment angulaire orbital L . Les raies sont notées $CO(n - m)$ où n est le nombre quantique initial et m le nombre quantique final. Le monoxyde de carbone étant formé dans les régions de haute densité, c'est un traceur du gaz moléculaire, qui forme les étoiles, H_2 . L'outil permettant de relier l'intensité de l'émission de la raie $CO(1 - 0)$ à la densité de gaz est le facteur de conversion α_{CO} . Déterminer ce facteur n'est pas chose facile, car il dépend fortement des propriétés de la galaxie, que ce soit son taux de formation stellaire ou sa morphologie (Bournaud et al., 2015). La Figure 1.14 donne des exemples de facteurs de conversion en fonction des paramètres des galaxies et de leurs morphologies.

2.2.3 La poussière

Le dernier élément des galaxies émettant de la lumière et qui nous intéresse ici est la poussière. Elle représente environ 1% de la masse totale de gaz et est principalement composée de métaux et éléments lourds tels que de l'oxygène (O), du carbone (C), du silicium (Si), du magnésium (Mg) et du Fer (Fe). Malgré cette faible masse, elle a son importance, car elle absorbe, diffuse et réémet de la lumière. La poussière va notamment absorber une partie de la lumière ultra-violette des galaxies et la réémettre dans l'infrarouge. Ce phénomène s'appelle rougissement des galaxies et doit absolument être corrigé lorsqu'il est nécessaire de calculer les paramètres galactiques à partir d'observation. Un exemple de calculs permettant de corriger le rougissement est présenté au Chapitre 5. L'atténuation de la lumière qui en résulte, notée A_λ , dépend donc de la longueur d'onde λ , et va augmenter la magnitude de la longueur d'onde observée : $m_{\text{observée},\lambda} = m_{\text{émis},\lambda} + A_\lambda$. Un modèle simple permet de relier la densité colonne de l'hydrogène (N_H) directement à l'extinction dans la bande V ($\lambda_V = 606 \text{ nm}$) (Güver & Özel, 2009) :

$$N_H(\text{cm}^{-2}) = (2.21 \pm 0.09) \times 10^{21} A_V \quad (1.28)$$

La lumière absorbée par la poussière est réémise dans l'infrarouge. Il est donc possible d'observer l'émission continue de la poussière. En effet, n'étant pas composée d'un seul type de molécule, la poussière ne va pas émettre que dans certaines raies, mais va avoir un spectre continu, de type corps noir, dépendant de la taille de la poussière. Ainsi, étant composée de grains de différentes tailles, la poussière va émettre sur un spectre infrarouge relativement large. Il est ensuite possible de remonter de cette émission à une masse de poussière, qui est corrélée à la masse de gaz, mais aussi à la métallicité, c'est-à-dire à l'abondance d'éléments chimiques

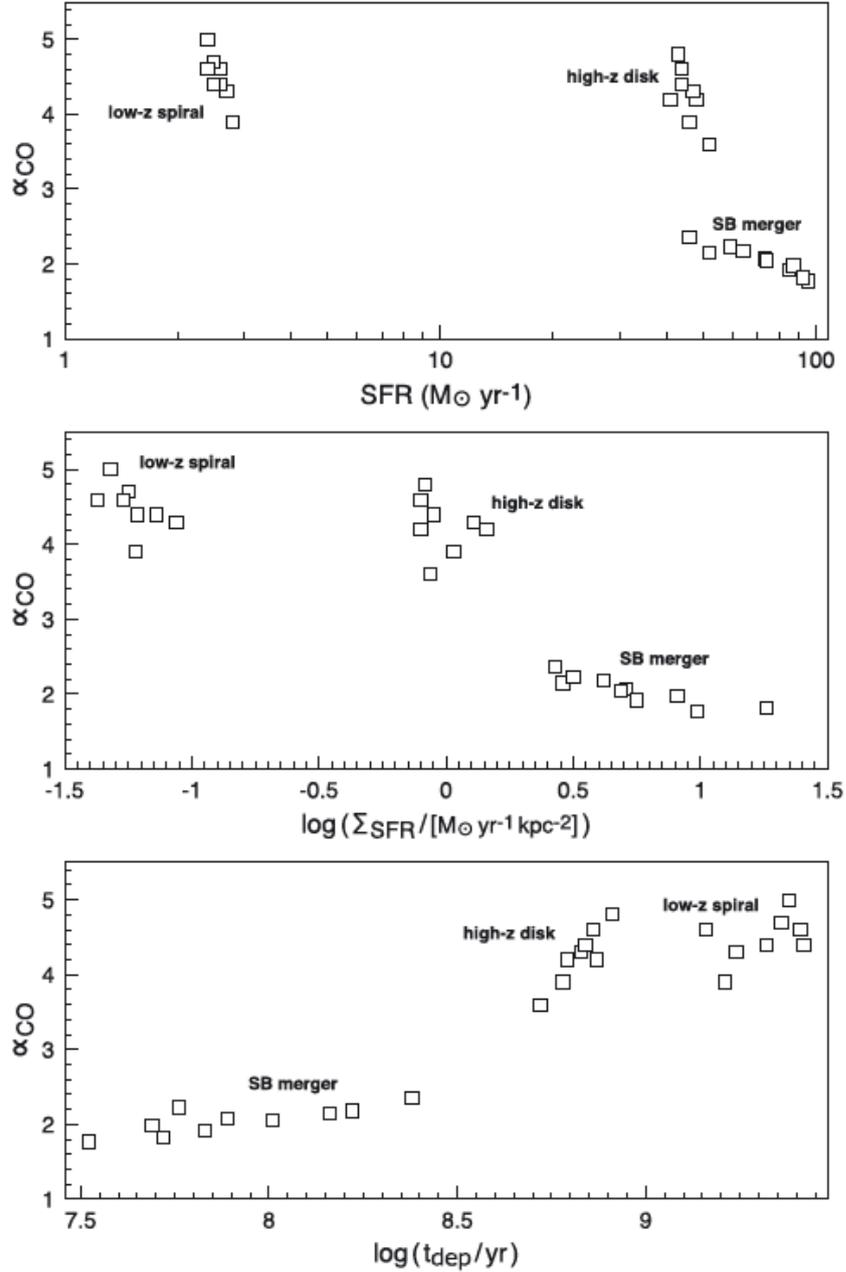


FIGURE 1.14 – Comparaison de facteurs de conversion α_{CO} en fonction du taux de formation stellaire (en haut), de la densité surfacique de formation stellaire (au milieu) et du taux de déplétion du gaz ($= M_{\text{gas}}/\text{SFR}$, en bas) calculé dans des simulations numériques. Figure extraite de Bournaud et al. (2015).

plus lourds que l'hélium (He). Par exemple, Muñoz-Mateos et al. (2009) donne la loi suivante :

$$\log \frac{M_{\text{dust}}}{M_{\text{gas}}} = 5.63 + 2.45 \times \log(\text{O}/\text{H}) \quad (1.29)$$

où O/H est le rapport entre les abondances en oxygène et en hydrogène. Ce rapport est souvent utilisé comme mesure de la métallicité du milieu interstellaire

de la façon suivante : $12 + \log(\text{O}/\text{H})$.

2.3 La rétroaction stellaire

Comme évoquer précédemment, les étoiles sont formées à partir du gaz. Cependant, une fois formées, les étoiles vont impacter le gaz environnant, phénomène appelé la rétroaction stellaire. Je détaillerai ici trois phénomènes physiques sources de rétroaction stellaire, qui seront modélisés dans nos simulations numériques (voir plus loin, Chapitre 3, Section 4.3).

2.3.1 Supernovæ

Comme nous l'avons vu plus haut, les étoiles massives ($M > 8 M_{\odot}$) finissent leur vie en explosant en Supernovæ de type II, typiquement 10 millions d'années après la formation de l'étoile. Cette explosion libère une énergie de $10^{51} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} = 10^{44} \text{ W}$. Cette énergie est libérée à la fois sous forme d'énergie thermique. À plus grande échelle, ce transfert d'énergie thermique va créer un gradient de pression, qui va accélérer le gaz et ainsi induire un transfert d'énergie cinétique (Martizzi et al., 2015; Iffrig & Hennebelle, 2015).

2.3.2 Photoionisation

Comme évoqué précédemment, les étoiles de type OB émettent principalement de la lumière dans l'ultra-violet. Ces photons sont suffisamment énergétiques pour ioniser le gaz environnant, qui va ensuite se recombiner et émettre en $\text{H}\alpha$, montrant, comme vu plus haut, que cette émission $\text{H}\alpha$ est bien un traceur de la formation stellaire. La zone ionisée autour d'une étoile est nommée sphère de Strömgen, ou région HII.

2.3.3 Pression de radiation

En plus de la photoionisation du milieu interstellaire, les photons émis par les étoiles OB vont se diffuser autour de l'étoile et ainsi transmettre de l'énergie, sous forme cinétique, au gaz environnant.

2.3.4 Effet de la rétroaction

Ces trois phénomènes sont probablement une des sources de l'éjection de gaz en dehors du disque galactique. Dans le cas des galaxies naines, peu massives, cela peut mener à vider le gaz du disque tandis que pour les galaxies plus massives, les éjecta vont faire l'effet de fontaines galactiques et redistribuer le gaz dans le disque. Ils sont aussi à l'origine de la destruction des nuages moléculaires dans lesquels les étoiles se sont formées.

3 Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire les concepts nécessaires à la compréhension de cette thèse. Nous avons vu que les galaxies sont principalement des objets composés

de gaz et d'étoiles en rotation. Les deux composantes sont dominées par la rotation dans le cas des galaxies spirales. Les galaxies elliptiques sont bien plus pauvre en gaz et la composante stellaire est dominée par la dispersion de vitesse.

Le gaz et les étoiles sont fortement liés par l'existence d'une rétroaction : le gaz se transforme en étoiles et ces dernières vont transmettre de l'énergie au gaz, sous forme thermique principalement, l'ionisant et l'agitant. Ces considérations, ici présentées dans l'Univers local, c'est-à-dire à bas redshift, sont aussi valables à plus haut redshift. Cependant, compte tenu de la consommation du gaz, plus les galaxies sont jeunes, plus elles sont gazeuses. Nous verrons dans le chapitre suivant comment la morphologie des galaxies typiques à haut redshift est modifiée en fonction de leurs fractions de gaz.

Chapitre 2

Les grumeaux géants

1 Description et observation des galaxies grumeleuses.

1.1 Les premières observations

À la fin du XX^e siècle, des galaxies présentant une morphologie inhabituelle sont observées. Cowie et al. (1995a) et Cowie et al. (1995b) font ainsi pour la première fois état de galaxies composées d'un ensemble de blob sous forme de chaînes et les nomment galaxies chaînées (ou *chain galaxies*). Un exemple de ces observations est présenté en Figure 2.1. Ces galaxies sont pour la plupart situées à un redshift aux alentours de 1 et sont toutes observées comme des galaxies particulièrement bleues, c'est-à-dire avec une couleur (B-I) proche de 1, et sont donc considérées comme des galaxies à flambée de formation stellaire (ou *starburst*, en anglais). Glazebrook et al. (1995) et Cowie et al. (1995a) montrent que la majorité des galaxies peu lumineuses dans l'infrarouge (bande I) sont des galaxies chaînées. À cause de l'instabilité des morphologies linéaires, ces études pensent que les galaxies chaînées sont des galaxies en cours de formation et que l'effondrement de ces galaxies est à l'origine du haut taux de formation stellaire qu'elles présentent.

Des observations plus récentes par O'Neil et al. (2000) étudient l'inclinaison des galaxies chaînées et montrent qu'elles sont en réalité fortement inclinées, avec un angle supérieur à 65°. Il est donc proposé que, à cause de l'inclinaison, de la forte visibilité d'un bulbe central et de l'alignement des blobs, ces galaxies soient en réalité des galaxies spirales légèrement transparentes vues par la tranche. Des classifications morphologiques un peu plus tardives (van den Bergh et al., 2002) suggèrent que ces galaxies ne sont pas des galaxies spirales, mais les progénitrices des galaxies de type Sc, des *proto-Sc*. Cela suggérerait que ces galaxies subissent une évolution importante entre le redshift 1 et le redshift 0 (van den Bergh et al., 2002).

Il est finalement observé les contreparties vues de face de ces galaxies chaînées Elmegreen et al. (2004a); Elmegreen et al. (2004b). Ces galaxies présentent des structures similaires aux blobs des galaxies chaînées, que ce soit en taille, magnitude et couleurs, séparés par une structure faiblement lumineuse. Il est cependant impossible de conclure si ces objets sont des galaxies ou non, ils sont donc surnommés *clump-clusters*.

La première analyse des *clump-clusters* montre que ces objets sont des disques

en rotation (Genzel et al., 2006). Ce sont donc des objets cohérents, en rotation et contenant un certain nombre de structures, les grumeaux géants (ou *giant clumps*). Ils sont donc nommés galaxies grumeleuses, ou *clumpy galaxies*.

Ces galaxies sont généralement composées de ~ 5 grumeaux qui composent $\sim 25\%$ de la luminosité en bande i_{775} (Elmegreen & Elmegreen, 2005). Un exemple de ces galaxies est montré en Fig. 2.2. Cependant, à l'inverse de ce qui était pensé dans les premières études (Cowie et al., 1995a; Cowie et al., 1995b), ces galaxies ne sont pas à flambée de formation stellaire, elles se situent dans la norme de formation d'étoiles pour leur redshift (Schreiber et al., 2015; Guo et al., 2015; Guo et al., 2018) (voir plus loin, Section 1.2.2).

Il est important de noter que ces structures ne sont pas équivalentes aux nuages moléculaires des galaxies proches. En effet, comme il sera discuté dans la section suivante, leurs masses et tailles sont bien plus importantes que les nuages moléculaires géants (GMC, pour *Giant Molecular Cloud*). Les grumeaux sont ainsi qualifiés de *géants* pour les distinguer des structures de l'Univers local.

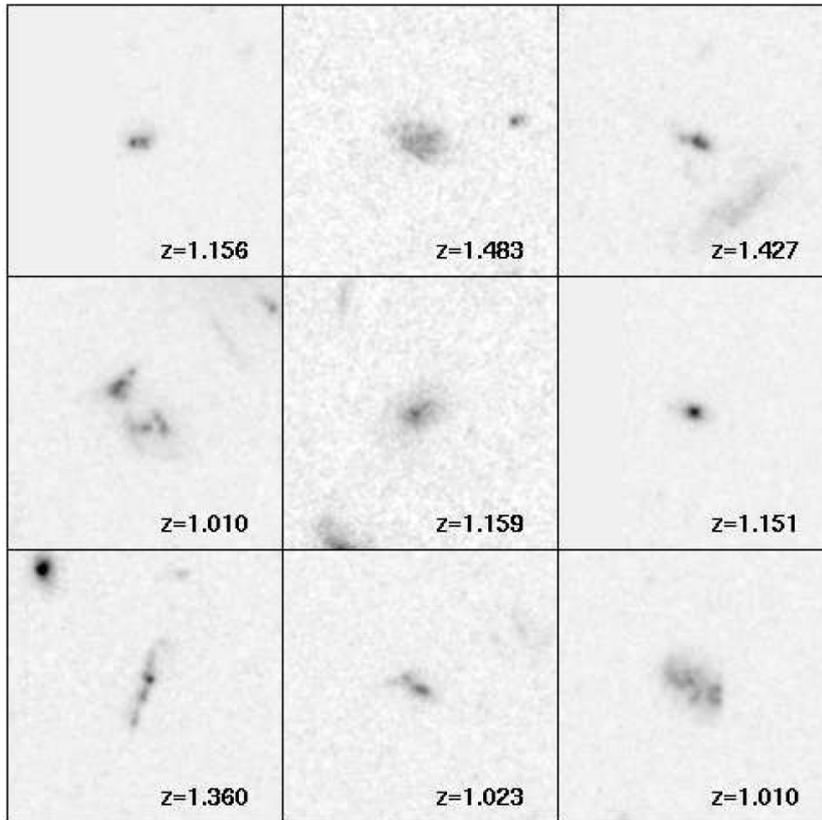


FIGURE 2.1 – Observation des premières galaxies chaînées dans la bande I du HST. Image venant de Cowie et al. (1995b).

1.2 Propriétés des galaxies clumpy

Maintenant que les galaxies contenant des grumeaux, dites galaxies grumeleuses ou *clumpy*, ont été présentées, nous allons détailler leurs propriétés. Le catalogue le plus important de galaxies clumpy a été établi dans Guo et al. (2015). Il a été établi

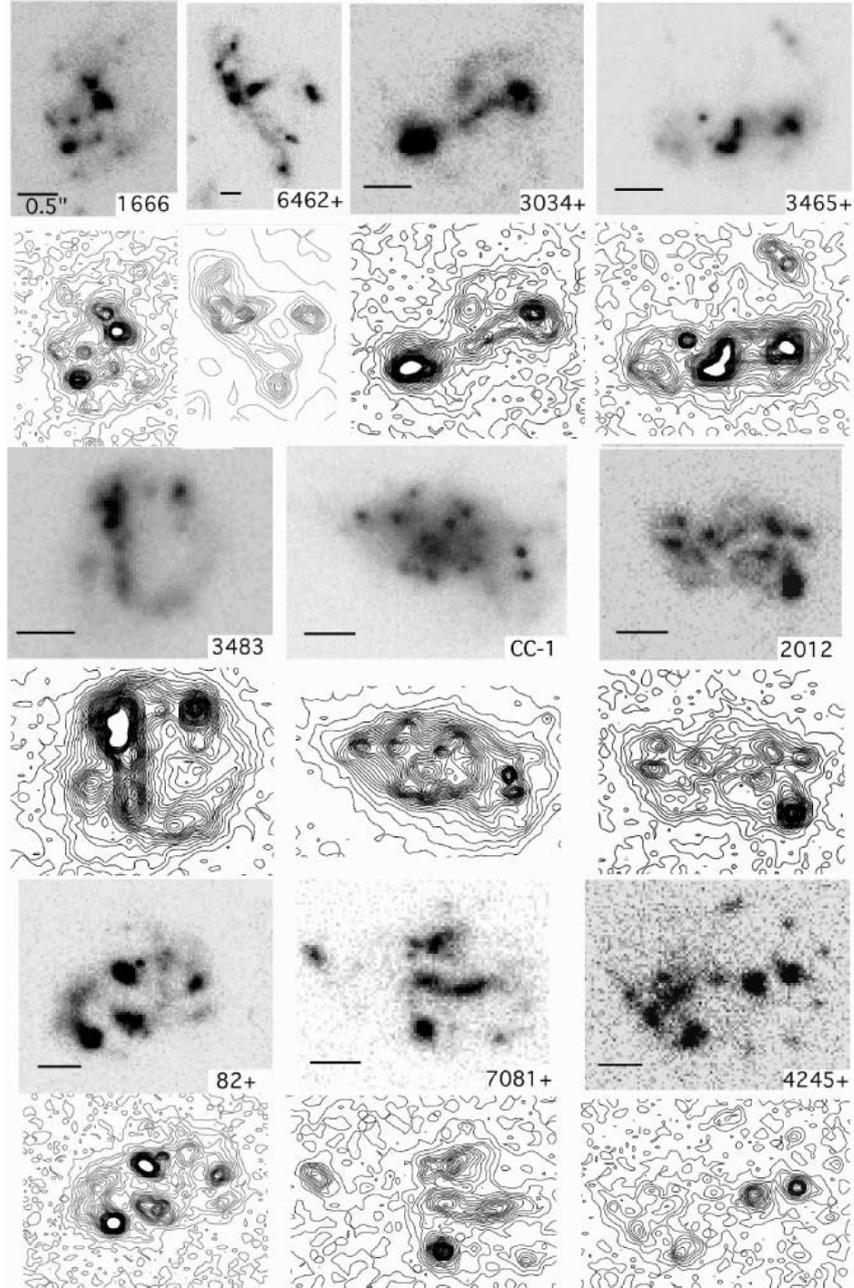


FIGURE 2.2 – 10 galaxies "Clump-cluster" observées dans la bande i . La barre indique $0.5''$, correspondant à une taille physique de ~ 4.2 kpc à un redshift de 2, et les contours représentent les variations à 1σ . Image extraite de Elmegreen & Elmegreen (2005).

par la sélection de galaxies qui présentent une activité de formation stellaire dans les champs CANDELS/GOODS-South et UDS (Grogin et al., 2011; Koekemoer et al., 2011). Ces galaxies ont été sélectionnées selon les critères suivants : $M_* > 10^9 M_\odot$, $s\text{SFR} = \frac{\text{SFR}}{M_*} > 10^{-1} \text{ Gyr}^{-1}$ et $0.5 < z < 3$ sans prendre en compte de critères morphologiques. Il est également requis que la magnitude AB dans la bande F160W du HST soit inférieure à 24.5 afin de permettre une détection optimale des structures.

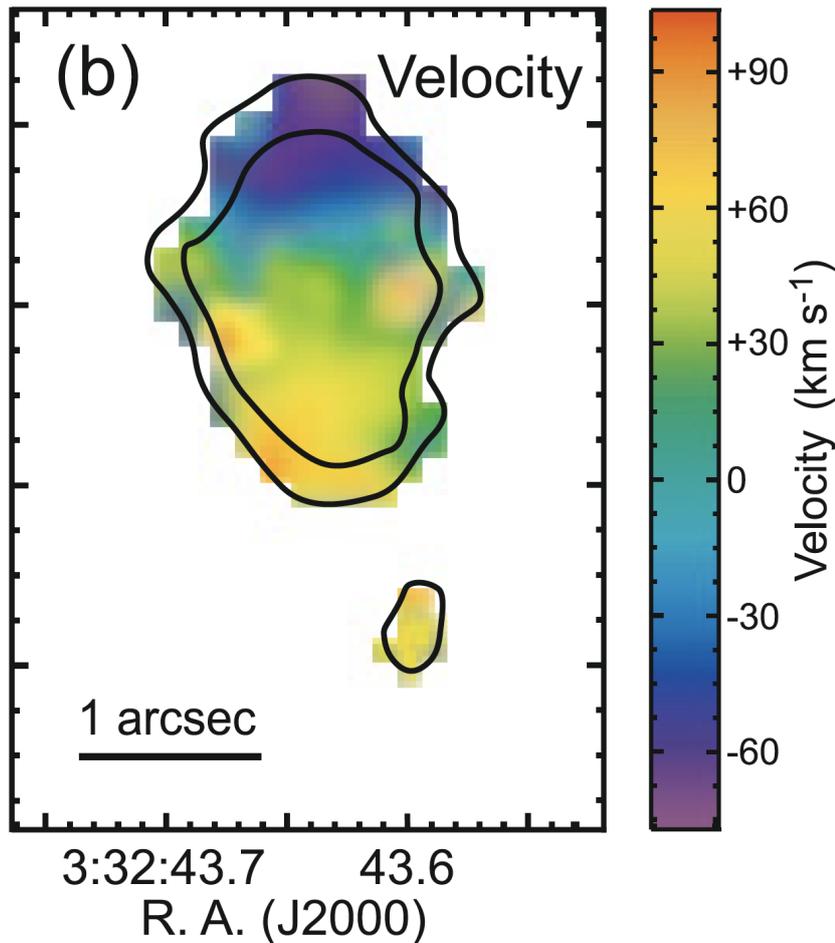


FIGURE 2.3 – Carte de vitesse d’une galaxie clumpy (UDF6462). La carte a été calculée à partir de l’émission H α de la galaxie. Image extraite de Bournaud et al. (2008)

1.2.1 Fréquence des galaxies clumpy

Grâce à la réalisation de catalogues des galaxies à formation d’étoiles (Elmegreen et al., 2007; Overzier et al., 2009; Puech, 2010; Guo et al., 2012; Wuyts et al., 2012; Murata et al., 2014; Guo et al., 2015) il est possible d’établir de façon précise la fréquence des galaxies clumpy dans l’Univers. Ainsi, en réunissant les données de ces catalogues en Figure 2.4, on peut étudier la fraction des galaxies clumpy en fonction du redshift. Guo et al. (2018) considère une galaxie clumpy si elle présente un objet dans son disque ayant une luminosité UV supérieure ou égale à 3% de la luminosité totale de la galaxie. La fraction de galaxies clumpy, f_{clumpy} , à masse et redshift donné correspond au nombre de galaxies détectées comme clumpy comparé au nombre de galaxies détectées. Il est intéressant de noter qu’à des redshifts supérieurs à 1.5, la majorité ($f_{clumpy} > 50\%$) des galaxies à formation d’étoiles sont des galaxies clumpy, mais que ce nombre diminue avec le redshift, jusqu’à atteindre des fractions faibles dans l’Univers local ($20\% > f_{clumpy} > 2\%$, selon les objets étudiés). La différence entre les différentes études, notamment Wuyts et al. (2012) et Guo et al. (2015), provient principalement d’une différence de définition d’un clump, Wuyts et al. (2012) étant plus permissif que Guo et al. (2015) car une galaxie est considérée

comme clumpy lorsque la somme de la luminosité de tous les clumps détectés est supérieure à 5% de celle de la galaxie. La différence entre les galaxies massives et de faibles masses de Guo et al. (2015) est expliquée en Section 2.2 de chapitre.

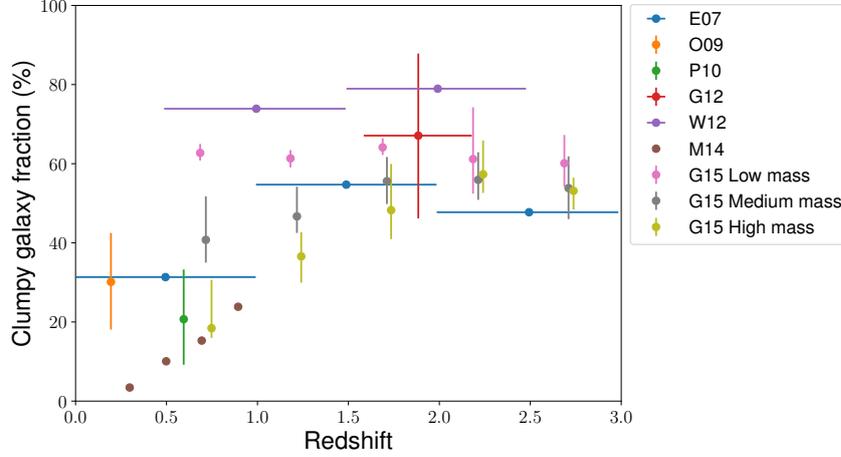


FIGURE 2.4 – Évolution de la fraction de galaxies clumpy en fonction du redshift. Légende : E07 (Elmegreen et al., 2007), O09 (Overzier et al., 2009), P10 (Puech, 2010), G12 (Guo et al., 2012), W12 (Wuyts et al., 2012), M14 (Murata et al., 2014), G15 (Guo et al., 2015). Pour G15, *Low mass* = $9.0 < \log M_*/M_\odot < 9.8$; *Medium mass* = $9.8 < \log M_*/M_\odot < 10.6$ et *High mass* = $10.6 < \log M_*/M_\odot < 11.4$. Figure reproduite grâce aux données venant de Guo et al. (2015).

1.2.2 Fraction de gaz

Après avoir vu que le nombre de galaxies clumpy augmente avec le redshift, il est important de comprendre pourquoi. Nous verrons plus loin dans ce chapitre le mécanisme principal de formation des clumps géants, mais nous pouvons déjà signaler qu'ils se forment principalement dans des galaxies extrêmement gazeuses. Il a été observé (Daddi et al., 2008; Tacconi et al., 2008; Daddi et al., 2010; Tacconi et al., 2010; Genzel et al., 2015; Morokuma-Matsui & Baba, 2015; Tacconi et al., 2018) et modélisé (Morokuma-Matsui & Baba, 2015; Tacconi et al., 2018) que la fraction de gaz des galaxies à formation d'étoiles, $f_{\text{gas}} = \frac{M_{\text{gas}}}{M_{\text{gas}} + M_*}$ (parfois donnée sous le rapport $\mu = \frac{M_{\text{gas}}}{M_*}$) croît aussi avec le redshift. La figure 2.5 extraite de Tacconi et al. (2018) présente l'évolution du rapport μ entre des redshifts de 0 et 4 pour des observations. Ainsi, les galaxies clumpy classiques présentent une fraction de gaz autour de 50% (Daddi et al., 2008; Tacconi et al., 2008; Daddi et al., 2010; Tacconi et al., 2010; Genzel et al., 2015). Cette haute fraction de gaz nécessaire à l'apparition et à la survie des clumps géants explique le faible taux de galaxie clumpy dans l'Univers local, où la fraction de gaz est bien inférieure à 50% et sa diminution entre les redshifts 2 à 0, comme vu précédemment. Il existe cependant des analogues aux galaxies clumpy dans l'Univers local (Green et al., 2010; Fisher et al., 2014), où la fraction de gaz varie entre 20 et 50 %, de façon similaire aux galaxies clumpy de l'Univers plus éloigné.

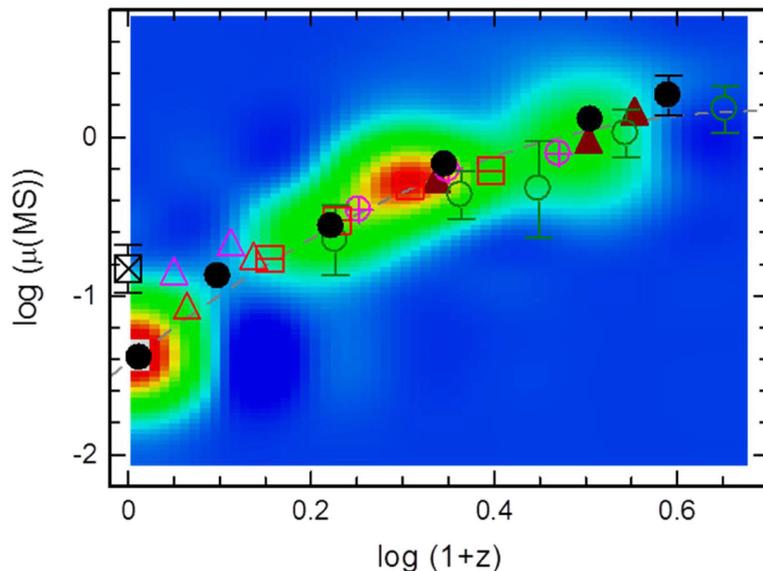


FIGURE 2.5 – Évolution de la fraction de gaz des galaxies à formation d'étoiles. Image venant de Tacconi et al. (2018). Le fond coloré présente les galaxies du relevé *3D-HST* (Brammer et al., 2012; Skelton et al., 2014; Momcheva et al., 2016), les points noirs des observations CO (voir Tacconi et al., 2018, pour plus de références). Les autres symboles sont des observations de l'infrarouge lointain ou de distributions d'énergie spectrale sous-millimétriques : les carrés rouges (Magnelli et al., 2014; Genzel et al., 2015; Berta et al., 2016), les cercles verts (Béthermin et al., 2015) et les cercles magenta (Santini et al., 2014).

1.2.3 Taux de formation stellaire

Comme évoqué précédemment, les galaxies clumpy étaient initialement perçues comme des galaxies à flambée de formation stellaires. Ceci est vrai si on les compare aux galaxies de l'Univers local. En revanche, en les comparant aux galaxies au même redshift, il apparaît qu'elles sont sur la séquence principale des galaxies à formation stellaire. Cette séquence principale (Schreiber et al., 2015) est représentée en Figure 2.6 avec les galaxies clumpys des catalogues Guo et al. (2015); Guo et al. (2018) découpée en trois intervalles de redshifts. Cette figure présente également les déviations à un ordre de grandeur de la séquence principale, les galaxies au-dessus étant les galaxies à flambée de formation stellaire et les galaxies en dessous les galaxies éteintes. Nous pouvons voir que la plupart des galaxies clumpy présentes sont effectivement situées entre ces deux définitions et sont donc proches de la séquence principale des galaxies à formations d'étoiles, ce sont des galaxies typiques de ces redshifts. De par leur position sur la séquence principale, équivalente à celle des galaxies de l'Univers local ces galaxies sont considérées comme les progénitrices des galaxies locales de la séquence principale.

1.2.4 Disques turbulents en rotation

Une des hypothèses formulées lors de la détection des premières galaxies clumpy était que celle-ci sont en réalité des galaxies en train de fusionner, que ce soit avec des

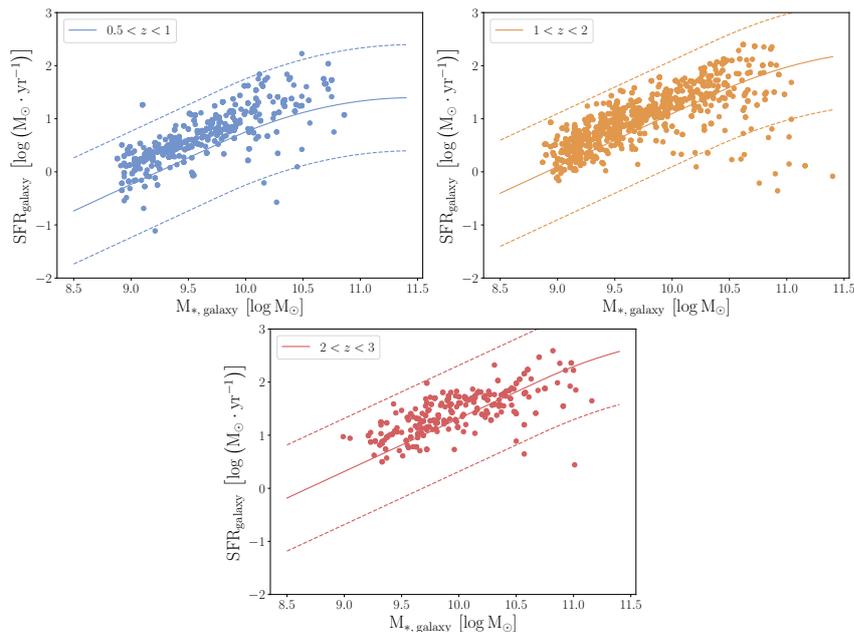


FIGURE 2.6 – Placement des galaxies clumpy de Guo et al. (2015); Guo et al. (2018) sur la séquence principale de formation d'étoiles (*Main Sequence*) en fonction de leur redshift. Chaque courbe pleine représente la séquence principale (Schreiber et al., 2015), les courbes en pointillé la déviation d'un ordre de grandeur, généralement utilisées pour qualifier les galaxies à flambée de formation stellaire ou les galaxies éteintes. Chaque point est une galaxie contenant un ou plusieurs clumps géants.

galaxies de masses équivalentes, on parle alors de fusion majeure (*major merger*) ou de masses plus faibles, fusion mineure (*minor merger*). Il a été possible de répondre à cette question en observant la dynamique du gaz par des études spectroscopiques. Ainsi, l'observation de la raie d'émission $H\alpha$ (Förster Schreiber et al., 2006; Genzel et al., 2006; Bournaud et al., 2008; Genzel et al., 2008; Förster Schreiber et al., 2009) a permis de montrer que les deux-tiers des galaxies clumpy étudiées présentent une rotation, similaire à celle d'un disque, comme présenté en Figure 2.3 et en Figure 2.7.

L'étude spectroscopique des galaxies clumpy permet de mettre en évidence une autre propriété importante. En effet, ces galaxies sont particulièrement turbulentes quand comparées à des galaxies non-clumpy. Förster Schreiber et al. (2009) et Swinbank et al. (2012a,b) présentent des observations $H\alpha$ de galaxies à haut redshifts. Les disques galactiques sont observés comme très turbulents, avec une dispersion de vitesse moyenne de l'ordre de $50 \sim 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, nettement supérieure aux disques galactiques de mêmes masses de l'Univers local, de l'ordre de $\sim 20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ (Binney & Tremaine, 2008). Comparée aux vitesses de rotations, cela donne un ratio $v_{rot}/\sigma \approx 0.3 \sim 2$ montrant ainsi la forte dispersion de vitesse de ces galaxies.

2 Propriétés établies

Cette section a pour but de passer en revue l'intégralité des propriétés connues des grumeaux géants. Les données sont issues du catalogue de grumeaux géants de

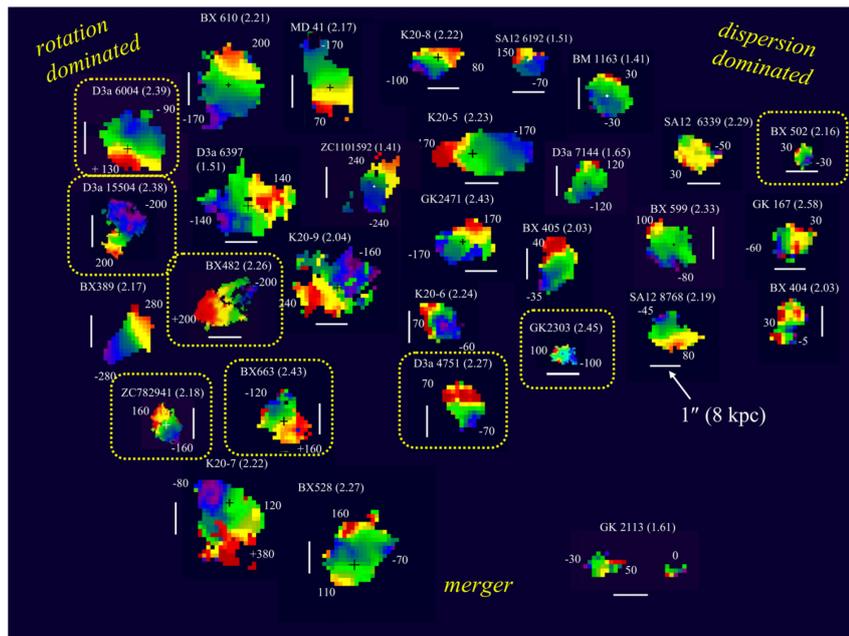


FIGURE 2.7 – Exemple de champs de vitesse calculés à partir de l’émission $H\alpha$ de 30 galaxies clumpy de l’échantillon SINS $H\alpha$ (Förster Schreiber et al., 2009). Plus une galaxie est en haut de l’image plus elle ressemble à un disque, plus elle est bas, plus sa dynamique se rapproche d’une fusion de galaxies. Plus elle est à droite plus sa dynamique est dominée par la dispersion. Image extraite de Förster Schreiber et al. (2009).

Guo et al. (2018), sauf mention contraire. Ce catalogue a été établi à partir des galaxies détectées comme clumpy dans Guo et al. (2015). Ici, une galaxie est considérée comme clumpy si elle présente un objet dans son disque ayant une luminosité UV supérieure ou égale à 3% de la luminosité totale de la galaxie et n’étant pas au centre de la galaxie, ce qui donne un total de 3193 clumps pour 1270 galaxies.

2.1 Propriétés physiques

2.1.1 Masse stellaire

Le paramètre le plus important lorsqu’il s’agit de clumps est leur masse. En effet, c’est principalement ce critère qui leur vaut la qualification de *géants*. La Figure 2.8 présente la distribution de masse du catalogue. Les clumps ont une masse médiane de $10^{8.2} M_{\odot}$ et 62% ont une masse supérieure à $10^8 M_{\odot}$. Les clumps les moins massifs ont une masse proche des GMCs de l’Univers local, mais cela peut être dû à une contamination du catalogue par des structures moins massives à cause du seuil en luminosité à 3% qui peut être trop permissif. Il est à noter que d’autres sources détectent des clumps aux masses similaires à ceux présentés ici (Elmegreen & Elmegreen, 2005; Elmegreen et al., 2007; Bournaud et al., 2008; Guo et al., 2012).

La masse de chaque clump représente en moyenne quelques pour cent de la masse de la galaxie, mais l’ensemble des clumps d’une galaxie représentent en moyenne 10% de la masse, jusqu’à 60%, comme présenté en Figure 2.8.

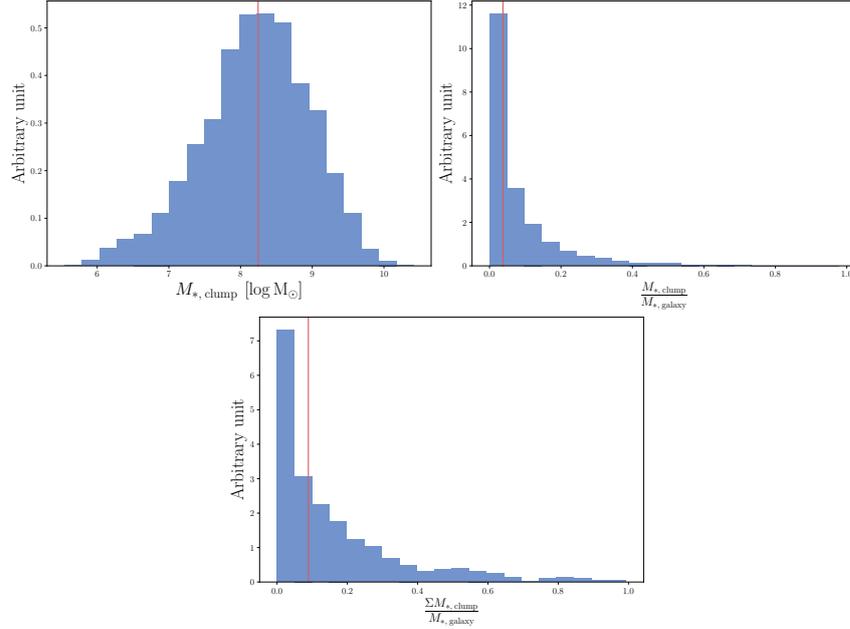


FIGURE 2.8 – Répartition de la masse des clumps des galaxies du catalogue de Guo et al. (2018). En haut à gauche, la masse des clumps, en haut à droite, la masse des clumps comparée à la galaxie hôte et en bas, la masse totale des clumps contenue dans une galaxie comparée à la masse de la galaxie hôte. Les lignes verticales rouges représentent les médianes.

2.1.2 Taux de formation stellaire

La Figure 2.9 présente le taux de formation stellaire des clumps. La médiane est de $0.44 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ et un tiers des clumps ont un SFR supérieur à $1 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Il est intéressant de noter que les clumps sont plus efficaces à former des étoiles que le reste de la galaxie. En effet, comme on peut le voir dans l'image en bas à droite de la Figure 2.9, ils ont généralement un sSFR ($=\text{SFR}/M_{*}$) supérieur à celui de leur galaxie hôte. De même, on peut constater qu'ils présentent une fraction du SFR de la galaxie supérieure à leur fraction de masse. Les clumps géants sont donc les régions de formation stellaire principales des galaxies clumpy et peuvent former jusqu'à 80 ~ 90% des étoiles de ces galaxies.

2.1.3 Taille

La définition de la taille des clumps est plus compliquée à établir. En effet, la limite de résolution des télescopes entraîne l'existence d'une limite inférieure, de l'ordre de la fonction d'étalement du point (ou *point spread function*, PSF). Cela correspond, pour une galaxie à redshift 2, à une taille physique de ~ 500 parsec. Cependant, il a été observé que certains clumps sont bien plus étendus que la PSF de l'instrument. Notamment, Elmegreen et al. (2013) mesure des tailles jusqu'à 1.4 kpc. Ces tailles sont largement supérieures aux tailles des GMC des galaxies locales (Elmegreen et al., 2013). Une figure de Elmegreen et al. (2013) est reproduite en Figure 2.10. D'autres études observent des tailles similaires (Elmegreen et al., 2004b; Elmegreen et al., 2009).

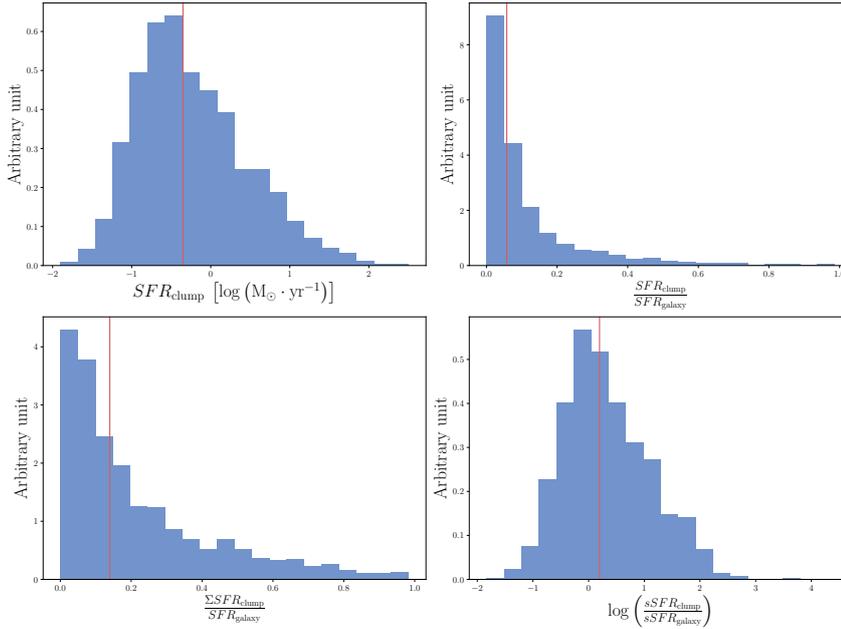


FIGURE 2.9 – Répartition du taux de formation stellaire des clumps des galaxies du catalogue de Guo et al. (2018). En haut à gauche, le taux de formation stellaire des clumps, en haut à droite, le taux de formation stellaire comparé à celui de la galaxie hôte de clump, en bas à gauche la somme du taux de formation stellaire de tous les clumps d’une galaxie comparée à celui de la galaxie et en bas à droite le $sSFR = SFR/M_*$ des clumps individuels comparé au $sSFR$ de la galaxie hôte. Les lignes verticales rouges représentent les médianes.

2.1.4 Luminosité

Dans le catalogue Guo et al. (2018), la luminosité UV possède une limite inférieure due à la définition des clumps. En effet, comme évoqué plus haut, pour être considérée comme un clump une structure doit avoir une luminosité UV supérieure à 3% du total de la galaxie. La Figure 2.11 présente la distribution des fractions de luminosité UV du catalogue Guo et al. (2018). La médiane se situe à 8%, ce qui correspond à la limite précédemment définie dans Guo et al. (2015), mais certains clumps peuvent atteindre jusqu’à $\sim 50\%$ de la luminosité UV de leurs galaxies hôtes.

2.1.5 Âge

L’âge d’un clump correspond au temps s’étant écoulé entre le début de la formation d’étoiles du clump et l’observation Guo et al. (2018). La Figure 2.12 présente la distribution des âges. La médiane se situe à 260 millions d’années pour des valeurs entre 10 Myr et 8 Gyr. Cette limite inférieure de 10 Myr est due à une limite des calculs de Guo et al. (2018). La répartition des valeurs est relativement constante.

La connaissance de l’âge des clumps est intéressante pour déterminer leur évolution. En effet, selon les modèles les clumps vivent peu de temps ou alors suffisamment longtemps pour migrer vers l’intérieur de la galaxie. Il est notamment proposé, pour vérifier les modèles d’évolution, de déterminer la variation de l’âge des clumps en fonction de leur distance au centre. Les modèles proposant une migration des clumps

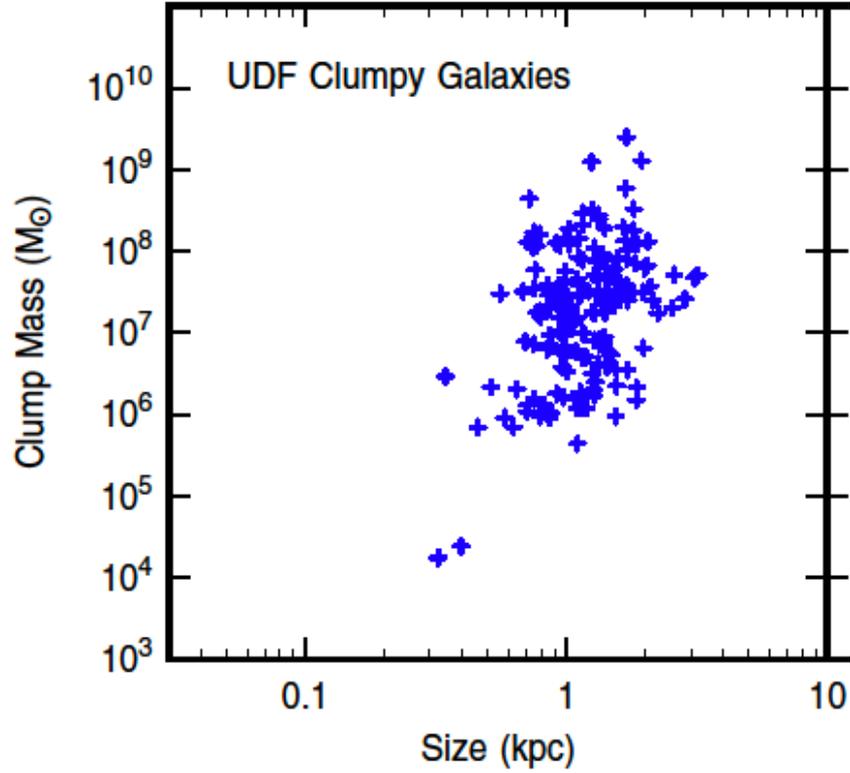


FIGURE 2.10 – Taille de clumps observés avec le HST. Figure extraite de Elmegreen et al. (2013).

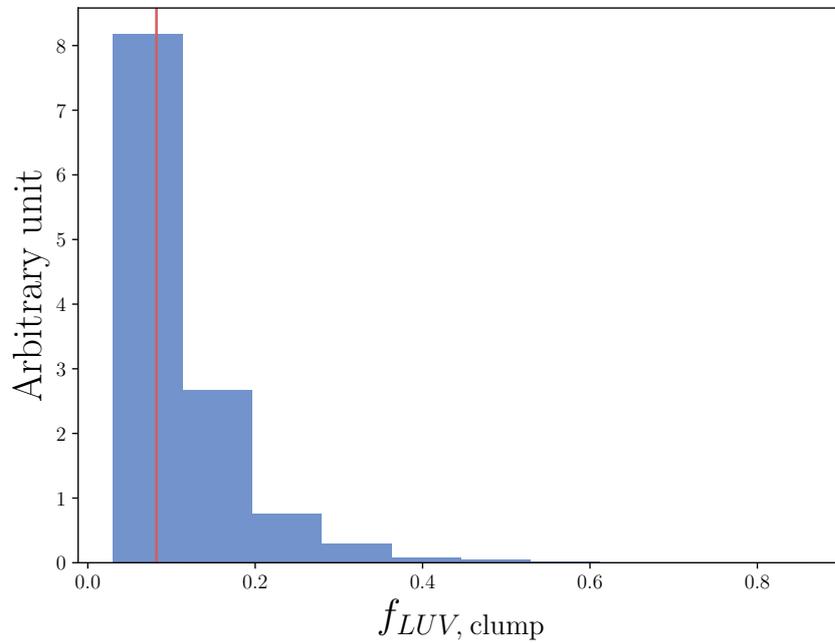


FIGURE 2.11 – Répartition des fractions de luminosité UV des clumps du catalogue Guo et al. (2018). La ligne verticale rouge représente la médiane.

vers l'intérieur prédisent des clumps plus jeunes loin du centre que proche. Ceci a été confirmé par des observations (Förster Schreiber et al., 2011; Guo et al., 2012; Soto

et al., 2017) et dans les galaxies du catalogue Guo et al. (2018) pour des galaxies ayant un redshift inférieur à 2 et moins massives que $10^{10.6} M_{\odot}$. La figure de Guo et al. (2018) représentant ce gradient est reproduite en Figure 2.13, où la corrélation est visible.

Zanella et al. (2015) fait l’observation d’un clump d’un âge inférieur à 10 Myr, mettant ainsi en avant pour la première fois l’observation d’un clump géant en train de se former. Au vu de la rareté de la détection de cet évènement, cela va dans le sens d’un taux de formation de ces structures faibles ainsi que d’un temps de vie long.

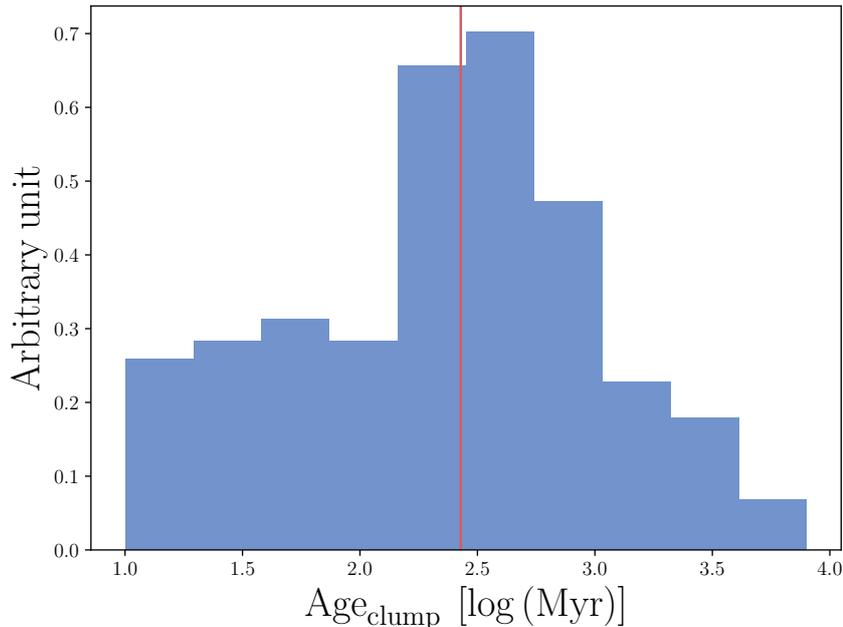


FIGURE 2.12 – Répartition des âges des clumps du catalogue Guo et al. (2018). La ligne verticale rouge représente la médiane.

2.1.6 Dispersion de vitesse

Comme vu précédemment, les galaxies clumpy sont particulièrement turbulentes, avec des dispersions de vitesse de l’ordre de $50 \sim 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Les clumps géants sont eux aussi composés de gaz très turbulents, avec un ordre de grandeur similaire à la galaxie. Ces valeurs sont estimées en considérant les clumps comme étant des structures liées gravitationnellement (Genzel et al., 2008, 2011; Förster Schreiber et al., 2011, 2018). Certaines observations montrent les clumps géants comme des pics locaux de dispersion de vitesse (Bournaud et al., 2008).

2.1.7 Extinction par la poussière

Une des hypothèses pouvant expliquer l’existence des clumps géants est que ces derniers sont des trous de poussières (Elmegreen & Elmegreen, 2005). En effet, s’il existe des zones moins poussiéreuses dans un disque galactique, la lumière émise dans l’UV sera moins absorbée, laissant voir une région plus lumineuse. Cette hypothèse a été réfutée par Elmegreen et al. (2009), qui montre que les clumps géants dans galaxies clumpy ont une extinction par la poussière similaire aux bulbes des galaxies

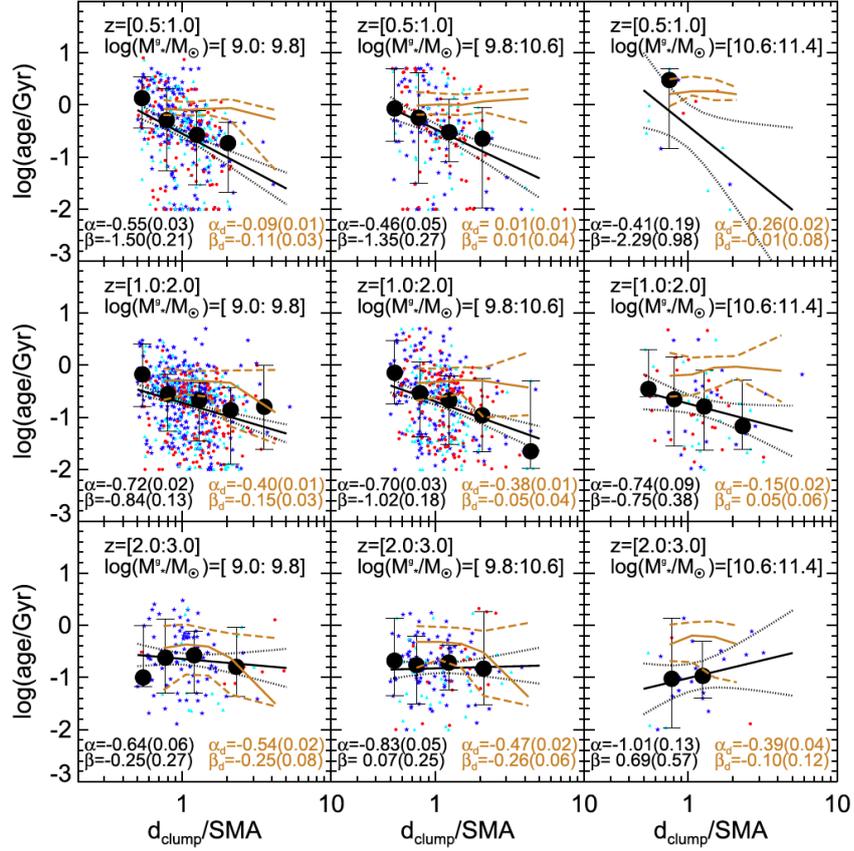


FIGURE 2.13 – Âge des clumps en fonction de leur distance au centre de leur galaxie hôte, normalisée par la taille, et trier par paquets de redshifts et masses stellaires. Les points sont des clumps dont la couleur symbolise la fraction de luminosité UV (bleu : $f_{UV} > 8\%$, cyan : $8\% > f_{UV} > 5\%$ et rouge : $5\% > f_{UV} > 3\%$). Les points noirs avec barre d’erreur sont les médianes et les 16^e et 18^e percentiles. Les courbes noires sont le meilleur ajustement linéaire et les pointillés l’intervalle de confiance du fit. Les courbes marron sont la moyenne (en trait plein) et la déviation (en pointillés) de l’âge dans chaque tranche. Image extraite de Guo et al. (2018).

hôtes. Le catalogue de Guo et al. (2018) présente les valeurs de l’excès de couleur $E(B - V)$, qui est relié à l’extinction, A_λ par une loi d’extinction, $k(\lambda)$, dépendante de la longueur d’onde observée : $A_\lambda = k(\lambda) \times E(B - V)$ (voir Chapitre 5 pour plus de détails). Ils mesurent l’existence d’un gradient d’extinction, les clumps les plus au centre sont plus éteints que les clumps dans les régions externes des galaxies. Cependant, le redshift influe peu sur cette mesure. Il est intéressant de noter que l’effet de la poussière peut être plus important à des redshifts plus élevés. En effet, Zanella et al. (2021) montre qu’à un redshift autour de $z \sim 6$, l’extinction par la poussière peut empêcher la détection des clumps géants dans les disques.

2.2 Formation

Après avoir exposé les propriétés observées des clumps, il est nécessaire de s’intéresser à leur processus de formation afin d’expliquer les observations. Du fait des importantes fractions de gaz et des dispersions de vitesses élevées dans les galaxies

clumpy, la théorie privilégiée pour la formation des clumps est celle des instabilités gravitationnelles (Noguchi, 1999; Immeli et al., 2004a,b; Elmegreen et al., 2009; Dekel et al., 2009b; Ceverino et al., 2015). Comme présenté au Chapitre 1, Équation 1.3, le critère de stabilité de Toomre, Q (Toomre, 1964), oppose la force de gravité, qui va provoquer l’effondrement du disque, aux forces de pression et de rotation, qui vont le stabiliser. Si ce paramètre est plus petit qu’une valeur critique Q_c , $Q_c = 1$ pour des disques infiniment fins, $Q_c \approx 0.69$ (Goldreich & Lynden-Bell, 1965; Dekel et al., 2009b; Behrendt et al., 2015) pour des disques épais. Si le disque est instable, alors la longueur d’onde de caractéristique de l’instabilité est (Binney & Tremaine, 2008; Dekel et al., 2009b) :

$$\lambda_c \approx \frac{2\pi^2 G \Sigma}{\kappa^2} \quad (2.1)$$

Si le disque s’effondre, le rayon de l’effondrement aura typiquement une valeur proche de $R_c \sim \lambda_c/4$. En posant M_d la masse totale du disque, R_d son rayon caractéristique, et M_{tot} la masse dynamique de la galaxie, on peut approcher ce rayon par :

$$R_c \approx \frac{\pi}{6} \frac{M_d}{M_{\text{tot}}} R_d \quad (2.2)$$

et donc sa masse par :

$$M_c \approx \frac{\pi^2}{36} \frac{M_d^3}{M_{\text{tot}}^2} \quad (2.3)$$

On peut voir ici que la masse des clumps géants est directement reliée à la fraction de gaz dans le disque, expliquant ainsi la masse élevée des clumps géants par rapport aux galaxies locales. Ainsi, la diminution de galaxie clumpy entre les redshifts 2 et 0 est reliée à la diminution de la fraction de gaz dans les disques. Ce scénario est validé par le catalogue de Guo et al. (2015), où une comparaison entre les scénarios où les clumps se formeraient par fusion des galaxies (Lotz et al., 2011; López-Sanjuan et al., 2013), que ce soit des fusions majeures ou mineures, et la théorie des instabilités gravitationnelles (Dekel et al., 2009b; Cacciato et al., 2012) privilégie ces dernières dans le cas des galaxies massives. Pour les galaxies moins massives ($M_* < 10^{10} M_\odot$), Lotz et al. (2011) et (Guo et al., 2015) trouvent que les fusions mineures pourraient expliquer l’évolution du taux de galaxies clumpy, qui reste relativement constant au cours du temps.

Si après s’être effondré, un clump est virialisé, c’est-à-dire lié gravitationnellement, alors sa dispersion de vitesse peut s’écrire :

$$\sigma_c^2 = \frac{1}{3} \frac{GM_c}{aR_c} \quad (2.4)$$

où a est le facteur de contraction du rayon du clump géant. En combinant cette équation avec les Équations 2.2 et 2.3, on peut réécrire la dispersion de vitesse :

$$\frac{\sigma_c}{V} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{3} \frac{M_d}{M_{\text{tot}}} \quad (2.5)$$

avec $V = \sqrt{\frac{GM_{\text{tot}}}{R_d}}$.

Ainsi, si l'on suppose $Q \sim 1$, $\sigma_c \approx \sigma_{\text{disk}}$, la dispersion de vitesse du disque, ce qui est en accord avec les observations présentées précédemment.

Le paramètre de Toomre est souvent approché à 1, car il existe une boucle de rétroaction entre les différents paramètres. Le disque est dit *autorégulé* (Dekel et al., 2009b). En effet, la fragmentation du disque va activer la formation stellaire, qui va, par rétroaction, augmenter la dispersion de vitesse. Si cette dernière augmente, le paramètre de Toomre aussi et passer au-dessus de 1. Ainsi, le disque ne se fragmente plus et donc ne forme plus d'étoile. Cela va entraîner une diminution de la dispersion de vitesse, car elle va se dissiper, faisant redescendre le paramètre de Toomre. Cette *autorégulation* permet donc de justifier l'approximation de $Q \sim 1$ à l'échelle du disque entier.

3 Propriétés en débat

3.1 Non-observations des grumeaux géants

3.1.1 Observations des galaxies lentillées

Les observations de galaxies clumpy mentionnées plus haut sont limitées par leur résolution. Il existe cependant des moyens d'augmenter cette résolution. La première est l'observation des galaxies typiques à des redshifts entre 1 et 3 qui auraient été lentillées gravitationnellement soit par des galaxies d'avant plan soit des clusters de galaxies (Ebeling et al., 2009; Swinbank et al., 2010; Ivison et al., 2010; Livermore et al., 2012; Adamo et al., 2013; Wuyts et al., 2014; Livermore et al., 2015; Dessauges-Zavadsky et al., 2017; Dessauges-Zavadsky & Adamo, 2018; Cava et al., 2018). Ces galaxies sont similaires aux galaxies clumpy de par leurs tailles, masses et taux de formation stellaire et présentent des clumps. La résolution maximale peut atteindre 100pc (Adamo et al., 2013; Wuyts et al., 2014; Dessauges-Zavadsky et al., 2017) voire même 30pc dans le cas extrême du "Cosmic Snake" (Ebeling et al., 2009; Cava et al., 2018). Cette résolution peut donc permettre de séparer d'éventuelles structures, qui pourraient être superposées pour former les clumps observés dû à un manque de résolution Dessauges-Zavadsky et al. (2017). Les observations réalisées dans l'UV émis (Adamo et al., 2013; Wuyts et al., 2014; Cava et al., 2018) montrent clairement des disques clumpy. En revanche, les clumps présents dans ces disques ont des masses inférieures aux masses des clumps géants (Dessauges-Zavadsky et al., 2017; Cava et al., 2018), de l'ordre de $10^7 M_{\odot}$. Cela peut indiquer une augmentation artificielle de la masse des clumps géants à cause d'une résolution trop faible. Ainsi, les clumps géants des galaxies à haut redshift peuvent être des superpositions temporaires de structures plus petites. Il est à noter que même si ces structures lentillées sont de masses plus faibles que les clumps géants, elles restent de masses supérieures aux nuages moléculaires de galaxies locales (Dessauges-Zavadsky et al., 2017), n'invalidant pas les théories d'instabilités violentes des disques.

3.1.2 Observations du gaz et de la poussière avec ALMA

La plupart des observations de clumps géants ont été réalisées dans l'UV émis ou la raie d'émission $H\alpha$. La construction de l'observatoire ALMA a permis d'étendre les observations au gaz et à la poussière. Cependant, l'observation de galaxies clumpy

avec ALMA (Rujopakarn et al., 2016, 2019; Cibinel et al., 2017) ne permet pas de détecter une contrepartie gazeuse aux clumps géants. Seules des limites supérieures aux masses de gaz et taux de formation stellaires sont calculables et sont inférieures aux résultats déjà existants calculés dans l'UV. Cibinel et al. (2017) étudie la galaxie UDF6462 étudiée dans l'UV et H α par Bournaud et al. (2008). Des 6 clumps détectés dans l'UV, aucun n'est détectable dans la raie d'émission du CO(5-4), qui trace le gaz moléculaire à haute densité et ayant subi des chocs. Avec les données disponibles, chaque clump ne pourrait constituer que moins de 3% du taux de formation stellaire global, pour un total maximum de $\sim 18\%$ alors qu'ils participeraient à former entre 10 et 40% de la masse stellaire, selon la méthode de calcul, dans l'UV. De façon similaire, Rujopakarn et al. (2019) présente l'observation de l'émission continue de la poussière dans trois galaxies clumpy. Les disques galactiques y apparaissent lisses, sans structures particulières. Les clumps géants détectés dans l'UV n'émettent pas dans la poussière et ne peuvent pas contenir plus de 1% du taux de formation stellaire total de leurs galaxies. Ces observations vont dans le sens des observations de galaxies lentillées où les clumps géants seraient des clusters de structures plus petites, avec une taille sous 100 pc, qui seraient les véritables centres de la formation stellaire des galaxies à haut redshift (Dessauges-Zavadsky et al., 2017; Rujopakarn et al., 2019), même si de telles structures devraient commencer à être détectables avec ALMA.

Des études similaires ont été réalisées sur les galaxies lentillées mentionnées plus haut (Ebeling et al., 2009; Swinbank et al., 2010). Dessauges-Zavadsky et al. (2019) présente des observations de l'émission CO(4-3) du "Cosmic Snake" (Ebeling et al., 2009; Cava et al., 2018) et détecte des nuages moléculaires qui correspondent aux clumps détectés dans l'UV (Cava et al., 2018). Ces nuages moléculaires sont aussi massifs en gaz, avec une masse médiane de $5.8 \times 10^7 M_{\odot}$. Ces masses sont compatibles avec les masses des clumps stellaires et permettent de montrer que les clumps du Cosmic Snake sont virialisés, c'est-à-dire gravitationnellement liés. Ivison et al. (2020) présente l'observation de l'émission continue de la poussière du Cosmic Eyelash (Ebeling et al., 2009; Ivison et al., 2010). De façon similaire aux observations de (Rujopakarn et al., 2019), aucune structure n'est détectée, mettant une limite supérieure au taux de formation stellaire que peuvent contenir les clumps à 1% du taux de la galaxie.

Ces observations remettent en question l'existence même des clumps géants pour soit proposer des clumps moins massifs, plus proches des GMC, même si plus massifs que ces derniers, dans le cas de l'observation des galaxies lentillées (Ebeling et al., 2009; Swinbank et al., 2010; Ivison et al., 2010; Livermore et al., 2012; Adamo et al., 2013; Wuyts et al., 2014; Livermore et al., 2015; Dessauges-Zavadsky et al., 2017; Dessauges-Zavadsky & Adamo, 2018; Cava et al., 2018; Dessauges-Zavadsky et al., 2019) soit montrer que le taux de formation stellaire des clumps géants a été surestimé et qu'ils ne seraient pas le centre de formation stellaire des galaxies à haut redshifts (Rujopakarn et al., 2016; Cibinel et al., 2017; Rujopakarn et al., 2019; Ivison et al., 2020).

3.2 Non-formation dans les simulations cosmologiques

Les simulations cosmologiques récentes permettent de simuler l'évolution des galaxies de plus en plus précisément (voir chapitre suivant). Elles reproduisent de façon précise la plupart des paramètres de l'évolution des galaxies, leurs tailles, leurs masses stellaires, l'histoire de la formation stellaire, mais manquent à reproduire certains paramètres. Les simulations Illustris (Vogelsberger et al., 2014b,a; Genel et al., 2014; Sijacki et al., 2015) et Illustris-TNG (Naiman et al., 2018; Nelson et al., 2018; Marinacci et al., 2018; Pillepich et al., 2018; Springel et al., 2018; Nelson et al., 2019; Pillepich et al., 2019) en sont des exemples. Dans ces simulations, les galaxies à haut redshifts ont des morphologies plus proches des galaxies de l'Univers local que des galaxies observées à haut redshifts, elles présentent des barres et des spirales au lieu de structure clumpy. En Figure 2.14 est présenté un exemple de galaxies de la simulation cosmologique Illustris TNG-50 à un redshift de 2. On y voit l'absence de structures analogues aux clumps géants, que ce soit dans l'émission du gaz en $H\alpha$ (illustrations de gauche) ou dans l'optique (illustrations de droite). L'absence de galaxies clumpy est corrélée à une fraction de gaz faible dans ces galaxies, avec une moyenne à 12% pour les galaxies massives à un redshift de 2, bien inférieur au 50% de la littérature (voir plus haut). Selon Fensch & Bournaud (2020) (voir plus de détails plus loin), cette faible fraction de gaz suffit à expliquer la non-formation de clumps géants.

Il existe cependant des exemples de simulations cosmologiques, plus anciennes, qui présentent des grumeaux géants (Agertz et al., 2009; Ceverino et al., 2014). La différence entre ces simulations provient de leur modèle sous-mailles, c'est-à-dire des modèles utilisés pour simuler les effets physiques qui ne sont pas résolubles aux résolutions maximales des simulations cosmologiques (voir chapitre suivant pour plus de détails). Un des points les plus importants concerne la rétroaction, c'est-à-dire les effets que vont avoir sur le gaz les étoiles nouvellement formées ou les Noyaux Actifs de Galaxies (AGN). Ces effets sont difficiles à calibrer et peuvent avoir un impact trop important sur le gaz environnant. C'est peut-être le cas dans les simulations de la suite Illustris où la masse de gaz éjectée par la rétroaction est plus important (Nelson et al., 2019) que dans les galaxies observées (Schroetter et al., 2019).

Cette différence met en avant un point important des simulations numériques : les modèles physiques sous-mailles sont plus importants que la résolution et la puissance de calcul pour résoudre la structure des galaxies.

3.3 Temps de vie des grumeaux géants

Afin de simuler de façon plus précise l'évolution des galaxies, il est nécessaire d'augmenter la résolution des simulations. Le moyen le plus simple est de réaliser des simulations de galaxies isolées. Ces simulations permettent d'atteindre des résolutions jamais atteintes en simulations cosmologiques, pouvant descendre sous le parsec (Faure et al., 2021). Les clumps géants ont été largement étudiés (Genel et al., 2012; Hopkins et al., 2012; Dekel & Krumholz, 2013; Bournaud et al., 2014; Perret et al., 2014; Ceverino et al., 2015; Tamburello et al., 2015; Buck et al., 2017; Fensch et al., 2017; Oklopčić et al., 2017; Fensch & Bournaud, 2020; Zanella et al., 2021) dans ces simulations isolées. Les propriétés qui en ressortent sont en accord avec les observations de l'UV émis, mais certains points sont en désaccord entre les

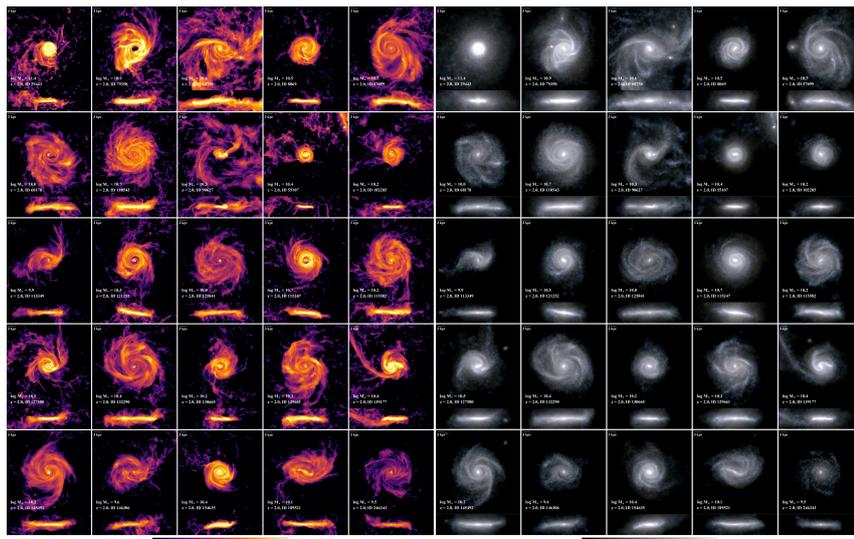


FIGURE 2.14 – Exemple de galaxies de la simulation Illustris TNG-50 à un redshift de 2. Les images de gauche présentent l'émission $H\alpha$ du gaz et les images de droite la lumière optique telle qu'elle serait observée par le futur télescope spatial JWST. Ces images montrent l'absence de structure équivalente aux clumps géants. Image extraite de Pillepich et al. (2019)

différentes simulations. Le principal point de désaccord vient du temps de vie des grumeaux géants. En effet, certaines simulations (Genel et al., 2012; Hopkins et al., 2012; Oklopčić et al., 2017) montrent que les clumps géants ne survivent que peu de temps (~ 20 Myr), comparé au temps dynamique d'une galaxie (~ 200 Myr). Dans ces simulations, la rétroaction stellaire détruit les clumps géants après la formation d'une première génération d'étoiles (Genel et al., 2012; Hopkins et al., 2012), ce qui correspond à environ 20 Myr, le temps de vie des étoiles les plus massives. D'autres suites de simulations (Oklopčić et al., 2017) montrent que les clumps géants ne sont pas détruits par la rétroaction stellaire, mais par les forces de cisaillement galactique car ils ne sont que faiblement liés gravitationnellement. La Figure 2.15 montre l'évolution temporelle d'un clump géant dans les simulations d'Oklopčić et al. (2017). La position des étoiles 30 Myr d'années après leur formation montre que le clump géant n'est pas lié gravitationnellement et que le cisaillement galactique le détruit, enroulant les étoiles autour du disque. Il a été récemment montré (Fensch & Bournaud, 2020) que la destruction des clumps géants en peu de temps n'est pas due à une implémentation de la rétroaction stellaire trop *forte*, mais due, au premier ordre, à des fractions de gaz trop faibles. Une comparaison de deux disques avec rétroaction stellaire identique, l'un avec 25% de gaz et l'autre 50% montre que dans le premier cas les clumps sont détruits de façon similaire à Oklopčić et al. (2017) et dans le second cas les clumps sont liés gravitationnellement et survivent, quelque soit la force de la rétroaction stellaire. Ainsi, la destruction des clumps géants peut soit venir d'une rétroaction stellaire trop forte (Genel et al., 2012; Hopkins et al., 2012), soit d'une fraction de gaz trop faible (Oklopčić et al., 2017; Fensch & Bournaud, 2020). Ce dernier cas renforce donc l'hypothèse de formation des clumps géants dans des galaxies très gazeuses, alimentées par l'accrétion cosmologique de gaz (voir Chapitre 1, section 1.5.1). Cela peut mettre en avant une opposition entre les deux

phénomènes, l'un détruisant les structures et expulsant le gaz, l'autre permettant un renouveau de la composante gazeuse, une formation de nouvelles structures, ou un maintien de structures déjà existantes.

En opposition à ces simulations, d'autres études montrent que les clumps survivent plus longtemps (Dekel & Krumholz, 2013; Bournaud et al., 2014; Perret et al., 2014; Ceverino et al., 2015; Fensch et al., 2017). Dans ces études, les clumps géants survivent jusqu'à plusieurs centaines de milliers d'années, récrétant du gaz au fur et à mesure de leur évolution pour continuer à former des étoiles. Les clumps géants se forment dans les régions externes des disques de gaz avant de migrer vers le centre de la galaxie (Krumholz & Dekel, 2010; Bournaud et al., 2011, 2014). La survie des clumps leur permet donc de migrer vers l'intérieur, jusqu'au bulbe, ce qui fait de cette migration l'un des mécanismes possibles de formation des bulbes galactiques (Noguchi, 1999; Elmegreen et al., 2008; Bournaud et al., 2014; Bournaud, 2016). Ceci est à mettre en opposition au processus de formation des galaxies elliptiques, qui ressemblent morphologiquement et dynamiquement aux bulbes, mais se forment par fusions de galaxies.

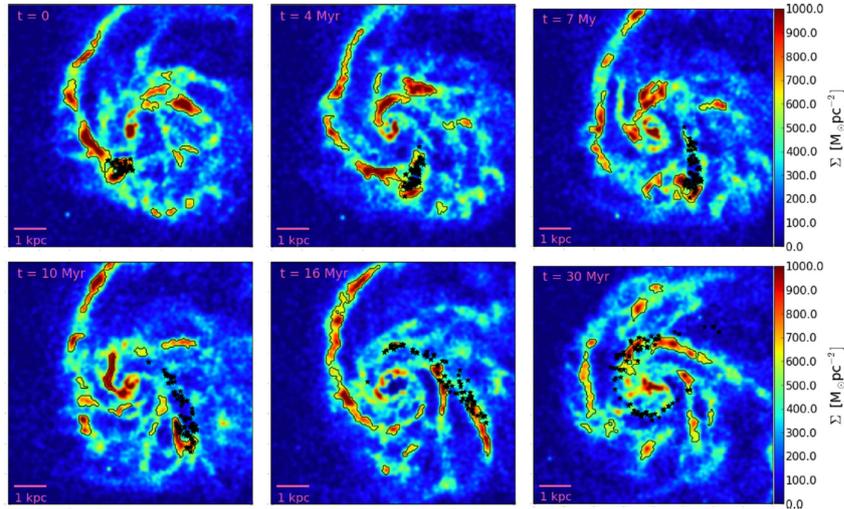


FIGURE 2.15 – Évolution temporelle d'un clump géant des simulations d'Oklopčić et al. (2017). La carte en couleur présente la densité de gaz et les étoiles noires les particules stellaires formées dans un clump. Le clump géant visible à $t = 0$ est disloqué en 10 Myr. Image extraite de Oklopčić et al. (2017).

4 Conclusion

Après avoir introduit les galaxies au Chapitre 1, nous avons ici présenté les galaxies dominantes à redshift 2, ce qui correspond au pic du taux de formation stellaire cosmique. Ces galaxies sont bien plus gazeuses que les galaxies de l'Univers local et forment donc plus d'étoiles, impliquant une morphologie différente (Fensch & Bournaud, 2020; Renaud et al., 2021). La principale différence morphologique vient de la présence, dans l'UV émis, de structures géantes, supermassives ($M_* \sim 10^{8-9} M_\odot$) appelées clumps (ou grumeaux) géants que l'on trouve dans des disques galactiques turbulents en rotation. Ces structures sont observées comme étant le

centre de formation stellaire principal des galaxies dites clumpy, en formation jusqu'à 50% des étoiles pour seulement quelques pour cent de la masse. Elles se forment à partir d'instabilités gravitationnelles dans les disques galactiques, c'est-à-dire dans des régions où la densité est suffisamment élevée pour que les forces de gravité l'emportent sur la stabilisation par la pression et la rotation.

Il reste cependant un certain nombre d'interrogations vis-à-vis des clumps géants. De récentes observations réalisées avec des résolutions effectives bien plus importantes ne montrent pas ces structures géantes. D'un côté les observations de l'UV émis de galaxies clumpy à l'aide de lentilles gravitationnelles détectent des structures moins massives, de l'ordre de $M_* \sim 10^{7-8M_\odot}$ (Cava et al., 2018). De l'autre, des observations du gaz et de l'émission continue de la poussière à haute résolution avec ALMA montrent des disques lisses, sans structures particulières (Cibinel et al., 2017; Rujopakarn et al., 2019; Ivison et al., 2020). Ces observations remettent en question l'existence même des clumps géants.

En plus de ces débats liés aux observations, des questions plus théoriques se posent. En effet, les simulations numériques ne s'accordent pas sur la durée de vie des clumps géants. Certaines études montrent que la rétroaction stellaire ou les forces de cisaillement du disque ne permettent pas la survie sur le long terme des clumps géants, les détruisant en quelques millions d'années. D'autres études montrent que les clumps géants survivent à la rétroaction et migrent vers le centre de la galaxie, participant à la croissance du bulbe. Cette question est intéressante car elle met en perspective les processus de formation des bulbes, qui sont similaires dans leurs compositions et leurs vitesses aux galaxies elliptiques. Ces dernières se forment principalement par fusion de galaxies, il peut exister une différence fondamentale entre les bulbes et ces galaxies : le processus de formation.

Un autre défi de taille est à relever à propos des clumps géants. Certaines simulations cosmologiques récentes ne produisent pas de galaxies clumpy aux redshifts correspondants aux observations. Bien que le sujet de la thèse ne porte pas sur ces simulations, cela montre l'importance des recettes de rétroaction stellaires dans les simulations numériques, qui seront présentées au chapitre suivant.

Chapitre 3

Simulations numériques

1 Introduction

Les simulations numériques en astrophysique sont de puissants outils à disposition afin de modéliser des phénomènes physiques à toutes les échelles. Il est ainsi possible de simuler des pans d’Univers entier, avec les simulations cosmologiques, des systèmes de galaxies, ou bien des fusions de galaxies, ce qui fut par ailleurs la première simulation jamais réalisée (Holmberg, 1941). Il est aussi possible d’étudier des systèmes isolés tels que des galaxies ou encore de simuler des régions très spécifiques de galaxies, comme un nuage moléculaire, ou même des étoiles en formation ou en fin de vie. Toutes ses échelles de simulations sont connectées. En effet, avec les technologies actuelles, il est impossible de simuler l’intégralité des phénomènes physiques en jeu. Ainsi, une simulation cosmologique ne peut simuler chaque étoile individuellement pour en déduire la rétroaction stellaire. Cela nécessite l’implémentation de modèle dit sous-grille, qui calibrés à l’aide de simulations poussées de ces phénomènes, permettent d’en reproduire les effets aux plus grandes échelles. C’est comme cela que, par exemple, il est possible de simuler les effets des Supernovæ à l’échelle d’une galaxie dans une simulation cosmologique.

Parmi les avancées grâce aux simulations numériques, nous pouvons citer la prédiction de la distribution de la matière noire aux grandes échelles de l’Univers (Benson et al., 2000, avec des simulations à N-corps pur, c’est-à-dire uniquement la matière noire) et la reproduction du contenu en étoiles des galaxies (Schaye et al., 2015; Pillepich et al., 2018, avec des simulations cosmologiques hydrodynamiques, c’est-à-dire incluant la matière noire, le gaz et les étoiles). Les simulations de galaxies isolées ont permis de déterminer l’importance de la rétroaction stellaire dans la formation et l’évolution des disques galactiques (Wang et al., 2015; Hopkins et al., 2014; Grand et al., 2017; Hopkins et al., 2018) et de calibrer des outils dont le facteur de conversion α_{CO} , évoqué au Chapitre 1, section 2.2.2, en fonction de la morphologie et du taux de formation stellaires des galaxies (Bournaud et al., 2015). Enfin, l’étude des galaxies en interaction a pu, par exemple, montrer que la fusion de galaxies était à l’origine de la formation des galaxies elliptiques (Bois et al., 2011) ou que la fusion de galaxie n’est pas un facteur déclenchant d’une flambée de formation stellaire (Fensch et al., 2017).

Ce chapitre vise à présenter très brièvement certains grands principes des simulations numériques hydrodynamiques ainsi qu’une présentation plus en détail du code

utilisé dans cette thèse, RAMSES (Teyssier, 2002).

2 État des lieux des différents codes

2.1 Équations de l'hydrodynamique

Les codes simulations numériques servent à résoudre principalement deux types d'objets : le gaz, qui se traite comme un fluide et est donc régit par les lois de l'hydrodynamique, et les particules. Ces dernières sont les étoiles et la matière noire, qui sont des objets non collisionnels.

Les premières équations qu'il faut résoudre sont donc celles de l'hydrodynamique, écrites ici sous forme eulérienne :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \times \vec{u}) + \vec{\nabla} p = -\rho \vec{\nabla} \phi \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \left(\epsilon + \frac{p}{\rho} \right) \right] = -\rho \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi \quad (3.3)$$

avec : ρ la densité du fluide, \vec{u} sa vitesse, ϵ son énergie et p la pression thermique qui s'exprime sous la forme :

$$p = (\gamma - 1)\rho \left(\epsilon - \frac{1}{2} \|\vec{u}\|^2 \right) \quad (3.4)$$

Il n'existe pas de solution analytique à ces équations, d'où l'intérêt des simulations : les résoudre par des méthodes numériques.

Pour simuler la matière noire et les étoiles, il faut résoudre les équations de Vlasov-Poisson :

$$\frac{\partial \vec{x}}{\partial t} = \vec{v} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \phi \quad (3.6)$$

$$\Delta \phi = 4\pi G \rho \quad (3.7)$$

où \vec{x} présente la position de la particule et \vec{v} sa vitesse.

Le point commun entre ces deux systèmes d'équations est la gravité, représentée par son potentiel, ϕ qui est calculé en prenant en compte l'intégralité des objets massifs de la simulation : le gaz et les particules.

2.2 Différentes méthodes

Alors que la résolution des équations de Vlasov-Poisson se fait à l'aide d'une même méthode, appelée *Particle-Mesh* (voir plus loin, section 3.3), pour la plupart des codes, la résolution des équations de l'hydrodynamique peut se réaliser à l'aide de différents outils qui seront détaillés dans cette section.

2.2.1 Codes basés sur des grilles

L'approche par grilles consiste à découper l'espace en une grille cartésienne pour former des cellules qui contiennent les informations nécessaires sur le fluide. Deux approches sont possibles : eulérienne et lagrangienne.

Dans le premier cas, l'espace est découpé en une grille cartésienne et chaque cellule contient les informations sur le fluide (densité, vitesse, énergie interne). Cette grille peut être fixe ou non. Ainsi, il existe des codes dits à résolution changeante (ou AMR, pour Adaptive Mesh Refinement). Ces codes permettent d'augmenter la résolution dans les zones d'intérêt, par exemple de fortes densités, et de la diminuer dans d'autres régions, par exemple les vides, ce qui permet d'améliorer le coût en mémoire des simulations. Les codes AMR les plus utilisés sont RAMSES (Teyssier, 2002) et ART (Kravtsov et al., 1997).

Dans l'approche lagrangienne, la grille *suit* le déplacement du gaz : le fluide est modélisé par une particule puis l'espace est découpé en cellule selon un diagramme de Voronoï et chaque cellule prend les propriétés de la particule centrale. Un exemple d'une grille de Voronoï est présenté en Figure 3.1. Chaque cellule est composée de l'espace situé le plus proche de la particule qui la matérialise. Un exemple utilisé est le code AREPO (Springel, 2010).

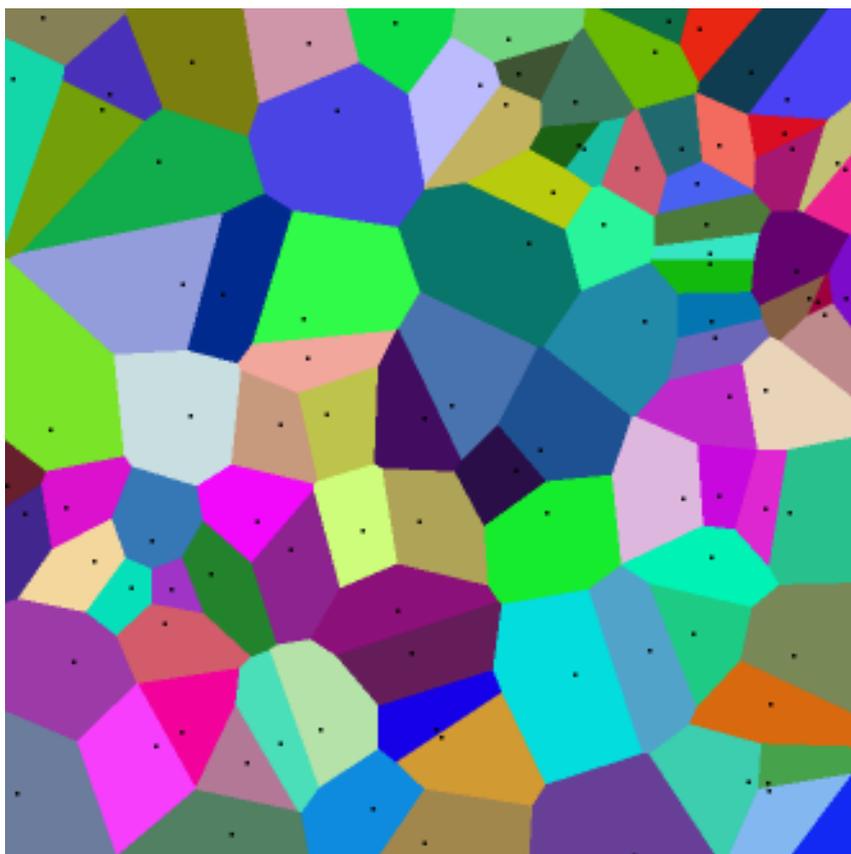


FIGURE 3.1 – Exemple de diagramme de Voronoï en 2D. Chaque couleur représente une cellule et les points noirs sont les particules qui matérialisent chaque centre de cellules.

2.2.2 Codes basés sur des particules

Dans cette approche, le fluide est modélisé non pas sur une grille, comme précédemment, mais par des particules. Ce type de code nécessite l'introduction d'une fonction de lissage (*smoothing kernel*) et d'une longueur de lissage (*smoothing length*) qui permettent de définir la résolution spatiale correspondant à la simulation (Hernquist & Katz, 1989). Ainsi, en n'importe quel point de l'espace, un champ f peut être approximé par sa valeur moyenne, pondérée par la fonction de lissage de la façon suivante :

$$f(\vec{r}_0) = \int W(\vec{r}_0 - \vec{r}; h) f(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3.8)$$

Un exemple de fonction de lissage est le *spline kernel* (Monaghan & Lattanzio, 1985), utilisé par Gadget2 (Springel, 2005) :

$$W(r, h) = \frac{8}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - 6 \left(\frac{r}{h}\right)^2 + 6 \left(\frac{r}{h}\right)^3 & \text{si } 0 \leq \frac{r}{h} \leq \frac{1}{2} \\ 2 \left(1 - \frac{r}{h}\right)^3 & \text{si } \frac{1}{2} < \frac{r}{h} \leq 1 \\ 0 & \text{si } \frac{r}{h} > 1 \end{cases} \quad (3.9)$$

On comprend ici la notion de résolution spatiale associée à la longueur de lissage : toute particule située à l'intérieur d'une sphère de rayon h autour d'un point x participe au calcul de la valeur $f(x)$. Ces codes sont appelés SPH pour *Smoothed Particule Hydrodynamics*, hydrodynamiques des particules lissées. Un des exemples les plus connus est Gadget2 (Springel, 2005).

2.3 Pour différents problèmes

La différence majeure entre l'approche par grille et l'approche par particules concerne le coût en mémoire de la simulation. En effet, à cause de la fonction de lissage des codes à particules, on peut voir qu'il est nécessaire d'avoir plusieurs dizaines de particules pour limiter le bruit et ainsi avoir l'équivalent d'une cellule dans un code par grille. Ainsi, il faut plusieurs dizaines de variables pour décrire un élément de résolution dans un code à particule alors que 5 suffisent pour un code à grille (à savoir, la densité, l'énergie interne et la vitesse dans chaque axe). Il a aussi été montré (Agertz et al., 2007) que les codes à particules sont moins efficaces lorsque des régions de fort gradient sont présentes.

Tasker et al. (2008) compare quatre différents codes hydrodynamiques et trouve des résultats similaires. Il y est aussi montré que les codes à particules sont plus efficaces pour atteindre de grandes résolutions dans les environnements denses. Ainsi, un code à particule serait à privilégier lorsque la simulation présente des environnements denses, mais que ces derniers interagissent peu avec des environnements vides, ce qui est le cas par exemple dans les simulations cosmologiques. En revanche, ils sont moins efficaces lorsqu'il est nécessaire de résoudre des chocs, comparés aux codes à grilles. C'est pourquoi, ici, dans le cadre de simulations de galaxies isolées, nous avons choisi d'utiliser un code à grille eulérienne.

Il est aussi intéressant de montrer que la résolution des régions vides à son importance. En effet, Chabanier et al. (2020) a montré que changer la résolution minimale dans les régions vides impact fortement les propriétés des simulations cosmologiques.

Ce changement de résolution est moins coûteux et plus facile à exécuter sur des codes à grilles eulériennes que sur des codes lagrangiens ou à particules.

3 RAMSES

L'objectif de cette partie est de décrire le fonctionnement du code de simulation utilisé, RAMSES (Teyssier, 2002). Il n'a pas vocation à décrire en détail chaque élément mais à donner une idée et détailler les recettes utilisées pour modéliser les phénomènes physiques non résolus par manque de résolution, appelés *modèles sous-maille*.

3.1 Résolution des équations

3.1.1 Gestion des pas de temps.

Le calcul du pas de temps, primordial pour la résolution des équations et le bon fonctionnement de la simulation est soumis à différentes contraintes. La plus importante d'entre elles est la condition de Courant-Friedrich-Levy (CFL). Elle assure que le gaz ne se déplace pas de plus d'une cellule et évite ainsi qu'une cellule ne se retrouve avec une masse négative. La condition CFL peut être résumée de la façon suivante :

$$\max(|u_x| + c_s, |u_y| + c_s, |u_z| + c_s) \frac{\Delta t}{\Delta x} < C < 1 \quad (3.10)$$

où C est le facteur de Courant (Courant et al., 1928), et est fixé à $C = 0.5$ dans RAMSES. Ainsi, le pas de temps est défini pour que le gaz contenu dans une cellule ne puisse se déplacer de plus de la moitié de la taille de celle-ci. Cette condition est calculée dans l'intégralité des cellules de la simulation et la plus petite valeur de Δt est sélectionnée comme pas de temps *fin*, s'assurant ainsi de la validité de la condition dans toutes les cellules.

Les cellules de RAMSES n'étant pas toutes à la même résolution, ou au même *niveau*, chaque niveau peut-être évolué indépendamment et avoir son propre pas de temps. Le pas de temps *fin* défini précédemment est le pas de temps du niveau le plus résolu, aussi appelé niveau maximal. Pour les niveaux antérieurs, une solution simple est de prendre un pas de temps doublé par rapport au niveau juste en dessus. En effet, au niveau l , une cellule a une taille $\Delta x^l = 2 \times \Delta x^{l+1}$, ce qui permet de vérifier la condition CFL à tous les niveaux. C'est cette exécution qui est en pratique privilégiée, car elle permet de réduire le temps de calcul. Il est cependant parfois nécessaire de garder le même pas de temps au niveau l qu'au niveau $l+1$, notamment si la simulation comporte un certain nombre de niveaux. Cela permet de libérer de l'espace mémoire et donc d'accélérer les communications.

Le pas de temps le plus grand, c'est-à-dire celui du niveau le moins raffiné est appelé pas de temps brut, ou *coarse*.

3.2 Raffinement des cellules

Une des particularités des codes AMR est qu'ils sont adaptatifs. En effet, pour la résolution d'un problème physique, il n'est pas nécessaire que la résolution soit

équivalente partout. Par exemple, dans une simulation cosmologique, une région de vide ne nécessite pas la même résolution spatiale qu'une galaxie. C'est cette philosophie qui gouverne les codes AMR : ne pas sur-simuler des régions qui n'ont que peu d'intérêt et augmenter la résolution dans les régions qui nous intéressent.

Durant cette thèse nous sommes intéressés par résoudre avec une grande résolution les régions les plus denses, que ce soit en étoiles ou en gaz. Ainsi, nous avons décidé d'implémenter le raffinement de la façon suivante. Une cellule est *raffinée*, c'est-à-dire que sa résolution spatiale est augmentée en la scindant en 8 nouvelles cellules, si elle remplit une des quatre conditions qui suit :

- sa densité passe au-dessus d'un certain seuil,
- le nombre de particules qu'elle contient dépasse un certain nombre,
- sa longueur de Jeans est plus petite que 4 fois la taille de la cellule,
- une cellule voisine possède deux niveaux de raffinement supplémentaires.

Cela permet de s'assurer que la fragmentation du gaz est bien modélisée et que la différence de raffinement ne soit pas trop importante entre deux cellules voisines. La dernière étape d'un pas de temps consiste à vérifier si chaque cellule est à raffiner ou, à l'inverse, déraffiner. Ainsi, lorsque commence le pas de temps suivant, le code va raffiner/déraffiner les cellules marquées.

La Figure 3.2 présente un exemple de grille AMR. La figure de gauche montre le gaz et celle de droite le niveau de résolution. Il est bien visible ici qu'une région vide (en bleu à gauche) sera moins résolue (en gris à droite) qu'une région dense (rouge à gauche et à droite).

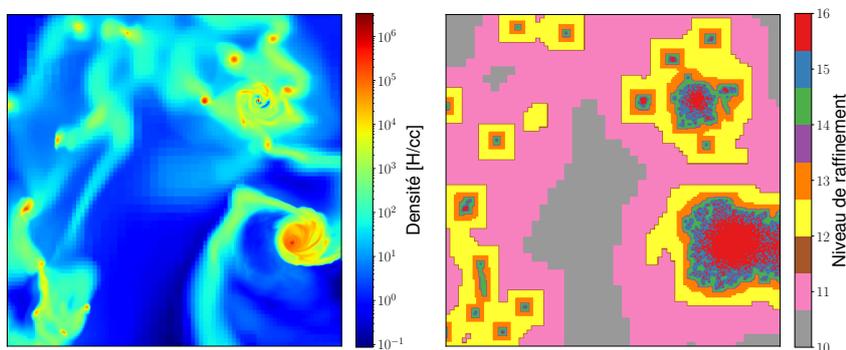


FIGURE 3.2 – Exemple de carte de densité du gaz dans une simulation (gauche) comparé à sa carte de niveaux de raffinements (droite).

3.3 Gestion des particules

Les particules dans RAMSES sont gérées par un solveur à N-Corps basé sur une grille, appelé Particle-Mesh (PM). Ce code s'exécute de la façon suivante :

- Calcul de la densité de particule ρ sur la grille avec la méthode *Cloud-in-Cell* (CIC) ;
- Résolution de l'équation de Poisson pour déterminer le potentiel ϕ ;
- Calcul des accélérations sur la grille en résolvant le gradient par la méthode des différences finies ;
- Calcul des accélérations des particules en utilisant la méthode CIC inverse ;
- Mise à jour des vitesses des particules à l'aide des accélérations ;

— Déplacement des particules à l'aide des vitesses.

Je détaillerai ici brièvement les méthodes *Cloud-in-Cell* et la résolution de l'équation de Poisson.

3.3.1 Cloud-in-Cell

La méthode Cloud-in-Cell (Hockney & Eastwood, 1981) est une méthode standard utilisée pour projeter la masse des particules d'une simulation numérique sur une grille afin d'obtenir une densité. Au niveau de raffinement l , chaque particule de masse m contenue dans une cellule de ce niveau voit sa masse redistribuée aux cellules voisines selon un facteur proportionnel au volume de l'intersection entre la cellule voisine considérée et une cellule fictive centrée sur la particule en question. Cela permet donc de répartir la masse de cette particule entre toutes les cellules voisines, proportionnellement à la distance entre la particule et ses voisines. Un exemple du fonctionnement de l'algorithme est représenté en Figure 3.3.

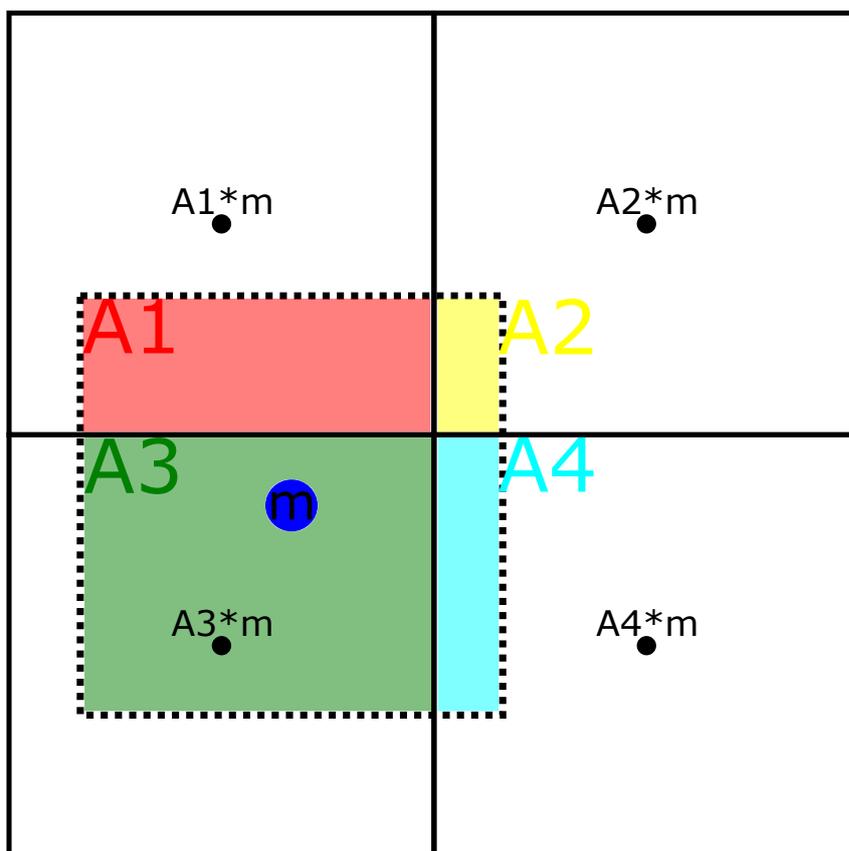


FIGURE 3.3 – Exemple de fonctionnement de l'algorithme Cloud-in-Cell. Chaque région colorée correspond à l'aire de l'intersection entre la cellule fictive entourant la particule bleue, de masse m , et la cellule voisine. Les points noirs sont les centres des cellules et la valeur au-dessus la fraction de la masse de la particule attribuée à la cellule. Les aires sont normalisées à 1.

3.3.2 Résolution de l'équation de Poisson

Grâce à la méthode Cloud-in-Cell, la densité de matière totale de la simulation est connue. Cela permet donc de résoudre l'équation de Poisson, $\Delta\phi = 4\pi G\rho$.

Dans un premier temps, l'équation est résolue au niveau le plus haut, où la grille est uniforme, à l'aide de la méthode *Fast Fourier Transform* (FFT) (Hockney & Eastwood, 1981), qui ne sera pas décrite ici.

Au niveau l , le potentiel est calculé en utilisant une méthode de relaxation itérative, Gauss-Seidel, en prenant en condition aux limites le potentiel calculé au niveau $l - 1$. L'itération, en prenant un exemple à deux dimensions est la suivante :

$$\phi_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{4} (\phi_{i+1,j}^n + \phi_{i-1,j}^n + \phi_{i,j+1}^n + \phi_{i,j-1}^n) - \frac{1}{4}\rho_{i,j} \quad (3.11)$$

Elle est suivie d'une correction :

$$\phi_{i,j}^{n+1} = \omega\phi_{i,j}^n + (1 - \omega)\phi_{i,j}^{n+1} \text{ avec } 1 < \omega < 2 \quad (3.12)$$

ω étant le paramètre de sur-relaxation et sa valeur exacte ne sera pas discutée ici (voir Teyssier, 2002, pour plus de détails).

Le dernier paramètre étant la valeur initiale du champ, $\phi_{i,j}^0$, qui est ici obtenue par une interpolation linéaire du potentiel au niveau $l - 1$, assurant ainsi une convergence rapide du potentiel aux larges échelles.

Cette relaxation est exécutée jusqu'à ce que la différence entre deux itérations soit un ordre de grandeur de moins que les erreurs dues à l'algorithme Cloud-in-Cell.

3.4 Étapes de la résolution

Maintenant que nous avons détaillé le fonctionnement des pas de temps, du raffinement et des particules, voici les différentes étapes de la résolution des équations :

1. Raffinement des cellules marquées
2. Application de la méthode Cloud-in-Cell
3. Activation de la rétroaction stellaire (voir plus loin, Section 4.3)
4. Calcul du potentiel gravitationnel
5. Calcul des pas de temps
6. Rétroaction thermique des étoiles (voir Section 4.3)
7. Déplacement des particules
8. Résolution des équations de l'hydrodynamique
9. Résolution de la thermodynamique
10. Formation stellaire
11. Identification des cellules à raffiner ou déraffiner.

Les étapes 3 à 10 se font par niveaux : l'algorithme boucle tant que le niveau 1 n'a pas été atteint.

3.5 Limites

3.5.1 Diffusion et fragmentation numériques

La résolution des équations de l'hydrodynamique sur une grille n'est pas sans conséquence. En effet, on peut montrer (voir Teyssier, 2015, pour une explication détaillée des méthodes numériques) que les méthodes classiques de résolution entraînent l'apparition d'un terme, assimilable à de la viscosité, appelé *diffusion numérique* et qui a pour coefficient de viscosité :

$$\nu_{\text{num}} = \frac{c_s \Delta x}{2} \quad (3.13)$$

Un exemple de cette diffusion est le suivant. Si du gaz se déplace sur une dimension, avec la condition CFL il ne peut se déplacer de plus d'une cellule à la fois, sa masse va se retrouver à *cheval* sur deux cellules à la fois et donc être *diluée* sur ces deux cellules. Une illustration en est faite dans Fensch (2017) et est reproduite ici en Figure 3.4.

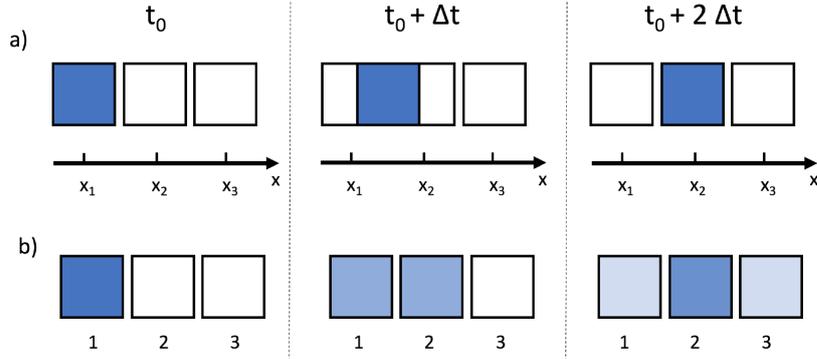


FIGURE 3.4 – Exemple de diffusion numérique. La rangée du haut montre le déplacement d'un patch de gaz et la rangée du bas montre la distribution de masse due à la discrétisation des équations et de l'espace. Image extraite de Fensch (2017)

Une répercussion de la diffusion qui nous intéresse ici concerne la fragmentation du gaz et la résolution des instabilités gravitationnelles. En effet, l'introduction du terme visqueux dans les équations de l'hydrodynamique change ces dernières et modifie la longueur de Jeans. Les équations deviennent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = \nu_{\text{num}} \Delta \rho \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \times \vec{u}) + \vec{\nabla} p = -\rho \vec{\nabla} \phi + \nu_{\text{num}} \Delta \vec{u} \quad (3.15)$$

$$(3.16)$$

Ce qui donne comme relation de dispersion autour d'un équilibre :

$$\omega^2 = k^4 \nu_{\text{num}}^2 + k^2 c_s^2 - 4\pi G \rho \quad (3.17)$$

Ce qui modifie la longueur de Jeans *classique* λ_J (voir Chapitre 1, section 2.2.1), en :

$$\tilde{\lambda}_J^2 = \lambda_J^2 \frac{\sqrt{(1 + (2\pi\Delta x/\lambda_J)^2)} - 1}{0.5(2\pi\Delta x/\lambda_J)^2} \quad (3.18)$$

Or, nous avons vu précédemment que nous nous assurons que la longueur de Jeans soit au moins résolue par 4 cellules, ce qui amène au maximum une sous-estimation maximale de cette valeur de 1%, sans grande conséquence.

4 Modèles physiques implémentés

Un des problèmes principaux des simulations numériques vient de leur résolution limitée. En effet, il est impossible de résoudre exactement la physique de l'échelle atomique à l'échelle d'une galaxie voire de l'Univers. Il est donc nécessaire d'implémenter des modèles sous-mailles qui servent à reproduire l'impact des phénomènes physiques non résolubles à plus grande échelle.

4.1 Thermodynamique

Les simulations utilisées lors de cette thèse utilisent un modèle thermodynamique équivalent à celui utilisé dans Perret et al. (2014). Ce paragraphe a pour objectif de décrire brièvement ce modèle.

4.1.1 Température

La température du gaz est bornée dans les simulations afin d'éviter l'apparition d'artefact numérique. La borne inférieure consiste en plusieurs équations d'état continues par morceaux :

- Pour les faibles densités ($\rho < 10^{-5} M_\odot \text{ pc}^{-3}$), une équation d'état polytropique assurant la stabilité gravitationnelle du halo de gaz entourant la galaxie est suivie, selon la formule suivante : $T(\rho) = 4 \times 10^6 (\rho/10^{-5})^{2/3} \text{ K}$
- Les densités entre $10^{-5} < \rho < 10^{-2} M_\odot \text{ pc}^{-3}$ suivent une isotherme de valeur $T = 10^4 \text{ K}$.
- Pour $\rho > 10^{-2} M_\odot \text{ pc}^{-3}$, l'équation d'état est : $T(\rho) = 10^4 \times (\rho/10^{-2})^{-1/2} \text{ K}$
- A très haute densité, un seuil en pression (et donc en température), afin de s'assurer que la longueur de Jeans locale ne peut descendre en dessous de 4 fois la taille de la plus petite cellule de la simulation, est appliqué. Ceci est pris en compte pour éviter une fragmentation artificielle qui ne peut pas être compensée par des turbulences aux échelles non résolues (Truelove et al., 1997; Ceverino et al., 2012). Comme dans Teyssier et al. (2010), l'équation d'état de ce régime est : $T(\rho) = 16x_{\min}^2 Gm_H \rho / \gamma \pi k_B K$. Où G est la constante de gravité, m_H la masse d'un atome d'hydrogène, k_B la constante de Boltzmann, x_{\min} la taille de la plus petite cellule et γ l'indice adiabatique vaut ici 5/3.
- La température du gaz ne peut excéder 10^7 K , quelle que soit sa densité, afin d'éviter des vitesses du son trop élevées, qui produiraient des pas de temps trop court et augmenteraient le coût de calcul.

Ces équations ont été sélectionnées, car elles sont à l'équilibre entre le taux de chauffage et de refroidissement du gaz (Bournaud et al., 2010).

La Figure 3.5 montre l'équation d'état qui régit les températures minimales du gaz.

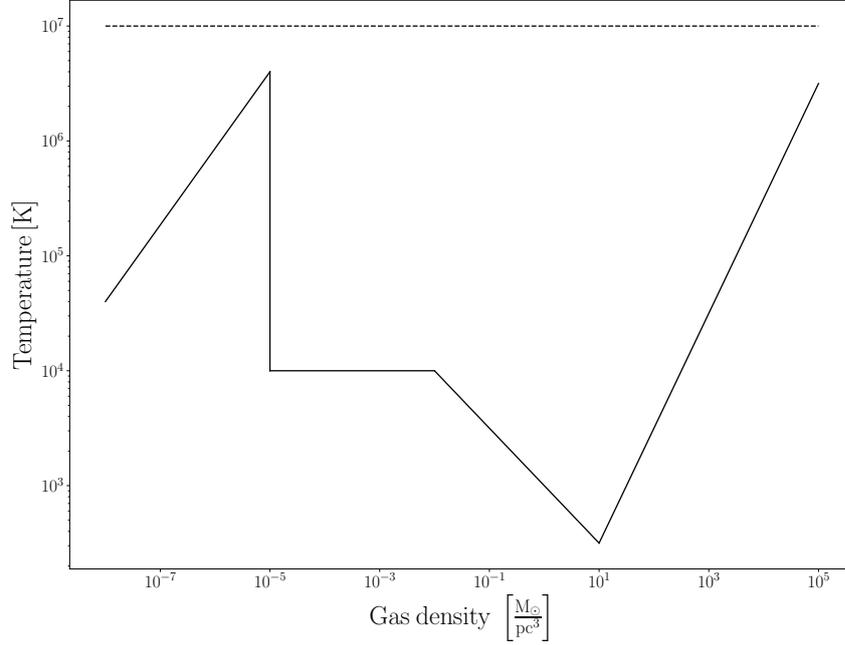


FIGURE 3.5 – Représentation des limites des équations d'état limite du gaz. La courbe noire décrit la température minimale suivant les équations décrites plus haut. La ligne pointillée correspond à la limite supérieure de 10^7 K.

4.1.2 Chauffage et Refroidissement

À chaque pas de temps, après le calcul des déplacements, il est nécessaire de mettre à jour l'énergie interne du gaz. Ceci est fait grâce à la fonction de refroidissement, qui est implémentée selon le modèle de Courty & Alimi (2004). Dans ce modèle, la variation d'énergie interne est définie par :

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\rho (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \Psi - \Lambda_{net} \quad (3.19)$$

où Ψ est un terme modélisant les pertes d'énergie par dissipation dans les chocs et Λ_{net} est le terme de refroidissement net prenant en compte le refroidissement radiatif et le chauffage par le fond UV de la galaxie. Les termes sont implémentés comme dans Courty & Alimi (2004) :

$$\Psi = -p \left[\frac{dx \vec{\nabla} \cdot \vec{u}}{c_s} + \left(\frac{dx \vec{\nabla} \cdot \vec{u}}{c_s} \right)^2 \right] \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \quad (3.20)$$

Λ_{net} est la somme d'un terme de refroidissement Λ et d'un terme de chauffage par le fond UV de la galaxie, \mathcal{H} : $\Lambda_{net} = \Lambda + \mathcal{H}$

Les valeurs de Λ et \mathcal{H} sont données par Courty & Alimi (2004) et Alimi & Courty (2005) :

$$\Lambda = 7.5 \times 10^{-19} \left(1 + \sqrt{T \times 10^{-5}}\right)^{-1} e^{-118348/T} n_e n_H$$

$$+ 1.27 \times 10^{-21} \left(1 + \sqrt{T \times 10^{-5}}\right)^{-1} e^{-157809.1/T} T^{1/2} n_e n_H \quad (3.21)$$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{3} \pi n_h J_0 \sigma_H \nu_H \quad (3.22)$$

Avec n_e le nombre d'électrons, qui est une valeur tabulée dans le code, en fonction de la densité, n_H le nombre densité d'atome d'hydrogène, J_0 l'intensité du fond UV, qui vaut $J_0 = 10^{-22} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ (Scott et al., 2002; Alimi & Courty, 2005), σ_H la section efficace d'un atome d'hydrogène à la longueur d'onde $\nu_0 = 13.6 \text{ eV}$. La valeur de \mathcal{H} est considérée comme constante à l'intérieure de la galaxie car ce facteur est négligeable dans les régions proche des étoiles OB, où le rayonnement UV est le plus important, comparé à l'effet de la rétroaction stellaire et est constant aux grandes échelles.

Notons également que nous utilisons un modèle dit de *pseudo-cooling* (Bournaud et al., 2010), où le gaz suit comme équation d'état les limites du modèle thermodynamique présenté dans le paragraphe précédent afin de réduire le temps de calcul dans certaines simulations.

4.2 Formation stellaire

La formation stellaire est implémentée dans notre version de RAMSES de façon à suivre localement la loi de Schmidt (Schmidt, 1959).

Pour chaque cellule de taille dx^3 ayant une densité ρ supérieure à un seuil, ρ_* , il est calculé un taux de formation stellaire locale, selon l'équation suivante :

$$\rho_{\text{SFR}} = \epsilon_{\text{SFR}} \frac{\rho}{t_{\text{ff}}} \quad (3.23)$$

où t_{ff} est le temps de chute libre (*freefall time*) défini localement par :

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}} \quad (3.24)$$

et où ϵ est le taux d'efficacité de la formation stellaire, représentant la portion de gaz étant transformée en étoile.

Une fois ce taux de formation stellaire calculée à chaque pas de temps de durée dt , il est tiré un nombre entier n_* suivant une loi de Poisson de valeur moyenne :

$$\mu = \frac{\rho_{\text{SFR}}}{M_*} dx^3 dt \quad (3.25)$$

Il est ensuite créé une particule de masse nM_* si n n'est pas nul. M_* est donc le paramètre régissant la masse de la particule stellaire formée. Il est généralement de l'ordre de $100 \sim 1000 M_\odot$ afin de conserver un nombre de particules raisonnable dans la simulation et d'éviter la surcharge de calcul liée aux interactions étoile-étoile.

Nous pouvons noter aussi qu'il existe différentes façons d'implémenter la formation stellaire dans les simulations numériques mais que le modèle choisi ici permet de reproduire fidèlement les taux de formations stellaires observés tout en conservant un coût de calcul minimal.

4.3 Implémentation de la rétroaction

Dans les galaxies, la rétroaction stellaire est due aux étoiles massives récemment formées et aux supernovæ de type II. Puisqu'il n'y a pas d'étoiles individuelles dans les simulations et que chaque particule représente un amas stellaire, on considère à l'aide d'une fonction de masse initiale (*Initial Mass Function, IMF*) qu'une partie de la masse de ces particules est constituée d'étoiles massives. Ainsi, les particules stellaires de la simulation vont avoir une rétroaction sur le gaz environnant. La version de RAMSES utilisée pour cette thèse inclut trois rétroactions stellaires différentes que je détaille ici.

Nous avons fait le choix de n'inclure que la rétroaction stellaire, et pas d'autre rétroaction comme celles des Noyaux Actifs de Galaxies (AGN). En effet, ces derniers ont un impact uniquement sur le kiloparsec central de la galaxie et ne vont pas impacter le milieu interstellaire (Roos et al., 2015). De plus, cet impact central va fortement chauffer le gaz, ce qui va diminuer la condition CFL et donc les pas de temps. L'implémentation d'une rétroaction des AGN serait donc couteuse numériquement parlant et va au-delà du travail de cette thèse.

4.3.1 Supernovæ

On considère que 20% de la masse des particules stellaires est formée par des étoiles terminant leur vie par une implosion impressionnante appelée Supernovæ de Type II. Même s'il est impossible de résoudre chaque explosion individuellement, nous savons que la superposition de plusieurs supernovæ est à l'origine des *superbubbles* (Dubois & Teyssier, 2008). Ainsi, l'explosion dégagée par les 20% d'étoiles supermassives de chaque particule stellaire peut être modélisée par l'injection de l'énergie correspondante dans un rayon donné autour de la particule, 10 Myr après sa formation.

De cette façon, 20% de la masse de chaque particule est transférée sous forme d'énergie dans le gaz environnant auquel s'ajoute l'énergie de l'explosion, qui vaut $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ erg par supernova (Dubois & Teyssier, 2008). L'ensemble de cette énergie est séparée en une composante thermique et une composante cinétique selon un mix choisi par l'utilisateur. En effet, comme présenté au Chapitre 1, section 2.3.1, l'énergie est principalement thermique mais par gradient de pression, il y a un transfert d'énergie cinétique à plus grande échelle. Des simulations d'explosions de Supernovæ ont démontré (Iffrig & Hennebelle, 2015) que la quantité d'énergie cinétique déposée dans le milieu interstellaire par l'explosion dépend très peu de la densité. Ils montrent également qu'à grande échelle, la quantité d'énergie cinétique correspond à 20 ~ 30% de l'énergie totale, justifiant ainsi le choix dans nos simulations de configurer à 20% la fraction d'énergie déposée en énergie cinétique et 80% celle déposée sous forme d'énergie thermique.

4.3.2 Photoionisation

Les étoiles de type OB émettent des photons ultraviolets qui ionisent le gaz environnant. Cela mène à l'apparition de sphères de gaz ionisé, de type H II (ou H⁺) appelée Sphères de Strömgren (Strömgren, 1939). L'implémentation de cette rétroaction a été faite par Renaud et al. (2013).

Une sphère de Strömgren est définie autour de la particule stellaire avec un rayon suivant la formule suivante :

$$r_{\text{HII}} = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{L_*}{n_e^2 \alpha_r} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.26)$$

où L_* est la luminosité en termes de nombre de photons et est fonction de l'âge de la particule, a_* :

$$L_* = L_0 M_* \eta_{\text{OB}} \begin{cases} 1 & \text{si } t_{\text{ff}} < a_* < 4 \text{ Myr} \\ (4 \text{ Myr})/a_* & \text{si } 4 \text{ Myr} < a_* < 10 \text{ Myr} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.27)$$

n_e est la densité en nombre autour de l'étoile, $L_0 = 6.3 \times 10^{46} \text{ s}^{-1} M_{\odot}^{-1}$, t_{ff} le temps de chute libre défini par l'équation 3.24, η_{OB} la fraction massique d'étoiles OB dans la particule stellaire ($\eta_{\text{OB}} \sim 20\%$, comme défini plus haut) et α_r , le taux de recombinaison qui vaut : $\alpha_r = 2.1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (T_{\text{HII}}/1\text{K})^{-3/4}$. Toute cellule de gaz incluse dans cette sphère est fixée à une température $T_{\text{HII}} = 2.0 \times 10^4 \text{ K}$.

Si une sphère est contenue dans une seule cellule, cette cellule est placée à une température moyennée par le volume de la sphère comparativement à celui de la cellule.

Si deux sphères se superposent, le volume de chaque sphère est augmenté de façon à ce que le volume de gaz ionisé reste constant, la région de superposition des deux cellules ne pouvant être ionisée deux fois.

La position et le rayon de chaque sphère sont mis à jour à chaque pas de temps.

4.3.3 Pression de radiation

À l'intérieur des régions H II, la diffusion des photons énergétiques émis par l'étoile centrale sur le gaz ionisé est source d'énergie cinétique. Cela est modélisé par un *kick* des vitesses des cellules comprises dans chaque sphère (Renaud et al., 2013). Ce *kick*, d'une valeur de Δv est orienté dans la direction opposée à la particule ionisante et vaut :

$$\Delta v = s \frac{L_* h \nu}{M_{\text{HII}} c} \Delta t \quad (3.28)$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, M_{HII} la masse de la sphère de Strömgren considérée, Δt la durée du pas de temps et ν la fréquence caractéristique des photons ionisants. Dans Renaud et al. (2013), cette fréquence est de $2.45 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond aux photons Lyman α . Le paramètre s est sans dimension et correspond au nombre moyen de diffusions de chaque photon tandis qu'il traverse la sphère. Il permet de prendre en compte la perte d'énergie à la suite des collisions photons/électrons. Ce nombre est généralement entre 2 et 5 (Krumholz & Dekel, 2010; Perret et al., 2014) et est fixé à 2.5 dans Renaud et al. (2013).

4.3.4 L'importance des trois recettes.

Il est intéressant de noter que les trois recettes de rétroactions sont importantes. En effet, Bournaud (2016) montre que la quantité de gaz éjectée par la rétroaction stellaire diffère grandement selon le modèle utilisé. Ainsi, une simulation ne prenant en compte que les *recettes* photo-ionisation et pression de radiation expulsera plus de gaz qu'une simulation ne prenant en compte que les supernovæ, mais qu'une simulation incluant les trois modèles éjecte plus de gaz que la somme des deux cas précédents, comme montré en Figure 3.6.

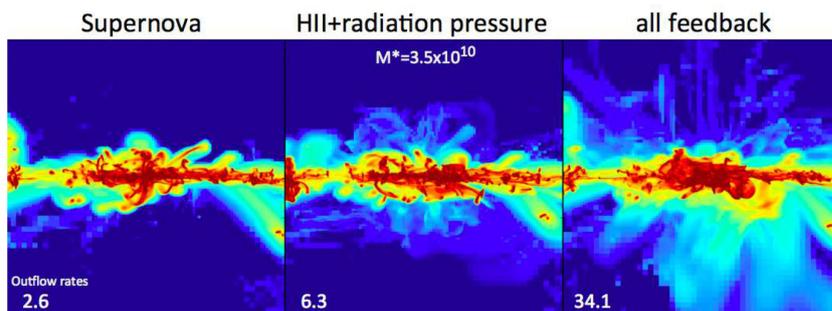


FIGURE 3.6 – Vue sur la tranche de trois simulations identiques avec des rétroactions différentes. Le modèle à gauche ne prend en compte que les supernovæ, le modèle central les deux autres recettes et le modèle à droite combine toutes les rétroactions décrites ici. Le nombre en bas à gauche de chaque image correspond au taux de gaz éjecté de la galaxie en $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Figure provenant de Bournaud (2016).

Chapitre 4

La structure interne des galaxies révélée par les simulations hydrodynamiques à haute résolution.

1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter le travail principal de cette thèse. Les résultats ont été publiés dans la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* en avril 2021 (Faure et al., 2021). L'article vise à étudier la structure interne des clumps géants, décrits au Chapitre 2, afin de :

- comprendre les différences entre observations du gaz (ALMA) et des étoiles (HST)
- expliquer la non-observation des grumeaux géants dans les galaxies qui subissent l'effet de lentilles gravitationnelles
- analyser les propriétés physiques des grumeaux pour vérifier si ce sont des structures physiques ou des artefacts dus à un manque de résolution des instruments.

Pour cela nous avons réalisé des simulations numériques de galaxies isolées avec le code RAMSES (voir Chapitre 3) puis nous avons réalisé des modèles d'observations reproduisant des observations HST de l'UV émis, à la résolution du HST puis avec un modèle de lentille gravitationnelle et enfin un modèle à très haute résolution, permettant d'étudier la structure UV fine des galaxies. Nous avons également réalisé des modèles d'observations avec ALMA OST afin d'étudier la non-détection des clumps géants par certaines observations décrites au Chapitre 2.

Les propriétés des clumps géants sont étudiées et nous déterminons si ces derniers sont des structures gravitationnellement liées ou non. Nous étudions également leur structure interne, en comparant les différentes résolutions d'observations afin de comprendre comment ils se forment.

Le chapitre est constitué de la façon suivante : je présente tout d'abord un peu plus en détail les différents modèles d'observations utilisés, puis se trouve l'article (Faure et al., 2021). Enfin, le chapitre se conclura avec une étude plus approfondie de certains paramètres des clumps géants pour tenter de déterminer leur processus de formation.

2 Des simulations pour reproduire les observations

Cette section a pour objectif de détailler les modèles d’observations utilisés dans l’article Faure et al. (2021), présenté en section suivante. Nous avons utilisé quatre modèles différents, appliqués aux quatre simulations : un modèle reproduisant l’observation UV-émis d’une galaxie à redshift 2 par le HST, le même modèle, mais à une résolution bien plus importante, de nouveau le même modèle, appliqué à une galaxie fortement lentillée par la gravité, imitant le *Cosmic Snake* (Cava et al., 2018), et enfin un dernier modèle reproduisant les observations ALMA de l’émission continue de la poussière avec ALMA OST. Un résumé des différents modèle est présenté en Table 4.1.

2.1 Conditions initiales des simulations.

Pour ces travaux, nous avons réalisé trois simulations sur les ordinateurs du Très Grand Centre de Calcul (TGCC) et du Centre Informatique National de l’Enseignement Supérieur (CINES). Chaque simulation commençait comme un disque de gaz et d’étoile suivant une loi exponentielle. Les paramètres sont donnés en Table 4.2 & 4.3. La quatrième simulation a aussi été réalisée avec RAMSES mais par Behrendt et al. (en préparation). Ces quatre simulations utilisent les techniques de simulation développées au Chapitre 3. La matière noire est quant à elle répartie selon un halo tronqué, suivant une loi de Burkert (1995).

2.2 Modèle d’observation HST

La première étape pour reproduire les observations passe par la création de modèles d’observations. Pour ce faire, nous utilisons les modèles de population stellaire développés par Bruzual & Charlot (2003). Ceux-ci permettent de calculer l’évolution des spectres de luminosité stellaire en fonction de l’âge et de la métallicité de la population stellaire. Ainsi, en supposant que la métallicité est proche de la métallicité solaire dans nos simulations, ce qui est généralement le cas pour les galaxies à un redshift autour de 2, nous sommes en mesure de produire les spectres de luminosité en fonction de l’âge. En convoluant ces spectres avec le filtre qui nous intéresse, ici F814W pour simuler l’émission d’UV par des galaxies à redshift 2, et en prenant en compte le redshift, nous obtenons le flux par unité de masse et par âge.

L’application de ce modèle aux tableaux des particules stellaires de nos simulations permet d’obtenir des cartes de flux reproduisant les observations de galaxies à redshift 2 par le filtre F814W du Télescope Spatial Hubble (HST).

Nous utilisons ici deux échelles de résolution pour la réalisation des modèles : le premier à la résolution du HST avec le filtre F814W, qui est de 0.05", c’est-à-dire environ 780 parsecs par pixels, et le second à plus haute résolution de 12 parsecs par pixels. Cela nous permet dans un premier temps d’obtenir un modèle imitant le HST et dans un second temps un modèle *témoin* révélant la structure fine des simulations. Les modèles HST des quatre simulations sont représentés en Figures 4.1, 4.3, 4.5 et 4.7. Les modèles haute résolution sont en Figures 4.2, 4.4, 4.6 et 4.8.

2.3 Modèle de lentille

Une fois les modèles HST créés, il est nécessaire de produire un modèle permettant de reproduire les effets de lentilles gravitationnelles afin de comparer les clumps détectés aux différentes résolutions.

Nous avons utilisé le logiciel LENSTOOL (Jullo et al., 2007) ainsi que le modèle construit pour le cluster MACSJ1206 (Ebeling et al., 2009). À partir de la distribution de masse du cluster, LENSTOOL produit des cartes de déplacement qui donnent la déflexion en un point donné du plan image. Nous sommes ainsi en mesure de reproduire la déflexion, le grossissement ainsi que la multiplicité en appliquant les cartes de déplacement.

Ces dernières sont appliquées aux modèles d'observation à haute résolution précédemment produits puis nous appliquons la fonction d'étalement du point du HST aux images obtenues.

La localisation de la source par rapport à la lentille a été ajustée de façon à produire un arc de 22 arcsecondes de long similaire au *Cosmic Snake*. Ainsi, nous avons obtenu une image ayant un grossissement allant $\mu = 4 - 28$, c'est-à-dire une résolution allant de 125 à 20 parsecs. Le modèle appliqué aux simulations est représenté en Figure 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12

2.4 ALMA OST

La dernière étape de la modélisation est la création de modèles pour les observations du Grand réseau d'antennes millimétrique/submillimétrique de l'Atacama (ALMA). Pour cela nous avons utilisé l'outil ALMA OST, afin de reproduire les observations de l'émission continue de la poussière.

Un des paramètres clés de l'outil est le flux maximal émis par un pixel de l'image d'entrée. La méthode utilisée est la suivante : nous calculons la luminosité infrarouge totale de la galaxie puis, en supposant une distribution spectrale de l'énergie (SED) similaire à Béthermin et al. (2012) et en supposant une température de poussière de 30K, nous pouvons déterminer le flux observé à une fréquence donnée. Ce flux total est alors rapporté par pixel, proportionnellement à leur valeur initiale pour déterminer le flux émis pour chaque pixel.

En connaissant le taux de formation stellaire de la simulation sur la snapshot à modéliser, il est possible de déterminer la luminosité infrarouge totale par la formule suivante (Béthermin et al., 2012, équation 8) :

$$L_{\text{IR}} = \frac{\text{SFR}}{K} \times \frac{10^{0.4 \times r_{1500}}}{1 + 10^{0.4 \times r_{1500}}} \quad (4.1)$$

où r_{1500} est défini par ((Béthermin et al., 2012, équation 7) :

$$r_{1500} = 2.5 \times \log \left(\frac{\text{SFR}_{\text{IR}}}{\text{SFR}_{\text{UV}}} \right) = 4.07 \times \log \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right) - 39.32 \quad (4.2)$$

et K est donné par la relation de Schmidt-Kennicutt (Kennicutt, 1998) :

$$K = \frac{\text{SFR}_{\text{IR}}}{L_{\text{IR}}} = 1.7 \times 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot L_{\odot}^{-1} \quad (4.3)$$

Le flux d'une galaxie à $z = 2$ et ayant pour température de la poussière de 30K est donné par (Magdis et al., 2012; Béthermin et al., 2012, et communication privée) :

$$f_{217\text{ GHz}} = 2.46589 \times 10^{-16} \times L_{\text{IR}} \left(\frac{\text{Jy}}{L_{\odot}} \right) \quad (4.4)$$

Puisque la poussière d'une galaxie est un traceur de la formation d'étoile qui est elle-même réalisée dans un environnement dense en gaz, nous avons choisi comme input initial une carte du gaz plus dense que 100 H cc^{-1} , ce qui donne un flux par pixel de :

$$f(x) = f_{217\text{ GHz}} \times \frac{\rho(x)}{\sum_{x'} \rho(x')} \quad (4.5)$$

La liste complète des autres paramètres est donnée dans la Table 4.4.

Afin de reproduire un panel d'observation suffisamment large et de prendre en compte les effets de sensibilité, à l'inverse des modèles HST, nous avons simulé des observations à différentes résolutions et pour différents temps d'observations, 3, 10 et 24h. Les différentes résolutions sont choisies pour correspondre aux observations d'études déjà existantes : $0.3''$ (Cibinel et al., 2017), $0.1''$, $0.05''$ (pour correspondre au HST) et $0.02''$ (Rujopakarn et al., 2019).

Cependant, comme nous sommes plus intéressés par les effets de résolutions, nous avons aussi créé, pour chaque résolution, une observation idéalisée, sans bruit. Pour ce faire, nous avons augmenté artificiellement la luminosité de la galaxie par un facteur 10^9 , permettant une sensibilité quasi infinie avec un faible temps d'observation. Ceci est fait pour montrer la limite de détectabilité de nos structures si le bruit est négligeable.

La Figure 4.13 présente un exemple de simulation observée par notre modèle, dans toutes les résolutions et à tous les temps d'observations, ainsi que sur la colonne de droite, l'observation idéalisée par résolution.

Instrument	Résolution	Outil
HST	780 pc/pixel	Modèle HST F814W
	12 pc/pixel	Modèle HST F814W
	125 - 20 pc/pixel	Lentille + Modèle HST F814W
ALMA	$0.02''$	ALMA OST
	$0.05''$	
	$0.1''$	
	$0.3''$	

TABLE 4.1 – Tableau résumé des différents modèles d'observation utilisés

CHAPITRE 4. LA STRUCTURE INTERNE DES GALAXIES RÉVÉLÉE PAR LES
SIMULATIONS HYDRODYNAMIQUES À HAUTE RÉOLUTION.

Paramètres	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Masse de gaz initiale	$2.0 \times 10^{10} M_{\odot}$	$3.5 \times 10^{10} M_{\odot}$	$6.4 \times 10^{10} M_{\odot}$
Fraction de gaz initiale	50%	50%	50%
Rayon caractéristique du gaz	5 kpc	13 kpc	12 kpc
Rayon caractéristique des étoiles	5 kpc	4 kpc	5 kpc
Modèle de rétroaction stellaire	Complet	Complet	Cinétique uniquement
Modèle de refroidissement	Full	Full	Pseudo-cooling
Résolution AMR la plus fine	1.5 pc/cell	0.4 pc/cell	0.2 pc/cell
Résolution AMR brute	780 pc/cell	390 pc/cell	195 pc/cell
Sueil de formation stellaire	1.0×10^2 H/cc	1.0×10^2 H/cc	$1.9 \times 10^4 M_{\odot}$
Masse des nouvelles étoiles	$1.2 \times 10^4 M_{\odot}$	$1.5 \times 10^3 M_{\odot}$	$1.9 \times 10^4 M_{\odot}$
Masse du bulbe/masse totale	15%	15%	15%

TABLE 4.2 – Paramètres des simulations 1 & 2 & 3 utilisées dans Faure et al. (2021).

Paramètres	Simulation 4 (Behrendt et al., in prep)
Masse de gaz initiale	$3.7 \times 10^{10} M_{\odot}$
Fraction de gaz initiale	100%
Rayon caractéristique du gaz	5.26 kpc
Rayon caractéristique des étoiles	5.26 kpc
Modèle de rétroaction stellaire	SN uniquement
Modèle de refroidissement	Complet avec seuil à $T = 10^4$ K
Résolution AMR la plus fine	2.9 pc/cell
Résolution AMR brute	750 pc/cell
Sueil de formation stellaire	2.0×10^4 H/cc
Masse des nouvelles étoiles	$2.3 \times 10^4 M_{\odot}$
Masse du bulbe/masse totale	0%

TABLE 4.3 – Paramètres de la simulations 4 utilisée dans Faure et al. (2021).

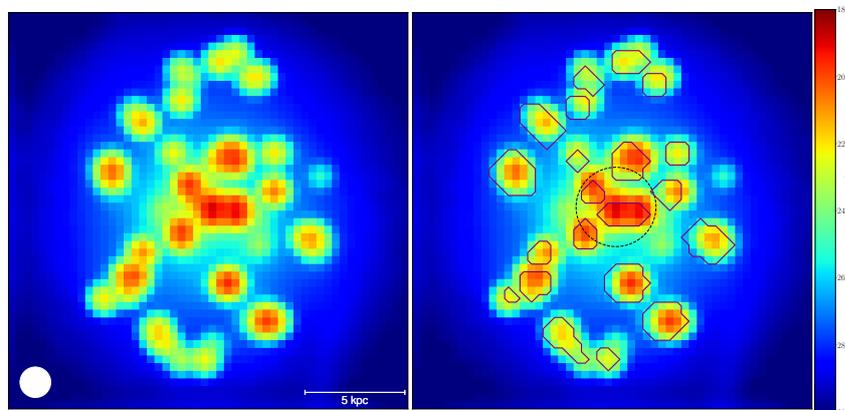


FIGURE 4.1 – Modèle d’observations HST pour la simulation 1. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

Paramètre	Valeur
Observing mode	Continuum
Central frequency	217 GHz
Bandwith	7.5GHz
Full Stokes parameters	No
Number of polarizations	2
Required resolution	0.02"
	0.05"
	0.1"
Pointing strategy	Mosaic
	3h
On-source time	10h
	24h
Number of visits	1
Atmospheric conditions (PWV)	0.472 mm (1st Octile)

TABLE 4.4 – Liste des différents paramètres donnée à ALMA OST.

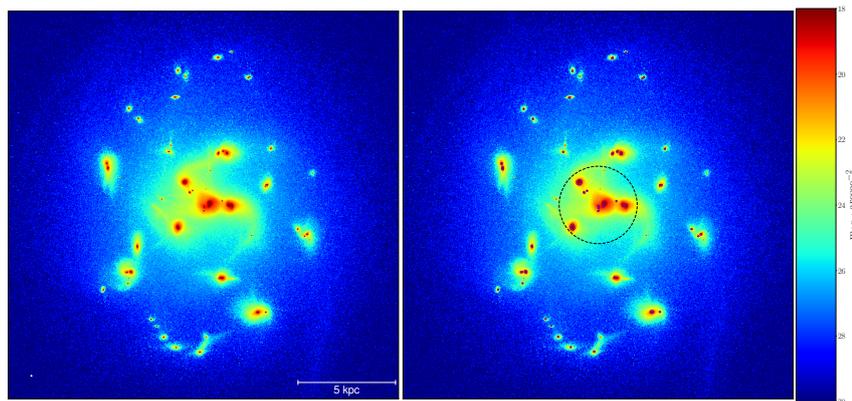


FIGURE 4.2 – Modèle d’observations haute résolution pour la simulation 1. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

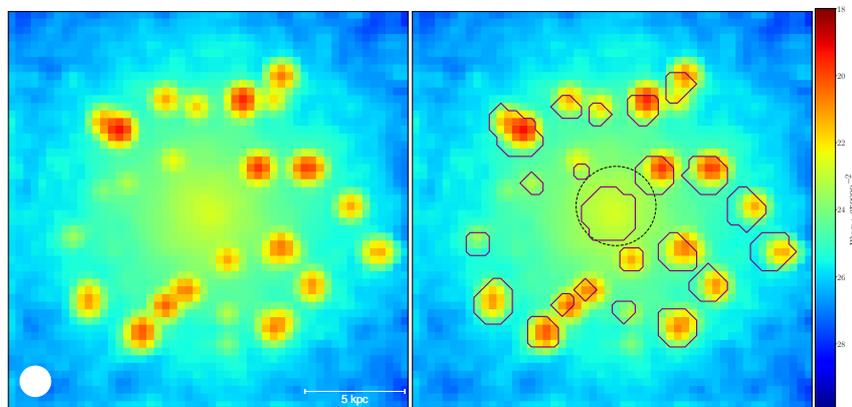


FIGURE 4.3 – Modèle d’observations HST pour la simulation 2. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

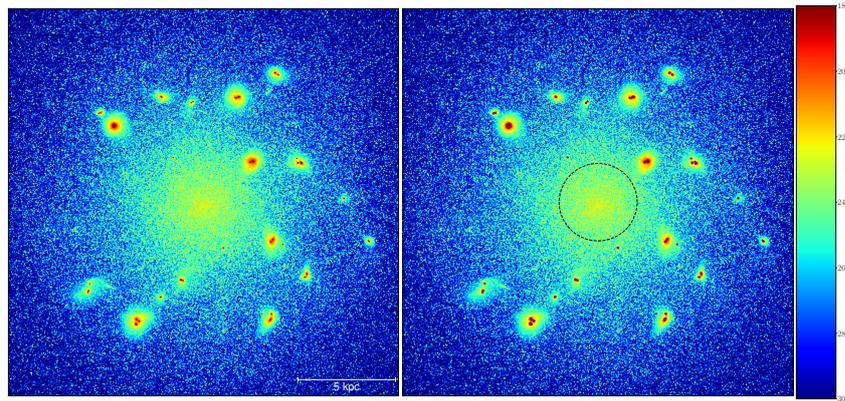


FIGURE 4.4 – Modèle d’observations haute résolution pour la simulation 2. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

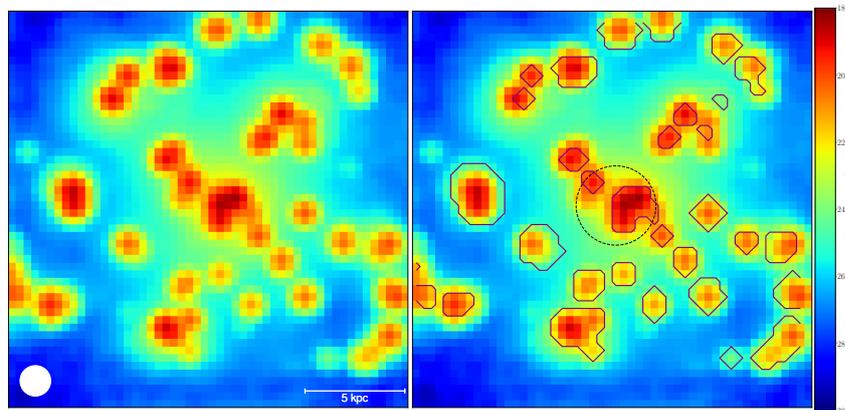


FIGURE 4.5 – Modèle d’observations HST pour la simulation 1. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

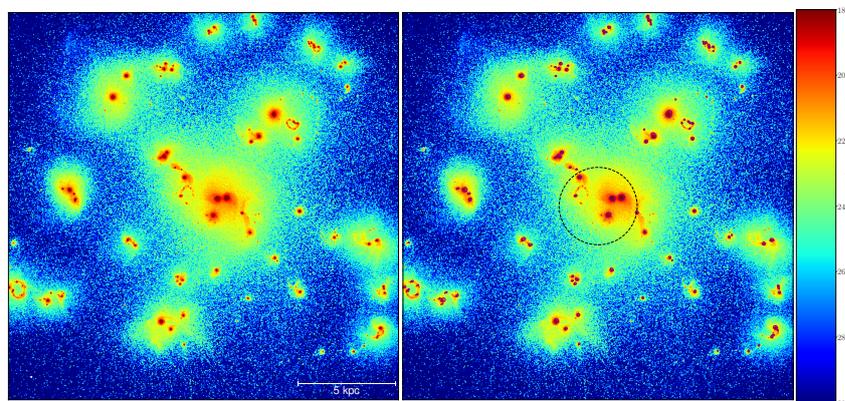


FIGURE 4.6 – Modèle d’observations haute résolution pour la simulation 3. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

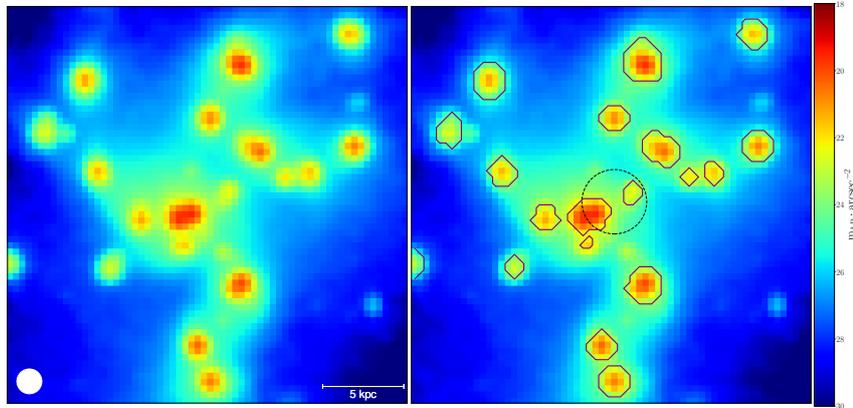


FIGURE 4.7 – Modèle d’observations HST pour la simulation 4. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

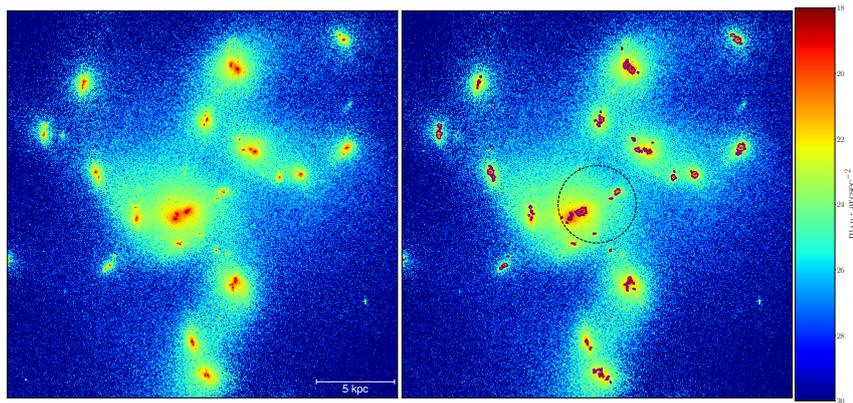


FIGURE 4.8 – Modèle d’observations haute résolution pour la simulation 4. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par AstroDendro.

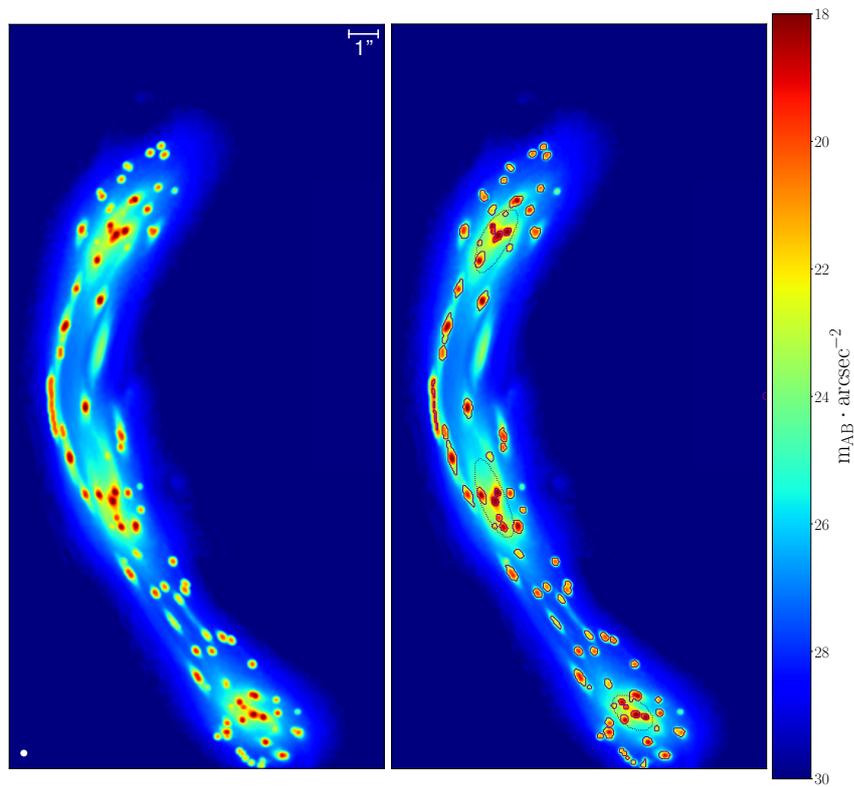


FIGURE 4.9 – Modèle d’observations HST lentillé pour la simulation 1. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par Astro-dendro.

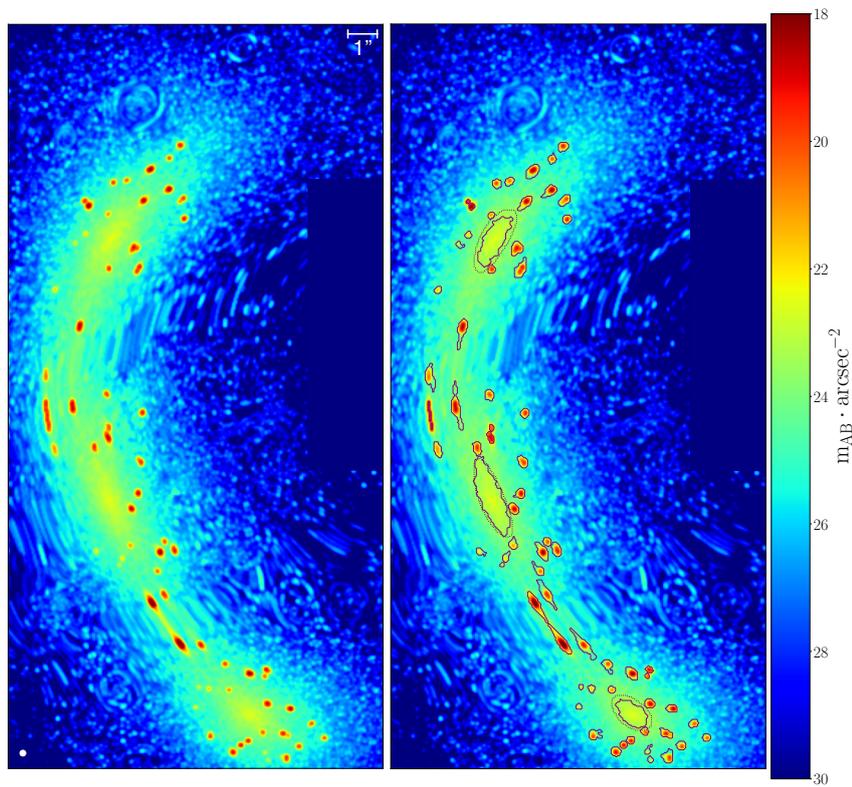


FIGURE 4.10 – Modèle d’observations HST lentillé pour la simulation 2. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par Astro-dendro.

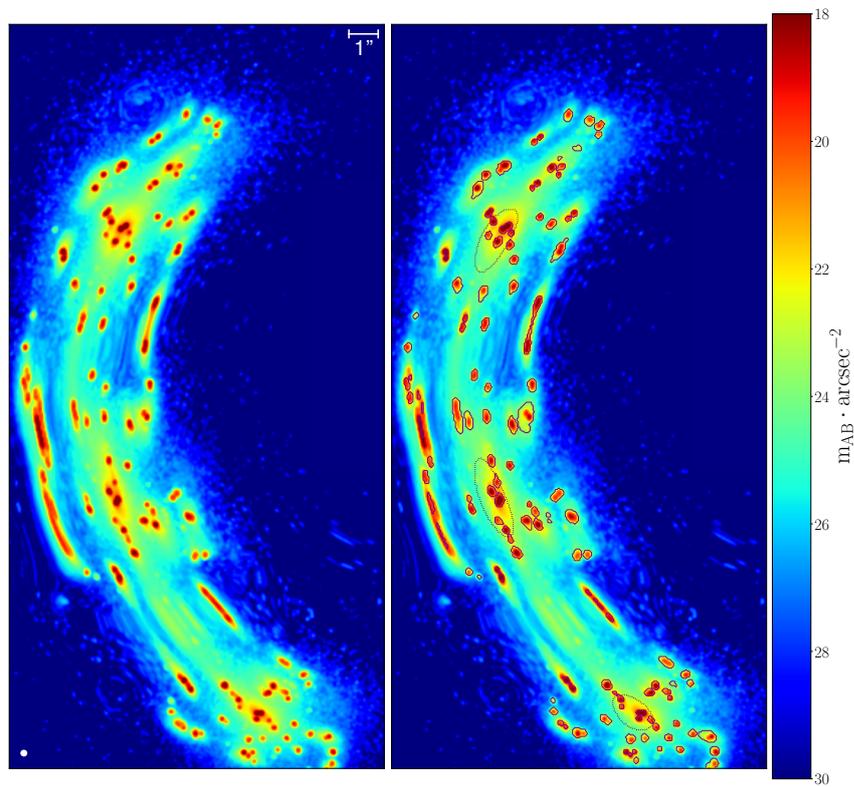


FIGURE 4.11 – Modèle d’observations HST lentillé pour la simulation 3. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par Astro-dendro.

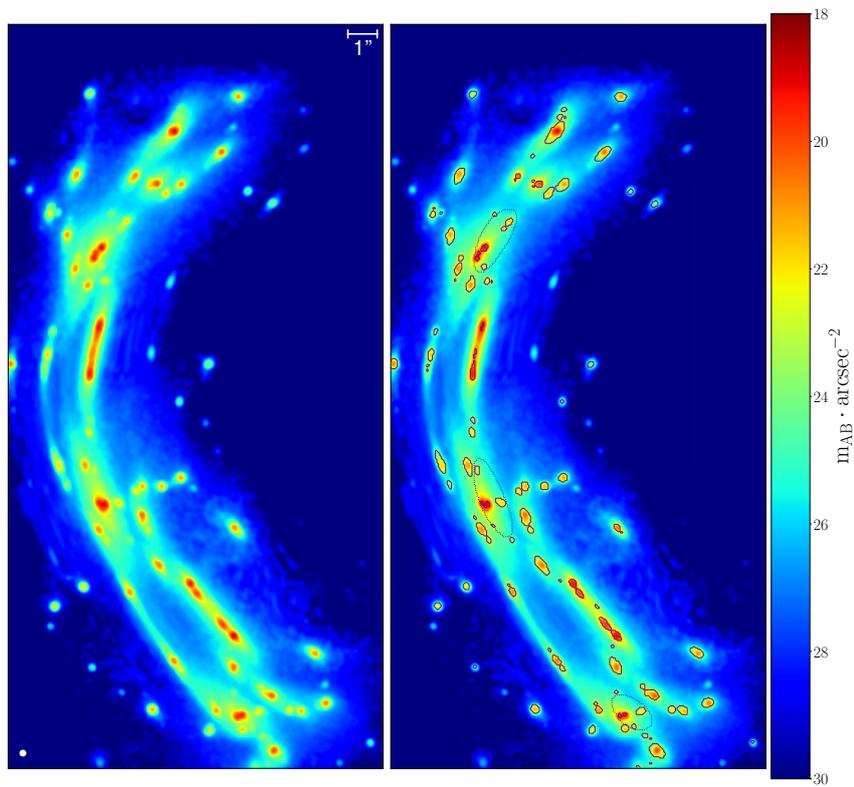


FIGURE 4.12 – Modèle d’observations HST lentillé pour la simulation 4. La figure de gauche présente le modèle. À droite, le modèle avec les clumps trouvé par Astro-dendro.

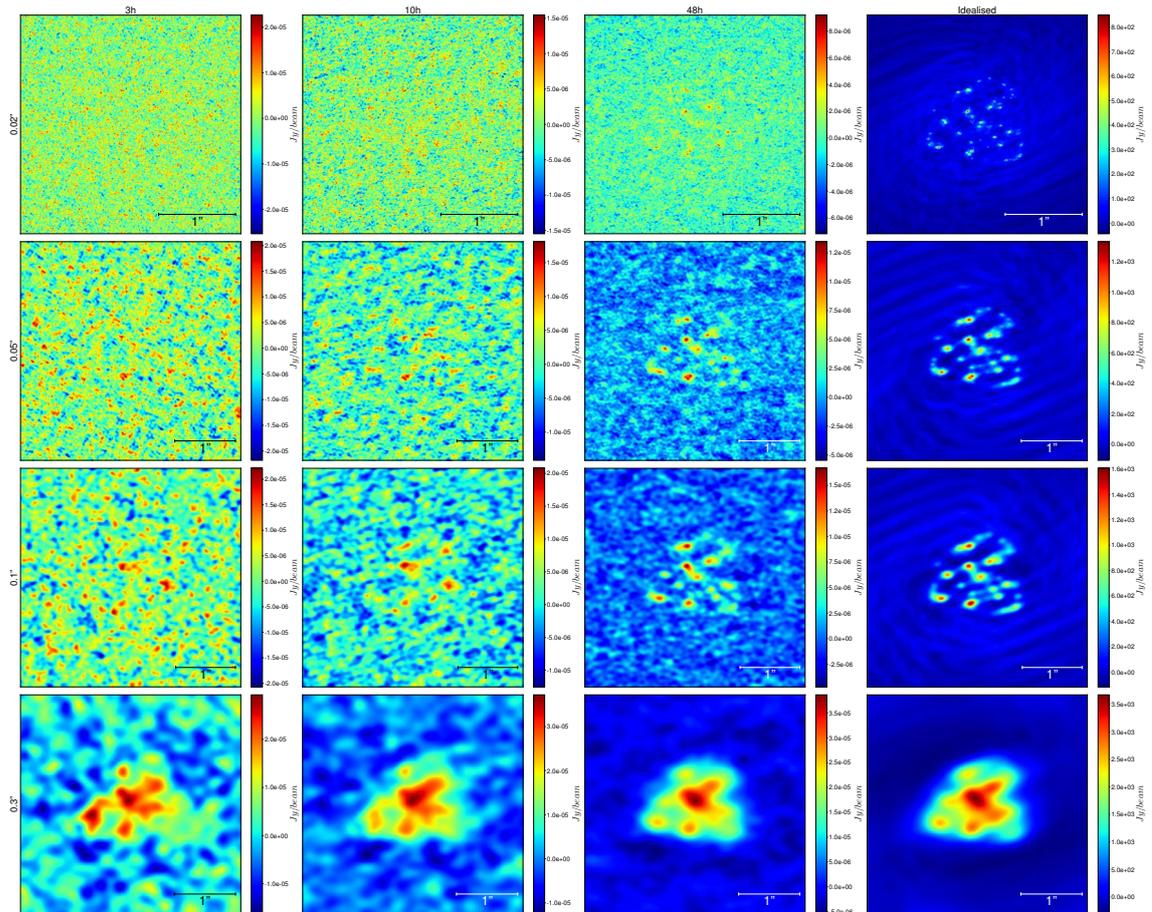


FIGURE 4.13 – Modèle d’observations ALMA pour la simulation 3. Chaque colonne correspond à un temps d’observation, de gauche à droite : 3h, 10h, 48h, modèle idéalisé. Chaque ligne correspond à une résolution, de haut en bas : 0.02'', 0.05'', 0.1'', 0.3''.

Hierarchical fragmentation in high redshift galaxies revealed by hydrodynamical simulations

Baptiste Faure^{1*}, Frédéric Bournaud¹, Jérémy Fensch^{2,3}, Emanuele Daddi¹,
Manuel Behrendt^{4,5}, Andreas Burkert^{4,5} and Johan Richard⁶

¹AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 91191 Gif-sur-Yvette, France

²Univ. Lyon, ENS de Lyon, Univ. Lyon 1, CNRS, Centre de recherche Astrophysique de Lyon, UMR5574, F-69007 Lyon, France

³European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany

⁴Universitäts-Sternwarte München, Scheinerstr. 1, D-81679 München, Germany

⁵Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, Giessenbachstraße 1, D-85748 Garching, Germany

⁶Univ Lyon, Univ Lyon1, Ens de Lyon, CNRS, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon UMR5574, F-69230, Saint-Genis-Laval, France

29 January 2021

ABSTRACT

High-redshift star-forming galaxies have very different morphologies compared to nearby ones. Indeed, they are often dominated by bright star-forming structures of masses up to $10^{8-9} M_{\odot}$ dubbed «giant clumps». However, recent observations questioned this result by showing only low-mass structures or no structure at all. We use Adaptive Mesh Refinement hydrodynamical simulations of galaxies with parsec-scale resolution to study the formation of structures inside clumpy high-redshift galaxies. We show that in very gas-rich galaxies star formation occurs in small gas clusters with masses below $10^{7-8} M_{\odot}$ that are themselves located inside giant complexes with masses up to 10^8 and sometimes $10^9 M_{\odot}$. Those massive structures are similar in mass and size to the giant clumps observed in imaging surveys, in particular with the Hubble Space Telescope. Using mock observations of simulated galaxies, we show that at very high resolution with instruments like the Atacama Large Millimeter Array or through gravitational lensing, only low-mass structures are likely to be detected, and their gathering into giant complexes might be missed. This leads to the non-detection of the giant clumps and therefore introduces a bias in the detection of these structures. We show that the simulated giant clumps can be gravitationally bound even when undetected in mocks representative for ALMA observations and HST observations of lensed galaxies. We then compare the top-down fragmentation of an initially warm disc and the bottom-up fragmentation of an initially cold disc to show that the process of formation of the clumps does not impact their physical properties.

Key words: galaxy evolution – high redshift

1 INTRODUCTION

For two decades, deep imaging surveys have revealed that high-redshift ($z > 1$) star-forming galaxies have optical and near-infrared morphologies that strongly differ from nearby galaxies. The distribution of star formation that is revealed by optical data is often dominated by irregular structures such as the so-called “giant clumps” and at the same time long spiral arms are often absent (e.g., Cowie et al. 1996; Elmegreen et al. 2005; Genzel et al. 2006; Guo et al. 2018; Zanella et al. 2019). The giant clumps can reach sizes of several hundreds of parsecs and stellar masses of a few 10^8 , sometimes 10^9 , solar masses. The clumps are actively star-forming with typical star formation rates of several solar masses per year in each clump (Elmegreen & Elmegreen 2005; Elmegreen et al. 2007). Clumpy galaxies are generally found to have

mass distributions and velocity field consistent with rotating discs (Genzel et al. 2008; Bournaud et al. 2008) and generally lack signatures of mergers (Cibinel et al. 2015). The standard picture for the formation of such clumpy disc galaxies is the fragmentation, under gravitational instability, of gas-rich discs (Noguchi 1999; Bournaud et al. 2007; Agertz et al. 2009; Dekel et al. 2009; Ceverino et al. 2010). The high observed gas fractions, about 50% of the baryonic mass at redshift 2 (Daddi et al. 2010; Tacconi et al. 2010; Combes et al. 2013; Santini et al. 2014; Zanella et al. 2018) and high turbulent speeds ($\sim 50 \text{ km s}^{-1}$ Genzel et al. 2006, 2008; Bournaud et al. 2008; Swinbank et al. 2009, 2010) are consistent with this scenario. In this scenario, giant clumps form by gravitational instabilities and may subsequently fragment in sub-structures while remaining gravitationally bound. Alternatively, a *bottom-up* scenario where the gaseous disc fragments into small clumps that then agglomerate to form the giant clumps is also proposed (Behrendt et al. 2015, 2016,

* Contact e-mail: baptiste.faure@cea.fr

2019). To date, observations lack resolution to detect the predicted substructures and thus understand their formation.

The evolution of giant clumps remains actively debated. In particular no consensus has been found on their survival against stellar feedback. Some recent simulations (e.g., Hopkins et al. 2012; Oklopčić et al. 2017, but see Fensch & Bournaud 2020) suggest that feedback is strong enough to destroy the giant clumps in a few tens of million years. Indeed radiative feedback from massive stars may play an important role in the disruption of giant clumps (Murray et al. 2010; Krumholz & Dekel 2010). Yet, other analytical models and simulations including radiative feedback found that feedback effects can disrupt clumps less massive than $10^{7-8} M_{\odot}$, while more massive clumps could survive feedback, due in particular to the continuous re-accretion of gas from the large-scale reservoirs in the galactic disc (Dekel & Krumholz 2013; Bournaud et al. 2014; Ceverino et al. 2015). Note that survival to feedback makes it possible for giant clumps to migrate toward the center of the galaxy through dynamical friction, leading to the growth of the bulge (e.g., Bournaud 2016, for a review). Probing the evolution of giant clumps remains crucial to understand the evolution of high-redshift galaxies.

More recently, the very existence of giant clumps themselves has been questioned. Indeed, observations of strongly lensed galaxies, such as the Cosmic Snake (Cava et al. 2018), only detected smaller and lower mass clumps, with a median stellar mass not larger than $1 \times 10^8 M_{\odot}$ yielding to the conclusion that the mass of giant clumps in Hubble Space Telescope (HST) images could have been largely over-estimated (see also Dessauges-Zavadsky et al. 2017, 2019). Moreover attempts to detect the gaseous counter part of optical giant clumps with Atacama Large Millimeter Array (ALMA) (Cibinel et al. 2017; Rujopakarn et al. 2019; Ivion et al. 2020) only provided upper limits on gas masses lower than those expected from the UV rest frame luminosity and star formation rate of the giant clumps. This might indicate that gas has already been expelled by feedback from stellar giant clumps that are still UV bright. These observations also tentatively question the survival to feedback if not the very existence of giant clumps in the 10^8 and $10^9 M_{\odot}$ mass range and sizes up to ~ 500 pc by proposing, inter alia, beam smearing or differential extinction as explanation of previously mis-interpreted observations.

In this paper we show that the observations at high *effective* resolution (ie. high angular resolution or observation of strongly lensed galaxies) detect the sub-structures of the giant clumps but may miss these giant clumps. We use sub-parsec scale numerical simulations of isolated galaxies, focusing on purpose on very gas-rich and very clumpy systems, as described in Section 2. From those, we create mock observations whose wavelength and resolution are representative of previously cited observations as well as integration of gravitational lens model. We specify the mocks creation in Section 3. We then analyse the clumps found on the mocks by a clump-finder in Section 4. We then discuss the connection between all scales structures before analysing their physical existence as well as their process of formation in Section 5 and 6. Finally, we show that detecting the giant clumps in high resolution data would require to degrade the resolution,

which is not possible with existing ALMA data that generally lack sensitivity.

2 SIMULATIONS

Our goal is to simulate isolated gas-rich ($\sim 50\%$ gas fraction) galaxies with little bulge ($\sim 15\%$), which is not uncommon at a redshift of 2. There exist a variety of galaxies at those redshift but we focus here on the most disk-dominated and gas-rich ones, and the most clumpy ones. Less clumpy galaxies could result from the same physical model – in particular a similar feedback scheme – with a somewhat lower gas fraction (see below and Fensch & Bournaud 2020) or, possibly, a higher bulge/spheroid fraction (Bournaud & Elmegreen 2009).

2.1 Simulation technique

The simulations presented in this paper are performed with the Adaptive Mesh Refinement (AMR) code RAMSES (Teyssier 2002) with physical models globally similar to in Bournaud et al. (2014). The coarse level ranges from 200 to 800 pc for each simulation, and each AMR cell is refined into 2^3 new cells if i) its gas mass is larger than $2 \times 10^4 M_{\odot}$, or ii) the local thermal Jeans length is smaller than four cells, or iii) it contains more than 40 particles. The smallest resolution ranges from 1.0 to 0.2 pc (see Table 1 for each simulation). An artificial pressure floor is added to high-density gas, such that the Jeans' length cannot drop below four time the smallest cell size. This is typically considered to avoid artificial fragmentation by accounting for stabilising internal turbulent motions, smeared out by the resolution (Truelove et al. 1997; Ceverino et al. 2012). As in Teyssier et al. (2010), the equation of this pressure floor reads, with x_{\min} being the smallest cell size :

$$P_{\text{Jeans}} = 16x_{\min}^2 G \rho_{\text{gas}}^2 / \gamma \pi \quad (1)$$

One should note that this artificial pressure floor does not impact fragmentation and clumps properties. Indeed, turbulence dominates over thermal pressure in the studied clumps (see Section 6.2). As an additional precaution we impose a minimal size for our clumps, in order not to have structures that are only on the pressure floor.

The simulations start as idealised models of isolated galaxies with sizes, masses and gas fractions representative of star-forming galaxies at redshift $z \sim 2$. Table 1 lists the initial parameters of our three galaxy models. A fourth model from Behrendt et al. (in prep) is also used and is labelled as Simulation 4. It was also performed with RAMSES and presents the same artificial pressure floor as in our simulations.

The stellar sizes and masses are representative for the typical mass-size relation of high-redshift galaxies (Dutton et al. 2011). Over the simulations we vary the gas disc scale-length with respect to the stellar disc radius to have a proper sample of galactic compacity¹. Simulations 1 to 3 all start with a stellar bulge that represents 15% of the initial stellar mass.

¹ While the gaseous scale length are largely unknown at redshift 2, such a diversity of gas compactness with respect to stellar sizes is observed at least in the local universe (de Blok et al. 2008).

Table 1. Simulations parameter

Parameter	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3	Simulation 4 (Behrendt et al., in prep)
Initial gas mass	$2.0 \times 10^{10} M_{\odot}$	$3.5 \times 10^{10} M_{\odot}$	$6.4 \times 10^{10} M_{\odot}$	$3.7 \times 10^{10} M_{\odot}$
Initial gas fraction	50%	50%	50%	100%
Gaseous exponential radius	5 kpc	13 kpc	12 kpc	5.26 kpc
Stellar exponential radius	5 kpc	4 kpc	5 kpc	5.26 kpc
Feedback model	Full	Full	Kinetic only	SN feedback only
Cooling model	Full	Full	Pseudo	Full with temperature floor at 10^4 K
Fine AMR resolution	1.5pc/cell	0.4pc/cell	0.2pc/cell	2.9pc/cell
Coarse AMR resolution	780pc/cell	390pc/cell	195pc/cell	750pc/cell
Star formation threshold	1.0×10^2 H/cc	1.0×10^2 H/cc	1.0×10^4 H/cc	2.0×10^4 H/cc
Mass of new stars	$1.2 \times 10^4 M_{\odot}$	$1.5 \times 10^3 M_{\odot}$	$1.9 \times 10^4 M_{\odot}$	$2.3 \times 10^4 M_{\odot}$
Bulge mass in stellar mass fraction	15%	15%	15%	0%

Simulations 1 to 3 start with an initial disc at a temperature of 2×10^5 K, preventing it to form structures. The disc evolves for 100 Myr at this constant and warm temperature so that the initial conditions relax into an axisymmetric disc at equilibrium. After this initial phase, gas cooling is activated, which allows gas to form dense structures. In simulations 1 and 2, the cooling is done by successive stages to assure the first structures to form are massive. At the time of the analysis, our three original simulations were run for a few hundred million years, the time for the feedback activation plus a few dynamical times. Simulation 4 was run for 700 Myr, the time for the galaxy to reach a 73% gas fraction.

Cooling is implemented similarly to Perret et al. (2014): we model fine-structure cooling, heating from a Haardt & Madau (1996) uniform UV background, the cooling and heating rates being tabulated by Courty & Alimi (2004) assuming solar gas metallicity.

2.2 Star formation and feedback

Star formation and feedback are modelled as in Renaud et al. (2013) (see also Dubois & Teyssier 2008). At each time step of duration dt , cells with gas density higher than a threshold ρ_* are allowed to form stars. For each cell above the threshold and of physical size d_x , a dimensionless integer n_* is drawn, following a Poisson distribution of mean value $\rho_{\text{SFR}} d_x^3 dt / M_*$: a non-zero value of n_* implies the conversion of the mass of $n_* M_*$ into one or a few stellar particles. ρ_{SFR} is the local star formation rate according to the Schmidt law: $\rho_{\text{SFR}} = \epsilon \rho / t_{\text{ff}}$, where ρ is the gas density, ϵ is the star formation efficiency set to 2% throughout this paper, and t_{ff} is the local free-fall time given by $t_{\text{ff}} = \sqrt{3\pi / (32G\rho)}$. M_* is the mass of newly formed stellar particles.

Three different stellar feedback mechanisms have been included, following Renaud et al. (2013) and Bournaud et al. (2014):

- *photo-ionization of HII regions*: around each stellar particle younger than 10 Myr, a photoionized region is computed using a Strömgen sphere approximation, taking into account recombination. Each sphere can be larger or smaller than a gas cell. When HII regions overlap, the volume of each is increased not to ionize the gas twice. Gas in this HII region is heated to 2.5×10^4 K to model photo-ionization. We take into account the doubling of number density through photo-ionization. More details can be found in Renaud et al. (2013).

- *Radiation Pressure*, using the scheme described in Re-

naud et al. (2013): a fraction of the momentum available in photons emitted by young stars is distributed to the gas in the HII regions defined above. The momentum is time-dependant and computed from the luminosity of stars younger than 10 Myr (see equation 2 in Renaud et al. (2013)).

- *Supernovae*: as in Bournaud et al. (2014), 20% of the mass of stellar particles is converted into energy into the surrounding gas 10 Myr after their formation in the form of kinetic (20%) and thermal energy (80%). The kinetic energy is injected in a 3 cell-radius sphere, in the form of a velocity kick.

It is important to note that these feedback recipes and the calibration used here are not particularly weak (and the cooling is not particularly strong), in the sense that, when used in gas-poor galaxies they are not creating clumps as large or massive as the one that will be studied here and the lower-mass clump formed in gas poor galaxies are not long-lived. The same set of feedback recipes and a roughly similar calibration has been used in (Renaud et al. 2015) and successfully created short-lived Giant Molecular Clouds in isolated (and interaction) Milky Way-like galaxies with 5–10% gas fractions. Without going to such low gas fractions (that are rare at redshift two among star-forming galaxies), (Fensch & Bournaud 2020) have recently shown that lowering the gas fraction to 25%, that is by only a factor two (which is not uncommon among star-forming galaxies at redshift two) results in clumps that are slightly less massive and are above all much shorter-lived, independently of the very details of the feedback calibration. Hence our simulations are expected to represent a large fraction of star-forming disk-dominated galaxies at redshift two, but do not imply that all of them are extremely clumpy, even less at lower redshifts. Note that the formation of giant clumps with a gas fraction about 50% also depends on the bulge/spheroid mass (Bournaud & Elmegreen 2009).

The first two simulations were run with this whole set of feedback mechanisms. The third simulation uses a simpler model in order to reach higher spatial resolution. Instead of computing gas cooling and heating we impose an equation of state where the temperature is defined as a function of gas density (the *pseudo-cooling* equation of state, Bournaud et al. (2010), Figure 1) while keeping the pressure floor introduced in the previous section. Only kinetic supernovae and radiation pressure feedback are used in this third simulation.

In addition, we checked that the star formation rate of each galaxy is representative for main sequence galaxies at

a redshift of two. The simulations properties at the time of analysis are summarised in Table 2. Each galaxy presents a SFR between 30 and 215 $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, consistent with star forming galaxies of similar stellar masses at redshift 2 (Elbaz et al. 2011; Schreiber et al. 2015).

3 ANALYSIS

3.1 Generating mock HST images

We create mock HST observations in the F814W filter assuming a redshift $z = 2$. We use the Bruzual & Charlot (2003) stellar evolution model, with solar metallicity and Salpeter (1955) initial mass function (IMF).² Stars present in the initial conditions are given a random age between 300 Myr and 3 Gyr with a uniform distribution.

Luminosity maps are created at two different resolutions: one matching HST resolution in the band F814W for $z = 2$, i.e. a 0.05" angular resolution corresponding to roughly 500 parsec per pixels, and one with a very high resolution of 12.2 parsec per pixels. The first maps are created to compare with HST observations, and the latter in order to detect possible smaller-scale structures.

Dust attenuation is similar in giant clumps and in the rest of clumpy galaxies (Elmegreen et al. 2005, 2007). We do not take into account dust attenuation or scattering for the creation of the mocks. However, previous studies performed with dust extinction present similar irregular and clumpy structures (see in particular Behrens et al. 2018).

3.2 ALMA

We use the ALMA Observation Support Tool (OST, Heywood et al. 2011) to create mocks representative for ALMA dust continuum observations that include sensitivity effects. We compute an integrated infra-red luminosity from the star formation rate assuming a Salpeter IMF (Salpeter 1955) using (Béthermin et al. 2012, Equation 8) model. From the infra-red luminosity we compute the flux for a galaxy at $z = 2$ observed at 217 GHz assuming the Spectral Energy Distribution from Béthermin et al. (2012) with a dust temperature of 30K and in agreement with Magdis et al. (2012); Béthermin et al. (2015). As a based map for ALMA OST, we use a map of the gas denser than 100 H/cc. We then use the OST simulator with different beam sizes and different observation times with a precipitable water vapor (PWV) of 0.472mm. As a reference, we also create an ideal observation with virtually infinite sensitivity. Those mocks are used in Section 6.3 in order to tackle sensitivity effects.

3.3 Creation of the lensed images

We have produced realistic observations of the simulated maps as seen through the magnification of a lensing cluster core. To do this, we have used the software Lenstool

² Mocks created with a Chabrier (2003) IMF only present a higher contrast between low and high stellar mass regions as seen in Appendix B. The clumps detection being mainly determined by the clump finder parameters (see 3.4), the IMF does not play a significant role here.

(Jullo et al. 2007)³ and the model constructed for the cluster MACSJ1206 (Ebeling et al. 2009), where the clumpy $z = 1$ arc called the ‘Cosmic Snake’ (Cava et al. 2018; Dessauges-Zavadsky et al. 2019) is located. By applying high resolution *displacement maps*, giving the angular deflexion at a given point in the image plane, to our simulation, and surface brightness conservation, we are able to reproduce image deflexion, magnification, as well as multiplicity. The instrumental PSF is afterwards applied on these simulated images. We have adjusted the source plane location of our simulated galaxy in order to produce a 22 arcsec long extended arc, similar to the Cosmic Snake. At this location, the typical magnification ranges from $\mu = 4 - 28$, resulting in an effective resolution between ~ 125 pc and ~ 20 pc for HST mock observation. This galaxy is selected as it exhibits a direct comparison of a typical main-sequence high-redshift galaxy to its strongly lensed counterpart. Moreover, its lensing is stronger than most lensed galaxies allowing for a much better analysis of the structures.

3.4 Clump finder

In order to detect structures and clumps we use the clump finder AstroDendro⁴. The algorithm creates a dendrogram starting from the pixel with the maximum value. It then goes to the next largest value. If this pixel is a local maximum a new structure is created and if it is not, it is added to the closest structure. Two structures are merged into a branch as soon as the selected pixel is not a local maximum and is adjacent to two structures. One can take into account the noise of the data by setting a threshold for both the minimal value (`min_value`) and the minimal interval required between two peaks to create a new structure (`min_delta`). One can also select the number of pixels a structure needs to have to be considered as a clump (`min_npix`). Each value of `min_npix` and `min_value` are selected so that found structures cannot be only composed of cells at the finest refinement level. This is done in order to avoid having strong artificial thermal pressure due to the high-density pressure floor (see Section 2.1). In order to use the same parameters over all simulations, we defined them from the r.m.s. of the input image, depending on the resolution (see Table 3).

We run the clump finder on each type of mock images for all four simulations. Once a clump is found we compute the gas mass, the stellar mass and the mass of the stars that were formed less than 10^8 years before the time of the mock, called young stars mass hereafter. The computation is done by a direct use of the simulation data to get the mass of each component contained in the contour of the clumps. As we do not detect three-dimensional structures the mass is integrated on the thickness of the disc. Using AstroDendro for a 3D detection of the structures shows only a 10% difference in the masses values compared to the method described above. For simplicity and consistence with observations, the 2D detection is used in the next sections.

³ Publicly available at <https://projets.lam.fr/projects/lenstool/wiki>

⁴ <http://www.dendrograms.org/>

Table 2. Simulations parameter at the time of the analysis

Parameter	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3	Simulation 4
Gas mass	$9 \times 10^9 M_{\odot}$	$3.1 \times 10^{10} M_{\odot}$	$2.6 \times 10^{10} M_{\odot}$	$2.3 \times 10^{10} M_{\odot}$
Gas fraction	23 %	44 %	20 %	73 %
Stellar mass	$3.1 \times 10^{10} M_{\odot}$	$3.9 \times 10^{10} M_{\odot}$	$1.0 \times 10^{11} M_{\odot}$	$8.2 \times 10^9 M_{\odot}$
Star Formation Rate *	$75 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$	$79 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$	$215 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$	$33 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$
Specific Star Formation Rate	2.4 Gyr^{-1}	2.0 Gyr^{-1}	2.2 Gyr^{-1}	4 Gyr^{-1}
Time at analysis	340 Myr	346 Myr	200 Myr	740 Myr

* SFR is computed by averaging the total gas diminution over 15Myr.

Table 3. Clump finder parameter. Each value is multiplied by the rms of the input image.

Parameter	HST	Lensed HST	High resolution
min_value	0.1	0.1	1000
min_delta	0.1	0.1	100
min_npix	3	5	20

4 MOCK IMAGES AND CLUMP DETECTION

4.1 HST clumps

We define as "clumps" the structures found by Astrodendro and whose most intense pixel is located more than 2 kpc from the center of the galaxy, which is defined as the center of our simulation volume. This allows us to remove the central bulge and its structure from the analysis.

Figure 1 shows typical HST images obtained and the detected structures. One can see that every image contains a handful of structures with diameter around the kiloparsec, similarly to observations (see introduction). In Figure 2 is shown the mass histogram of all the clumps found in all four simulations. The median gas mass is $2.6 \times 10^8 M_{\odot}$. The median stellar mass is $4.0 \times 10^8 M_{\odot}$. Roughly 25% of the stellar mass is made-up of stars younger than 100Myr. The median total mass is $7.8 \times 10^8 M_{\odot}$. Those results are consistent with observations of giant clumps in the UV rest frame of high-redshift galaxies (Guo et al. 2018; Zanella et al. 2019, for example).

As the parameters are computed directly from the simulation data and not from the emission, those results are not affected by the lack of dust attenuation: these are the intrinsic values of the structures.

For more detailed mass distributions, see Appendix A1.

4.2 HST lensed clumps

Figure 3 shows typical HST like lensed images obtained for the three different simulations and the detected structures by Astrodendro. One can see that every image contains much more structures than in the HST like non lensed images. The number and size are in agreement with observational studies such as Cava et al. (2018). Similarly to the previous section, Figure 4 shows the mass histogram of all the clumps found in all four simulations. The median gas mass is $2.0 \times 10^8 M_{\odot}$. The median stellar mass is $1.9 \times 10^8 M_{\odot}$. Roughly 25% of the stellar mass is made-up of stars younger than 100Myr. The median total mass is $5.2 \times 10^8 M_{\odot}$. Those masses are consistent with studies such as Dessauges-Zavadsky et al. (2017, 2019) and Cava et al. (2018), where the observed galaxies

present similar star formation rate and masses than our simulations. The distribution of masses is reaching values as high as in the previous mocks as the resolution is not increased uniformly by the lensing, leading to a broad distribution. For detailed mass distributions, see Appendix A1.

4.3 High resolution clumps

What we define as *High resolution clumps* are the clumps found on the 12 parsec per pixel image defined in section 3.1. The clumps found are shown in Figure 5. Figure 6 shows the mass histogram of all the clumps found in all four simulations. The median gas mass is $2.8 \times 10^7 M_{\odot}$. The median stellar masses is $3.3 \times 10^7 M_{\odot}$. Around 85% of the stellar mass is made-up of stars younger than 100Myr. The median total masses is $6.1 \times 10^7 M_{\odot}$. For more detailed mass distributions, see Appendix A1.

The structures detected in those images are much less massive and more numerous than in the previous mocks thus raising the question of their relation. We answer this question in the following section.

5 HIERARCHIZATION OF THE DIFFERENT CLUMPS

5.1 Structures in the HST giant clumps

In the previous section, we showed that in our simulations clumps and structures can be detected at different scales, from the few hundred parsec scale to the ten parsec scale. This section will present how all those structures at different scales are related. Fig. 7 presents all the different structures detected in the four non-lensed mocks superimposed over the high-resolution HST like image. One can see that all High Resolution clumps are contained inside the giant clumps.

Fig 8 displays a giant clump of simulation 1 within the red contour in the top right panel as well as all the equivalent regions in the three mocks. One can see on the top right panel, which corresponds to the high resolution HST-like mock, bright peaks that are detected with Astrodendro. The giant clump constitutes of several high-resolution and less massive clumps. This reasoning applies to almost every giant clump as more than 60% have two substructures or more.

The giant clumps as detected at un-lensed HST resolution contain 40-50% of the total gas mass for roughly 25% of the disc surface. They also contain between 100 and 90 % of the high resolution structures and 100 and 98% of their masses. In this sense most of the star forming small structures of the disc are located inside the giant clumps.

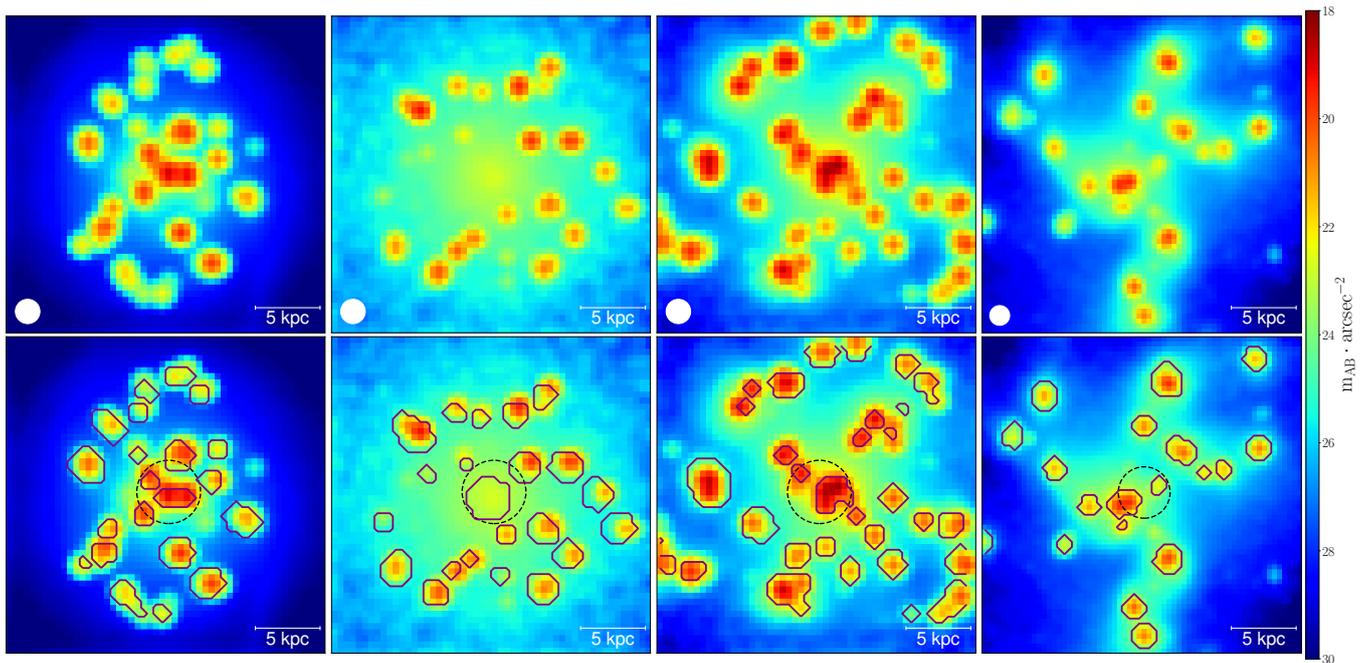


Figure 1. Mock HST F814W observations of the simulated galaxies as if they were at $z = 2$. From left to right are the simulations 1 to 4. White patches on the bottom left corners are the size of the PSF. The second row shows in red contours the clumps found by AstroDendro. The black dotted circles are the central 2 kiloparsec. The mocks are created without any noise nor dust attenuation therefore they can present clumps that will not be detected by the HST.

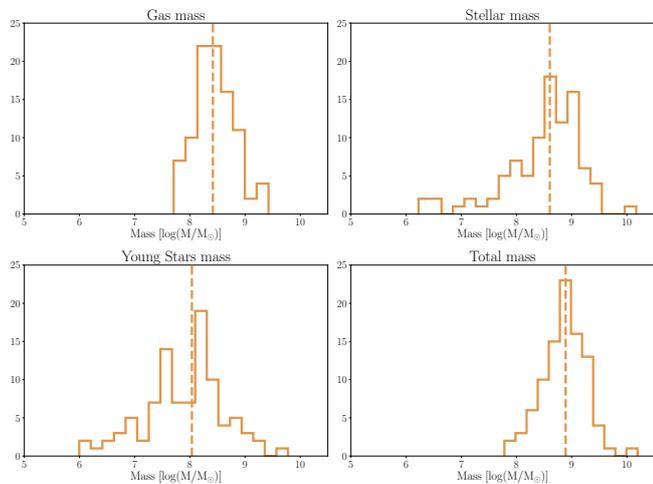


Figure 2. Mass histogram of the HST-like clumps. A detail comparison simulation per simulation is shown in Figure A1.

5.2 Giant clumps as gravitationally bound structures

In the previous subsection, we have demonstrated that giant clumps in our simulations are a superposition of several less massive substructures. This does not imply that lower-mass substructures reside in the same giant clump forever. It is known that giant clumps can lose a large fraction of their initial content, while maintaining their mass by the accretion of

new material (e.g., Dekel & Krumholz 2013; Bournaud et al. 2014). This can be true in particular for sub-clumps, which can leave their initial giant clump and be later-on re-accreted onto another giant clump, if they are long-lived enough (as is the case, for instance, in Behrendt et al. 2016). Alternatively, the sub-clumps could be short-lived and rapidly destroyed by feedback within 10 Myr, hence being only transient substructures inside longer-lived giant clumps (as in the case in Bournaud et al. 2014). The next question that arises is the following: are the giant clumps detected only as a random superposition of structures, like a transient chance structure or are they physically bound structures? To answer this question we compute the virial parameter of the giant clumps. This parameter is described in equation 2 and represents the competition between kinetic and gravitational energy (Bertoldi & McKee 1992, Equation (2.8a)). A value below unity means the structure is gravitationally bound.

$$\alpha = \frac{5\sigma_v^2 R_{1/2}}{GM} \quad (2)$$

The velocity dispersion is computed as the quadratic mean of the speed of sound and the turbulent velocity of the gas, which are computed for gas within 1kpc from the disc mid-plane in order not to be contaminated by outflows and inflows further above and below the disc plane. Rotation is not removed as attempts confirmed its negligible effect compared to turbulent motions. Both stellar and gas mass are taken into account for the mass term in Equation 2. Figure 9 shows the results for both giant clumps and high resolution structures. We can here see that most giant clumps in our simulations

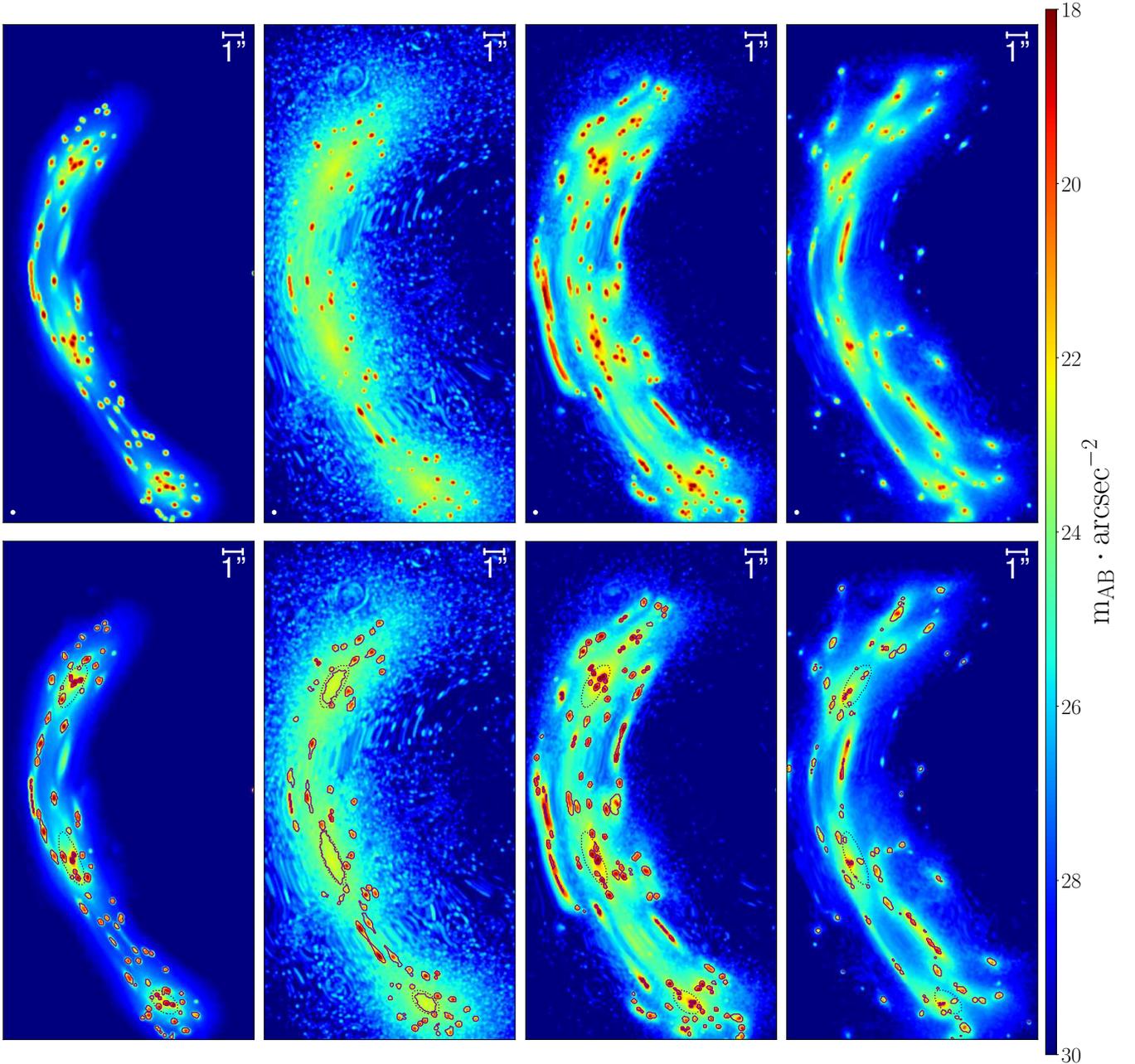


Figure 3. Mock HST F814W observations of the simulated galaxies after the application of the lens model. The sources are at $z = 2$. From left to right are the simulations 1 to 4. White patches on the bottom left corners are the size of the PSF. The second row shows in red contours the clumps found by AstroDendro. The mocks are created without any noise nor dust attenuation therefore they can present clumps that will not be detected by the HST.

are gravitationally bound, with a median virial parameter of 0.33 meaning that the giant clumps are gravitationally bound structures that are unstable. Those structures are still undergoing gravitational instability along with their on-going collapse, and should thus be fragmenting into smaller sub-structures, which is observed to be the case. This means that as small clumps are most often gathered together into giant clumps, these giant clumps are not random chance superpositions of smaller clumps. Indeed, the giant clumps are bound structures consisting of small sub-clumps and the diffuse gas

between those sub-clumps. The stars newly formed in the gas should also be bound to the structure as they have the velocity of the gas they are formed with. Bournaud et al. (2014) shows that old stars are also gravitationally bound to the clump structures. Now that the content of the giant clumps and their physical existence has been detailed, we will discuss their formation in the next section with the understanding of our simulation.

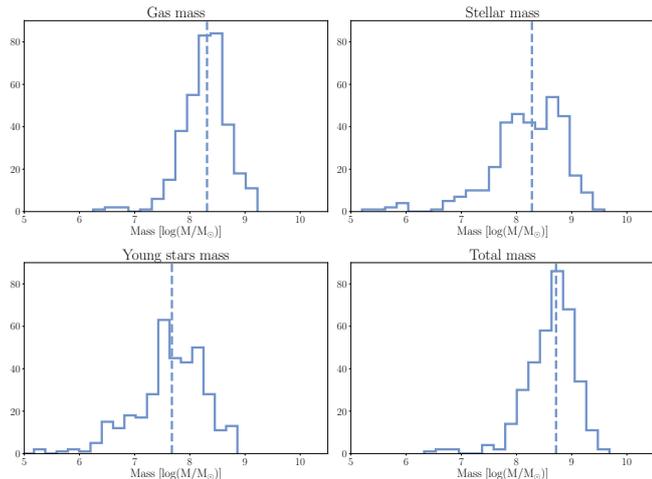


Figure 4. Mass histogram of the HST-lensed-like clumps. A detail comparison simulation per simulation is shown in Figure A1.

6 DISCUSSION

6.1 Effect of feedback on structures at various scales

Previously we have shown that most of the giant clumps are gravitationally bound in our simulations. The low mass structures have much higher virial parameter as seen on Figure 9. Such high virial parameter values mean that those substructures could have been impacted by star-formation feedback and are being destroyed : feedback expels the gas and the stars are being dispersed because of the subsequent decrease in gravitational potential. Such a scenario has been proposed by [Parmentier & Gilmore \(2005\)](#), where the removal of gas in gas-rich stellar cluster could lead to the evaporation of the cluster. However, if the gas fraction of the substructures is below 50%, the stellar sub-clump could survive and become a globular cluster, as proposed by [Krumholz & Dekel \(2010\)](#) and [Shapiro et al. \(2010\)](#). In order to test this hypothesis we restarted simulation 3 without any feedback. After applying the exact same methods as above, Figures 10 and 11 show the comparison of the masses of the clumps found in the three mock observations for respectively the giant clumps and the sub-clumps. One can see the effect of the suppression of feedback: the mass range for all detected clumps broadens in particular towards the masses below $10^6 M_{\odot}$ for sub clumps. This can be explained by the fact that without feedback the less massive clumps can survive for a long time while feedback quickly destroy them, which is consistent with what was discussed in Section 5.2. For the larger structures gas can be gradually expelled by the feedback, consistently with [Bournaud et al. \(2014\)](#) and [Dekel & Krumholz \(2013\)](#). Then, without feedback, the mass of the giant clumps can be larger than without, as seen on Figure 11. However the effect of feedback is secondary on giant clumps' properties, its impact is much more measurable on the small substructures.

6.2 Structure formation

There is no consensus on the formation of giant clumps and sub-structures yet. Two different scenarios are currently at

stake and are dependent on the initial condition of the disc, they are called *top-down* and *bottom-up*. In the *top-down* scenario the giant clumps form first before forming sub clumps (see Fig. 12) as in the *bottom-up* the sub clumps form first and then agglomerate to form the giant clumps ([Behrendt et al. 2015](#)) (see Fig. 13 of this paper). Simulation 1 and 2 were run to have a top-down scenario and the other two were run to have a bottom-up scenario. Those scenarios can happen only if the disc's Toomre parameter is below unity for a two-dimensional disc, or below about 0.7-0.75 for a finite thickness disc (e.g., [Kim et al. 2002](#)). The Toomre parameter is defined in [Toomre \(1964\)](#) as the opposition between, on the one hand stabilisation by rotation and pressure and on the other hand collapse by gravitational attraction, as in Equation 3 where κ is the epicyclic frequency ([Binney & Tremaine 2008](#), p.165), σ_v the turbulent velocity dispersion, c_s the speed of sound and Σ the surface density of the disc.

$$Q = \frac{\kappa \sqrt{\sigma_v^2 + c_s^2}}{\pi G \Sigma} \quad (3)$$

A value of Q above unity for an axisymmetric disc means it is stabilised by rotation and/or pressure while a value below one means it can gravitationally collapse. This is the case in our simulations where we find a value of Q below unity for the giant clumps, as depicted in Figure 14: they are regions that could have collapsed gravitationally when the disc was axisymmetric. One can try to estimate the Toomre parameter of a proto-clump region, i.e. before it collapses into a giant clump, based on the fact that the only physical parameter in Equation 3 that largely varies during the collapse is the surface density that is multiplied by a factor about 10. The velocity dispersion is not found to increase in our simulations, especially inside giant clumps. This can be seen in Figure 15 where we can visualise that the turbulent velocity dispersion in each clump does not differ from the one outside and is not dependent of the gas density. Furthermore, the speed of sound does not significantly impact the quadratic mean in Equation 3 even if the clump is inside an HII region. Indeed with a temperature of an HII region of 2.5×10^4 K, the speed of sound will be close to 10 km/s, which is largely dominated by the turbulent speed that is roughly around 30-50 km/s. The epicyclic frequency does not substantially vary after the collapse of the clumps as it is only radius dependent. This means that between a proto-clump and a clump the Toomre parameter can decrease by at most a factor about 10. As in our simulations the Toomre parameter inside collapsed regions is below 0.1, the value before the collapse could not have exceeded unity meaning collapse of giant clumps can be due to gravitational instability.

We just showed that from the analysis of the disc, our simulations are compatible with formation of structures through violent disc instabilities ([Dekel et al. 2009](#)). This is true for all our simulations, regardless of the scenario of clump formation we imposed. In addition the clumps formed have similar properties in previous studies ([Ceverino et al. 2015](#); [Behrendt et al. 2016](#)) where the simulated galaxies also have similar properties. Clumps are also found in disks with similar dynamics in [Leung et al. \(2020\)](#), where the clumps are not high peaks of velocity dispersion. However, they are smaller in size and mass compared to our giant clumps and do not seem to

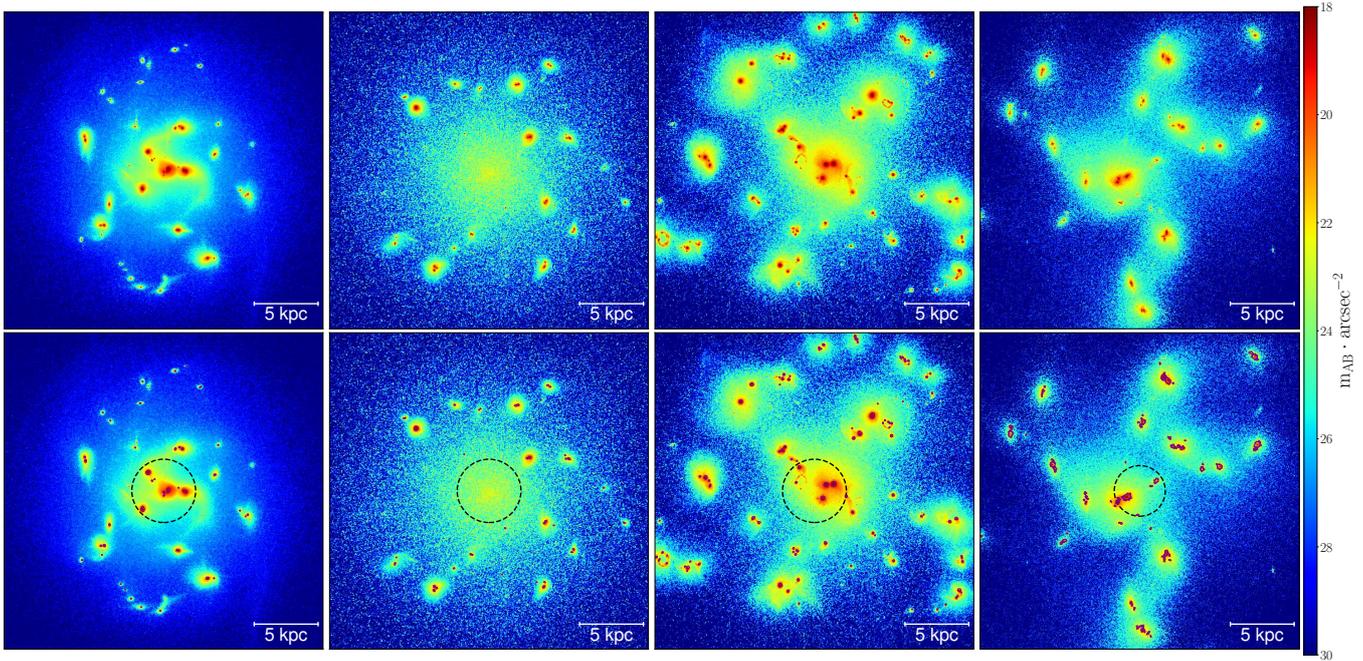


Figure 5. High resolution images of the F814W image of the simulated galaxies. From left to right are the simulations 1 to 4. White patches on the bottom left corners are the size of the PSF. The second row shows in purple contours the clumps found by AstroDendro. The black dotted circles are the central 2 kiloparsec.

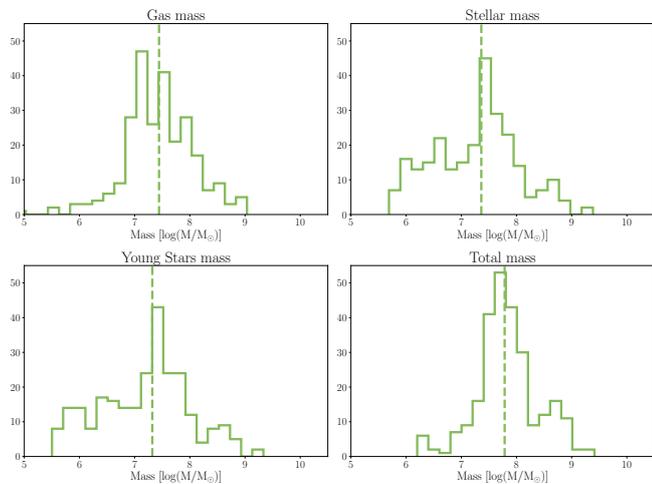


Figure 6. Mass histogram of the high resolution HST-like clumps. A detail comparison simulation per simulation is shown in Figure A1.

be gravitationally bound. Those clumps are therefore closer to the substructures we find in our giant clumps.

The gravitational collapse of the disc then occurs at a mass above the Jeans' mass (Jeans 1902), which is defined as the equilibrium between the pressure and the gravitational force. It is defined in Equation 4 where σ_v is the velocity dispersion and c_s the speed of sound.

$$M_J = \frac{\pi^{\frac{5}{2}} (\sigma_v^2 + c_s^2)^{\frac{3}{2}}}{6 G^{\frac{3}{2}} \rho^{\frac{1}{2}}} \quad (4)$$

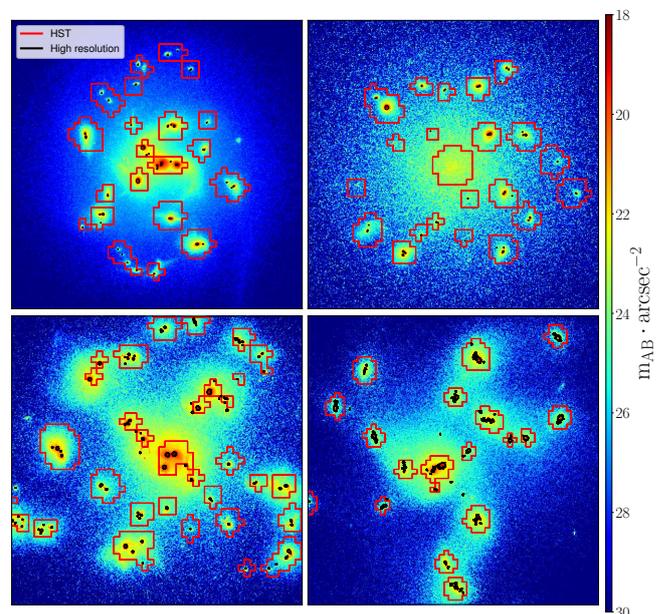


Figure 7. Hierarchy of the structures in all Simulations shown over the HST like high resolution image. In red are the HST like clumps and in black the high resolution HST like giant clumps.

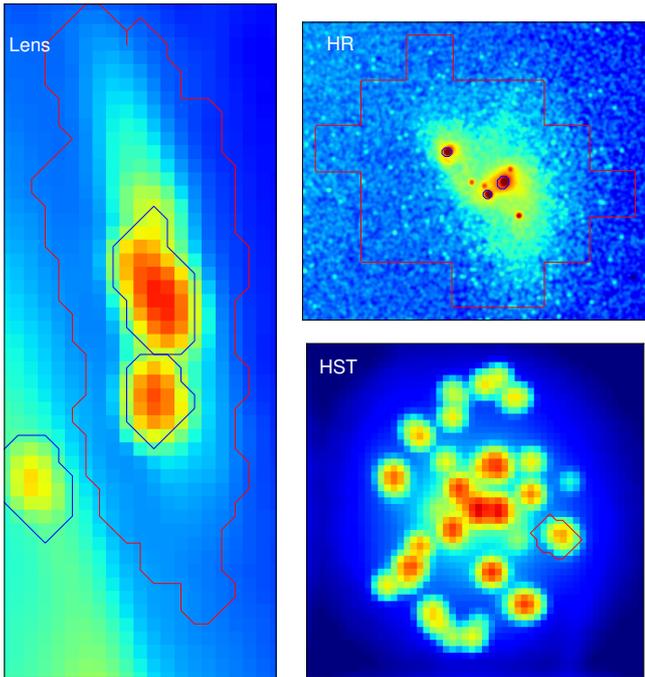


Figure 8. Zoom-in of a giant UV clumps in the two other different mock observations. The red contour is the giant clump detected in the HST mock. The blue contours are the clumps detected in the shown mock.

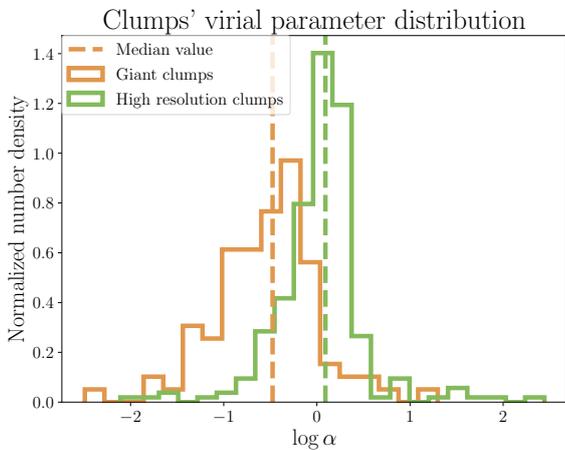


Figure 9. Virial parameters of the giant clumps (orange) and the substructures (green).

As the Jeans' mass depends on the speed of sound, it also depends on the gas temperature. On one hand, the cooler the gas, the lower the Jeans' mass thus formation of smaller structures. On the other hand if the temperature is higher, the Jeans' mass will get higher. The simulations from this paper were run with an initial high temperature (Simulation 1 and 2) and with an initial cold disc (Simulation 3). The one from Behrendt et al. (in prep) starts also with cold initial disc.

In the case of an initial hot disc its Jeans' mass is high

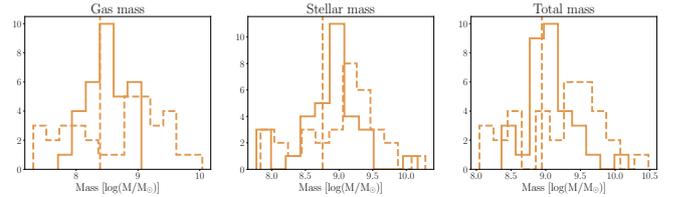


Figure 10. Comparison of the HST clumps in Simulation 3 with feedback (plain lines) and without feedback (dotted lines).

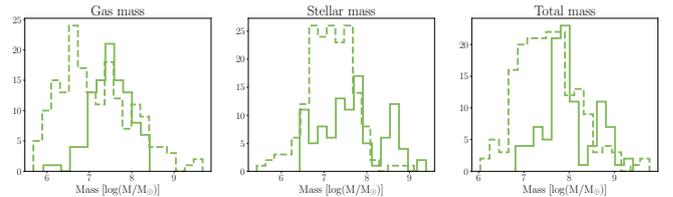


Figure 11. Comparison of the high resolution HST clumps in Simulation 3 with feedback (plain lines) and without feedback (dotted lines).

and leads to the formation of large structures that cool down, lowering their Jeans' mass and allowing them to fragment into smaller substructures: the *top-down* scenario. This scenario is observed in Simulation 1 and 2.

For the simulation 3, the way cooling is implemented forces the disc to be initially cold (10^4 K) which leads to a Jeans' mass lower than in the Simulation 1 and 2. As the disc's Jeans' mass is lower the first structures to form are less massive than the giant clumps. Those structures stir the surrounding gas, increasing the turbulence and thus the velocity dispersion, leading to an increase of the Jeans' mass of the disc. A second collapse is then happening at a higher mass: the giant clumps are formed and capture the first structures that become the sub-clumps observed at high resolution. This is the *bottom-up* scenario.

Remarkably we do not find any evidence of those different scenarios if we compare the physical properties of the giant clumps and their sub-clumps through the different simulations. One could say that in the *top-down* scenario, as the sub-clumps are formed by the fragmentation of the giant clumps, their could be a link between the Jeans' mass of the giant clumps and the mass of its sub-clumps. Conversely, in the *bottom-up* scenario there would be no link between those two values. One could also argue that the different formation history could lead to different behavior of the inter-sub-clumps medium inside giant clumps that could be probed by the velocity dispersion of those regions. The values we compared between the different scenarios are the following:

- Masses of gas and stars in giant clumps,
- Masses of gas and stars in sub-clumps,
- Jeans' masses at the scale of the giant clumps,
- Jeans' masses at the scale of the sub-clumps,
- 1D-velocity dispersion at every scale,
- 1D-velocity dispersion ratio between giant clumps and the whole galaxy,

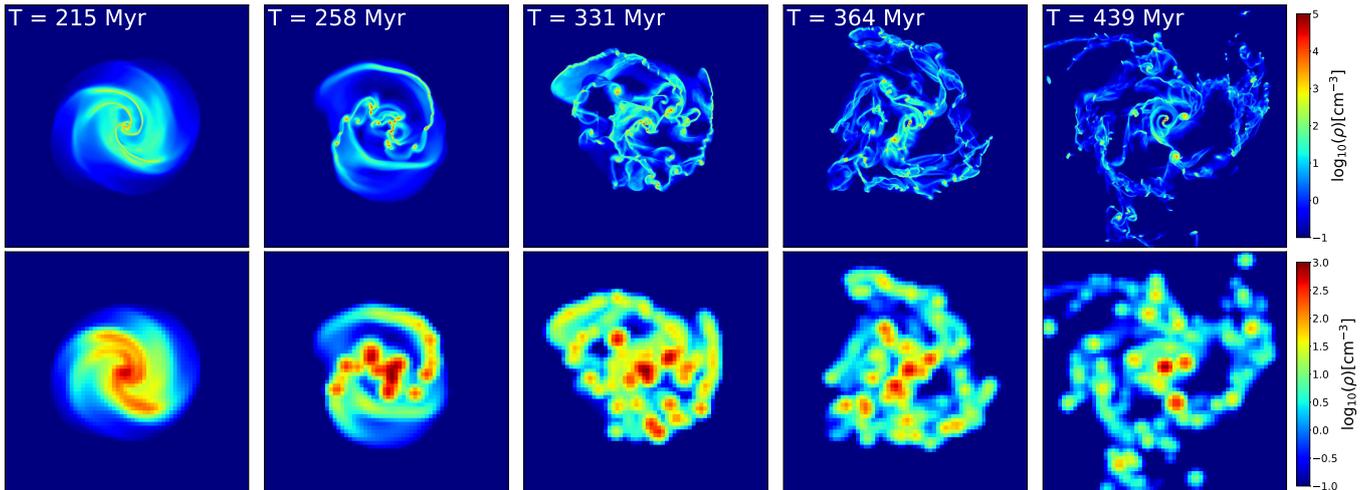


Figure 12. Gas density evolution of a galaxy forming clump in the top-down scenario. The top row is the gas at a resolution equivalent to the "high resolution" case as the bottom row is at the "HST" resolution. The first structures to collapse are the giant clumps that fragment into smaller substructures. The resolution of the images and the colorbar does not necessarily enable all sub-clumps to be visible.

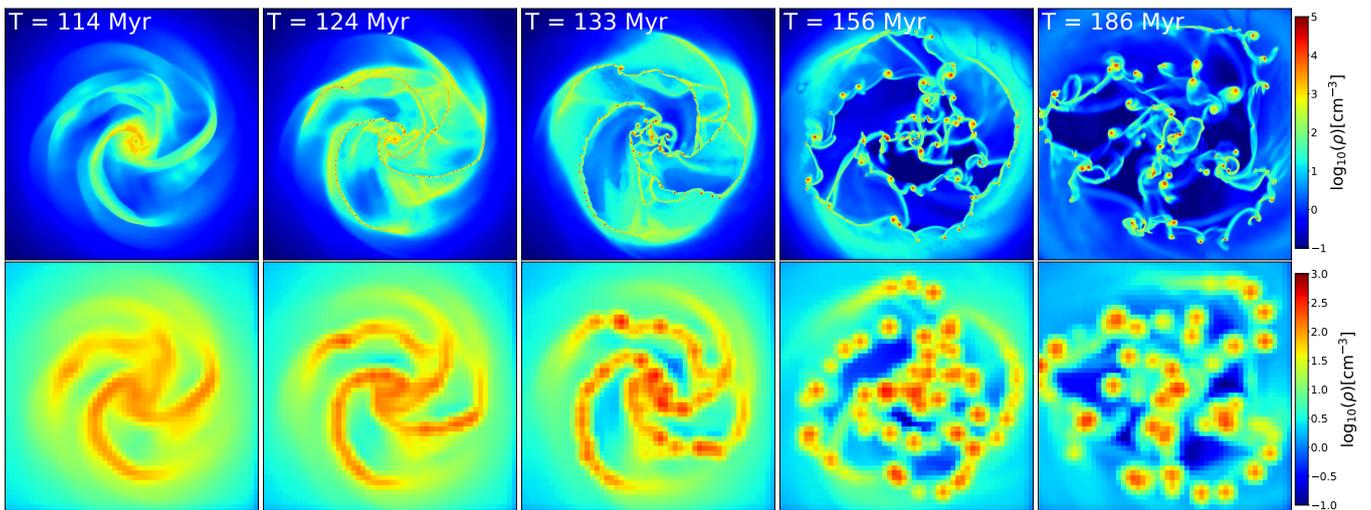


Figure 13. Gas density evolution of a galaxy forming clump in the bottom-up scenario. The top row is the gas at a resolution equivalent to the "high resolution" case as the bottom row is at the "HST" resolution. The first structures to collapse are small structures that agglomerate into larger structures: the giant clumps. The resolution of the images and the colorbar does not necessarily enable all sub-clumps to be visible.

- 1D-velocity dispersion ratio between giant clumps and their sub-clumps,
- 1D-velocity dispersion ratio between sub-clumps and their surrounding gas.

The comparison of all these physical parameters did not show any statistically significant difference between the clumps formed *bottom-up* and those *top-down*. All of those arguments make us think that the initial formation scenario of the giant clumps is not relevant to understand their evolution and that they tend to become very similar structures however they are formed.

6.3 Detectability with ALMA

In this paper we focused mainly on resolution effect on the clumps detection. Nevertheless in order to link observations and simulations one needs to understand sensitivity effect as clumps are not detected in recent observations with ALMA (Cibinel et al. 2017; Rujopakarn et al. 2019; Ivison et al. 2020). We created mock observations with ALMA OST as described in Section 3.2.

The mocks for simulation 3 are represented in Figure 16. A long observation time of more than 48h is needed to detect structures with a beam size of 0.02 arcsecond, corresponding to a physical size of 170 parsec at $z = 2$. In the case of an

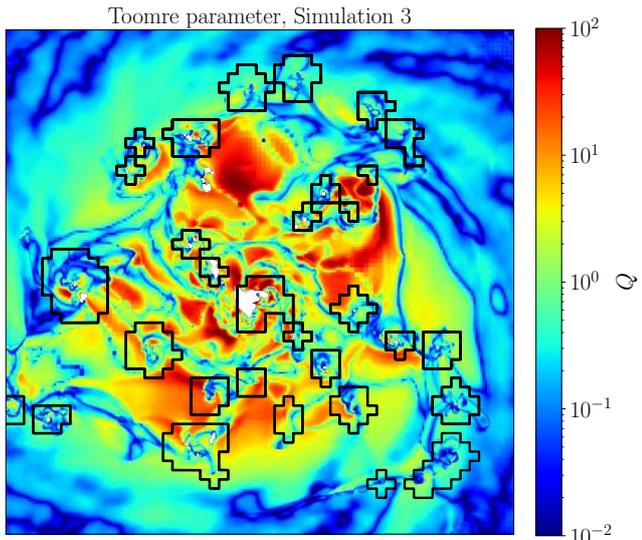


Figure 14. Toomre parameter map of simulation 3. In black contour are shown the clumps detected on the HST mock observation.

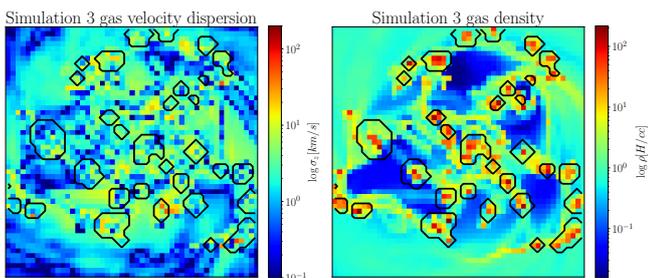


Figure 15. Maps of the velocity dispersion and gas density of Simulation 3 integrated along the line of sight. The black contours correspond to the giant clumps.

observation time of 10h with the 0.02 arcsecond beam, some subclumps can be detected but most of them are dominated by noise. With a larger beam the clumps can be detected in around ten hours and some substructures are at the verge of the detection. This first statement is qualitative and a more quantitative case follows later in the section.

By running *AstroDendro* on the idealized mocks only we detect structures that are represented in Figure 18. A comparison of the clumps found on the most resolved ALMA mocks with the one found on the mocks presented earlier is shown in Figure 17. One can see that at this resolution ALMA does not resolve the giant clumps (in red on Figure 17). For a fraction of those only the center of the clump is resolved even if the outlying region is gravitationally bound and is part of the giant clump, leading to a possible underestimation of the mass. For the remaining fraction the ALMA clumps correspond to the sub-structures (in purple on Figure 17) therefore could probe the inner structure of the giant clumps.

We then compute the flux ratio relative to the flux of the whole galaxy of each of the detected structure on the ALMA

idealised mocks excluding detection closer than 2 kpc from the center of the galaxy. The result is shown in Figure 19 for the three simulations.

The comparison with previous studies, like [Rujopakarn et al. \(2019\)](#), whose galaxies have similar position with respect to the main sequence and where the upper limit is of 1% with a 200-pc beam, suggests that either (1) the galaxies they observed are clumpy with lower mass clumps than in our models that are tuned to correspond to very clumpy galaxies, or (2) the sub clumps in these galaxies are gas-poor, potentially under the effect of strong stellar feedback. This suggests that our model of feedback is not strong enough to efficiently deprive sub-clumps from their gas. A stronger feedback implementation could be enough to deprive them from gas or destroy them without destroying giant clumps which is a scenario proposed in [Bournaud et al. \(2014\)](#). One might need to be careful as if the feedback is too strong the substructures but also the giant clumps could be destroyed as seen in [Hopkins et al. \(2012\)](#) and [Tamburello et al. \(2015\)](#). Larger observational datasets of this type including very clumpy galaxies could disentangle these interpretations and potentially probe feedback effects.

For a comparison with [Cibinel et al. \(2017\)](#) the number of detected structures is very dependent on the simulations as seen on Fig. 19. The beam size of 0.3" being large, the giant clumps are blended-in together into even larger and brighter clumps as it is the case for Simulation 2 and 3. The opposite is also seen in Simulation 1 where the clumps are blended-in together without being local maximum in luminosity. The galaxy presents asymmetry but nor the clump finder nor the eyes can detect any giant clumps. Therefore, depending on the between-clumps distance the giant clumps can be detected or not with ALMA at resolution matching [Cibinel et al. \(2017\)](#). The detected clumps are very luminous, with a flux ratio to total flux around 15% as they are the result of the smearing of several giant clumps.

6.4 Effect of dust extinction

In this short section we want to understand how the dust extinction will impact the detection of the giant clumps, as it was raised by [Zanella et al. \(2021\)](#). Indeed, they showed that for higher redshift ($z \sim 6$), dust could lead to a non detection of the internal structures of the galaxy in UV HST images. By using the model from [Güver & Özel \(2009\)](#), that links gas column density to A_V , and assuming solar metallicity everywhere in the galaxy, one can estimate the dust extinction of the clumps. The comparison to the central kiloparsec and the whole galaxy is in Figure 20. One can see that clumps are not particularly dustier than the galaxy or its center and are in agreement with [Elmegreen et al. \(2005\)](#) and [Elmegreen et al. \(2007\)](#) which mean that real observations of such galaxies would lead to the detection of almost all the giant clumps. However, those results only show a tendency. Indeed, a much proper and deeper analysis including all physical processes that affect dust, such as feedback and radiation, would be necessary to draw a proper conclusion on the dust extinction.

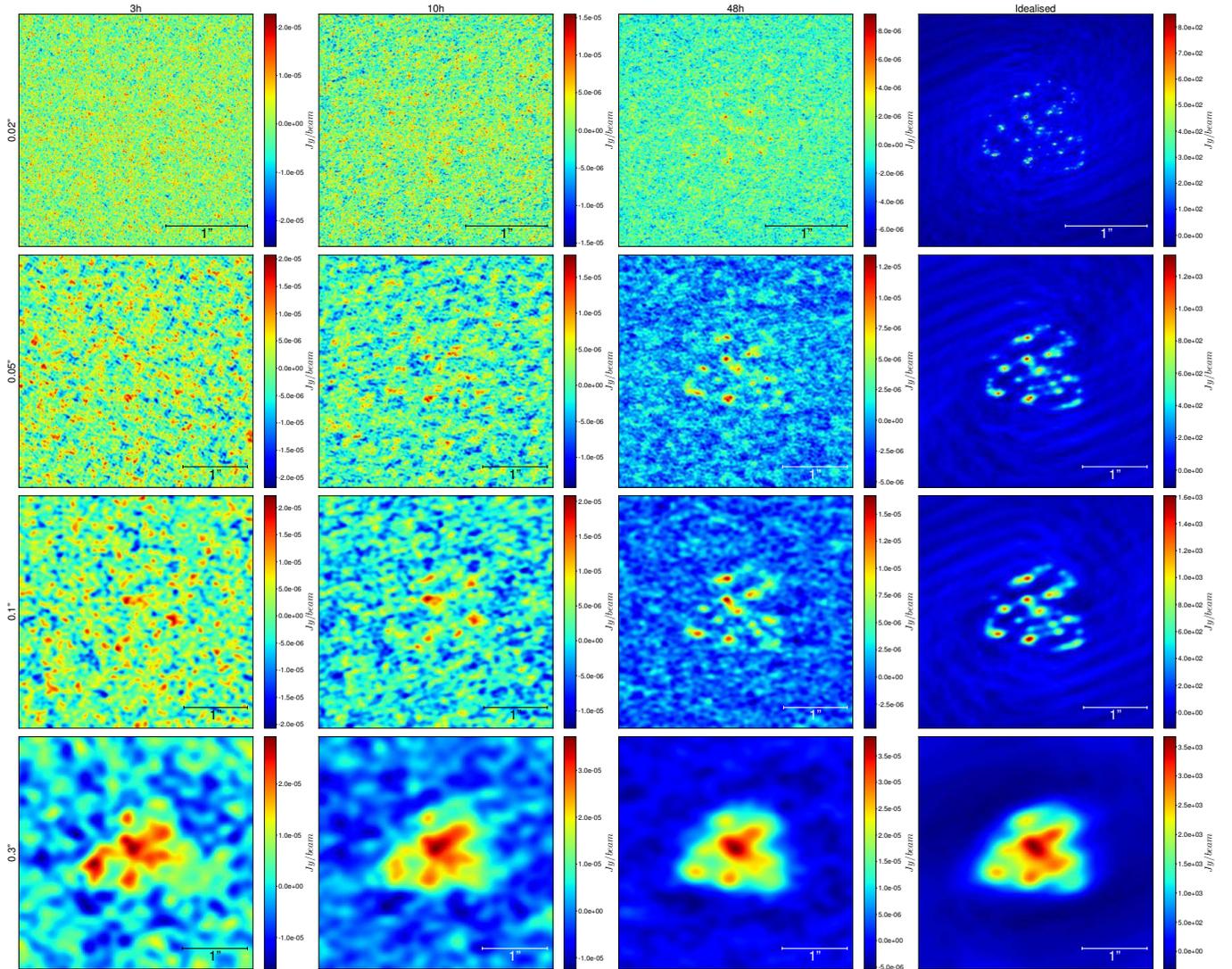


Figure 16. Mock observation created with the ALMA Observation Support Tool. From the top to the bottom the beam size is increasing, and the observation time is increasing from the left to the right. The last column shows the idealised observation.

7 CONCLUSION

By running four different simulations of idealized and isolated galaxies and by creating mock observations out of those in order to inspect the detection of giant clumps on resolution effects, in this paper we have shown that:

- The typical mass of the clumps depends strongly on the spatial resolution. They are observed starting from $10^8/10^9 M_\odot$ with HST, the so called giant clumps. The giant clumps are then not detected with higher resolution where structures have masses around $10^6/10^7 M_\odot$. Similarly, when high effective resolution is reached through strong gravitational lensing, giant clumps are not detected anymore but sub-clumps are. Those results are in agreement with [Behrendt et al. \(2019\)](#).

- The smaller clumps where most of the star formation occurs at high resolution are all located inside giant clumps and not elsewhere: the giant clumps are clusters of stellar clusters.

- Giant clumps are gravitationally bound structures meaning they have a physical existence and are not chain like structures detected due to the lack of resolution.

- Most of the physical properties of giant clumps do not depend on their formation scenario.

- If high resolution is used with ALMA, there will be no detection of giant clumps but only of the substructures. A much higher sensitivity will be needed to detect to structures.

Those results are obtained with four different simulations that all have different initial properties, feedback parameters, cooling modes and clump formation histories (*top-down* or *bottom-up*). By design our modelled galaxies correspond to the most gas-rich and clumpy ones at $z \simeq 2$. The same recipe used here are able to produce less clumpy galaxies if the gas fraction is lowered, with only low-mass and short-lived clouds (see for example [Renaud et al. 2015](#)). In addition, a change in the gas fraction could change the properties

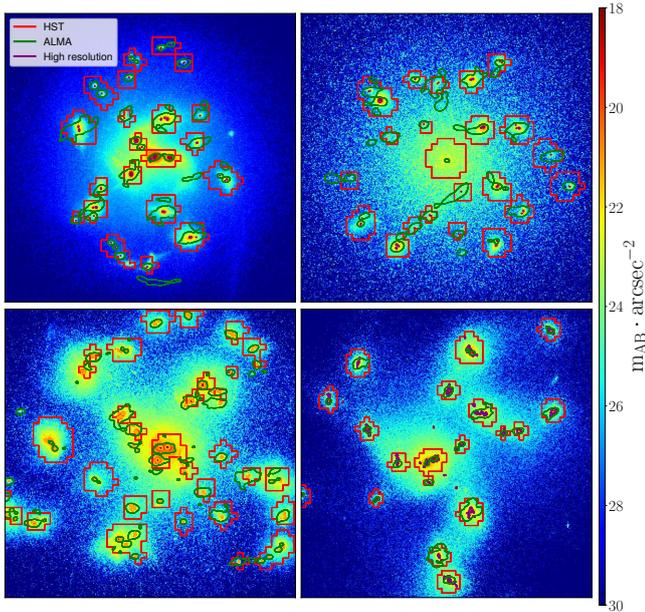


Figure 17. Hierarchy of the structures in all Simulations shown over the HST like high resolution image. In red are the HST like clumps, in purple the high resolution HST like giant clumps and in green the ALMA clumps at a 0.02 arcseconds resolution.

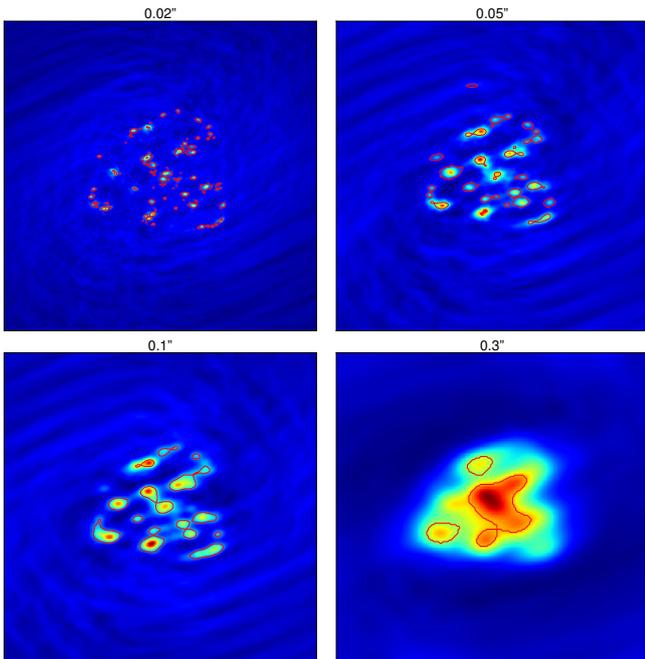


Figure 18. Clumps detected in the idealised mock of Simulation 3, with negligible noise and extremely high sensitivity, ALMA simulations made with OST with different beam sizes. From left to right and top to bottom: 0.02'', 0.05'', 0.1'', 0.3''.

of the giant clumps such as their lifetime and boundedness (Oklopčić et al. 2017; Fensch & Bournaud 2020).

Our simulations are not incompatible with studies where only clumps smaller in size and mass are detected, such as Leung et al. (2020); Zanella et al. (2021), whose clumps are closer to the sub-structures of the giant clumps.

However, as our giant clumps are extended and made of substructures they are widely different from the very massive ($> 10^8 M_{\odot}$) clumps found in Tamburello et al. (2015) simulations. Indeed, their clumps are very dense and do not appear to have any structure, making them incompatible with observations of lensed galaxies.

Observations with more resolution than the typical HST one fail to identify giant stellar and gaseous clumps. Our work shows that such observations should tend to resolve giant complexes into smaller sub-clumps. The masses and sizes of sub-clumps in our models are consistent with the one detected by Dessauges-Zavadsky et al. (2017) for the stellar component and by Dessauges-Zavadsky et al. (2019) for the gaseous component. Recent ALMA observations (Rujopakarn et al. 2019; Ivison et al. 2020) typically employed resolution that resolve giant clumps into sub-clumps but with a sensitivity too low to detect those putative sub-clumps, which would be required to prove the gathering of sub-clumps into giant clumps. Lower resolution ALMA observation (Cibinel et al. 2017) merely reach the resolution required to directly detect giant clumps according to our model. All these observations thus remain consistent with the presence of giant clumps of stars and gas that potentially survives feedback in high-redshift galaxies. Higher sensitivity ALMA observations would be necessary to detect giant clumps along with their sub-clumps.

Finally, the hierarchy of the giant clumps revealed in this work seems to be in accordance with Fisher et al. (2017), which present local analogues of turbulent, clumpy disk galaxies. Indeed, they observe clumps which are not massive and large enough to be qualified as giant but are similar to our substructures. However, they show that by degrading the resolution, as if the galaxies are observed at a higher redshift, those structures merge into larger one that are similar to our giant clumps and thus might be gravitationally bound.

ACKNOWLEDGEMENT

We thank the anonymous referee for the useful comments and discussion, which greatly improved the paper. This work has been carried out thanks to the support of the ANR 3DGasFlows (ANR-17-CE31-0017). This work was granted access to the HPC resources of CINES and TGCC under the allocations 2018-A0050402192, 2019-A0070402192, and 2020-A0090402192 made by GENCI. The research of Andreas Burkert and Manuel Behrendt was supported by the Excellence Cluster ORIGINS which is funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) under Germany’s Excellence Strategy – EXC-2094 – 390783311. The simulations by Manuel Behrendt were performed on the Hydra supercomputer at the Max Planck Computing and Data Facility (MPCDF). This research made use

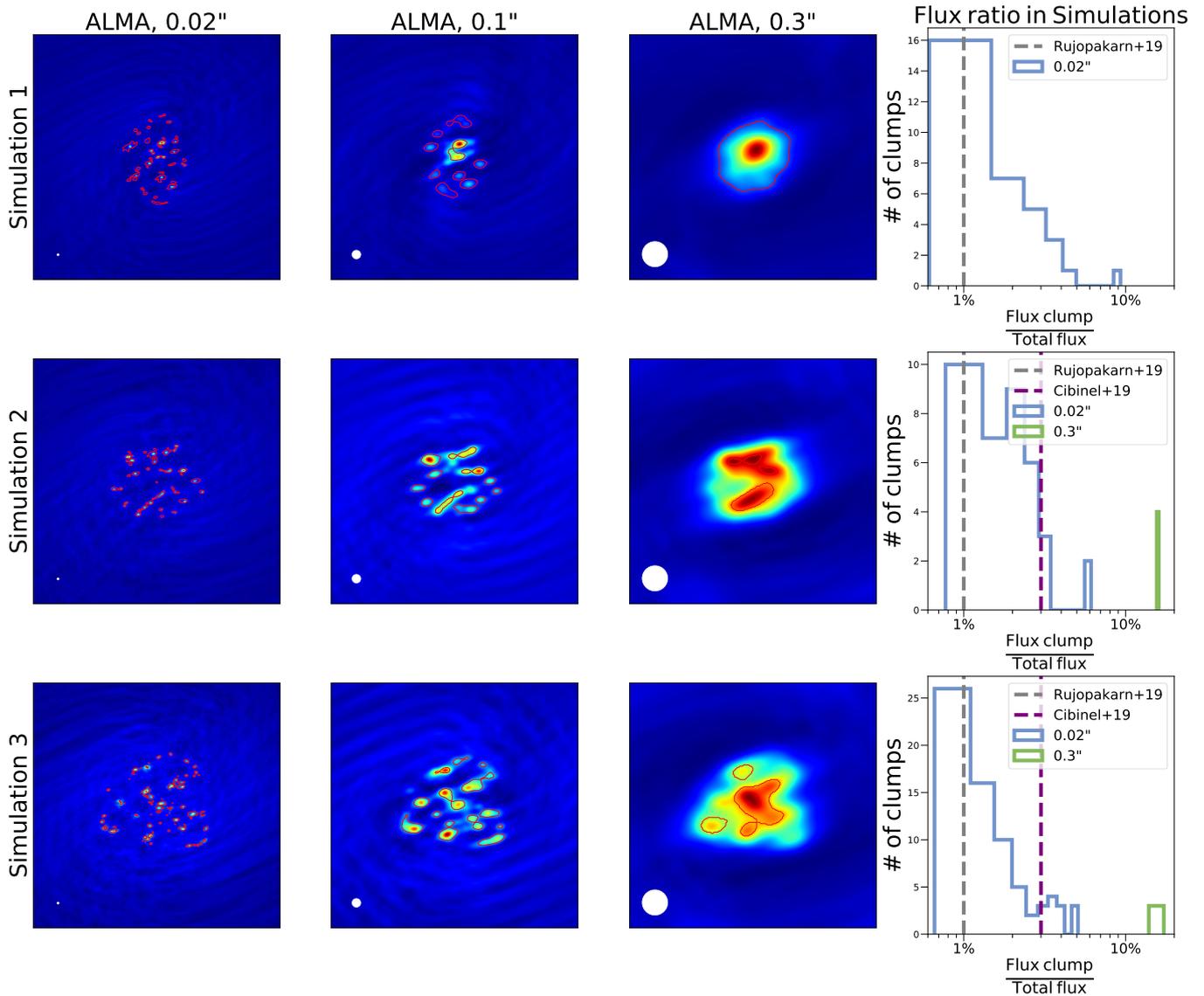


Figure 19. Left column is the idealized, with negligible noise and extremely high sensitivity, ALMA mock made with OST with a $0.02''$ beam. The second column is the one with a $0.1''$ beam and the third column is with a $0.3''$ beam. Ratios between flux of the clumps detected on the previous columns and the total flux of the galaxy are on the right column. The red contours are the clumps detected with Astrodendro. White circle are the beams sizes.

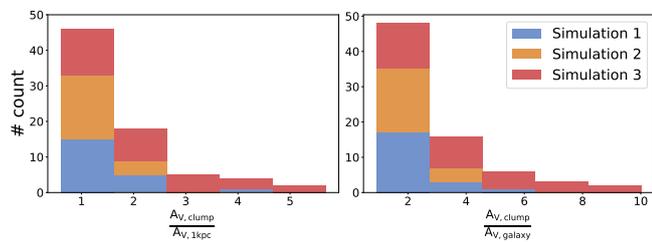


Figure 20. Quantification of the dust extinction in the giant HST clumps. Left panel is the ratio of the clump dust extinction to the one of the central kiloparsec. Right panel is the ratio to the galaxy one.

of Astropy,⁵ a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013, 2018) and astrodendro⁶, a Python package to compute dendrograms of Astronomical data. Furthermore, Manuel Behrendt made use of MERA (Behrendt 2020), a Julia package to efficiently load and analyze RAMSES simulation data.

DATA AVAILABILITY

The data underlying this article will be shared on reasonable request to the corresponding author.

⁵ <http://www.astropy.org>

⁶ <http://www.dendrograms.org/>

REFERENCES

- Agertz O., Teyssier R., Moore B., 2009, *MNRAS*, **397**, L64
- Astropy Collaboration et al., 2013, *A&A*, **558**, A33
- Astropy Collaboration et al., 2018, *AJ*, **156**, 123
- Behrendt M., 2020, ManuelBehrendt/Mera.jl, doi:10.5281/zenodo.3675255, <https://doi.org/10.5281/zenodo.3675255>
- Behrendt M., Burkert A., Schartmann M., 2015, *MNRAS*, **448**, 1007
- Behrendt M., Burkert A., Schartmann M., 2016, *ApJ*, **819**, L2
- Behrendt M., Schartmann M., Burkert A., 2019, *MNRAS*, **488**, 306
- Behrens C., Pallottini A., Ferrara A., Gallerani S., Vallini L., 2018, *MNRAS*, **477**, 552
- Bertoldi F., McKee C. F., 1992, *ApJ*, **395**, 140
- Béthermin M., et al., 2012, *ApJ*, **757**, L23
- Béthermin M., et al., 2015, *A&A*, **573**, A113
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*
- Bournaud F., 2016, in Laurikainen E., Peletier R., Gadotti D., eds, *Astrophysics and Space Science Library Vol. 418, Galactic Bulges*. p. 355 (arXiv:1503.07660), doi:10.1007/978-3-319-19378-6_13
- Bournaud F., Elmegreen B. G., 2009, *ApJ*, **694**, L158
- Bournaud F., Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 2007, *ApJ*, **670**, 237
- Bournaud F., et al., 2008, *A&A*, **486**, 741
- Bournaud F., Elmegreen B. G., Teyssier R., Block D. L., Puerari I., 2010, *MNRAS*, **409**, 1088
- Bournaud F., et al., 2014, *ApJ*, **780**, 57
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, **344**, 1000
- Cava A., Schaerer D., Richard J., Pérez-González P. G., Dessauges-Zavadsky M., Mayer L., Tamburello V., 2018, *Nature Astronomy*, **2**, 76
- Ceverino D., Dekel A., Bournaud F., 2010, *MNRAS*, **404**, 2151
- Ceverino D., Dekel A., Mandelker N., Bournaud F., Burkert A., Genzel R., Primack J., 2012, *MNRAS*, **420**, 3490
- Ceverino D., Dekel A., Tweed D., Primack J., 2015, *MNRAS*, **447**, 3291
- Chabrier G., 2003, *PASP*, **115**, 763
- Cibinel A., et al., 2015, *ApJ*, **805**, 181
- Cibinel A., et al., 2017, *MNRAS*, **469**, 4683
- Combes F., García-Burillo S., Braine J., Schinnerer E., Walter F., Colina L., 2013, *A&A*, **550**, A41
- Courty S., Alimi J. M., 2004, *A&A*, **416**, 875
- Cowie L. L., Songaila A., Hu E. M., Cohen J. G., 1996, *AJ*, **112**, 839
- Daddi E., et al., 2010, *ApJ*, **713**, 686
- Dekel A., Krumholz M. R., 2013, *MNRAS*, **432**, 455
- Dekel A., Sari R., Ceverino D., 2009, *ApJ*, **703**, 785
- Dessauges-Zavadsky M., Schaerer D., Cava A., Mayer L., Tamburello V., 2017, *ApJ*, **836**, L22
- Dessauges-Zavadsky M., et al., 2019, *Nature Astronomy*, p. 436
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, **477**, 79
- Dutton A. A., et al., 2011, *MNRAS*, **410**, 1660
- Ebeling H., Ma C. J., Kneib J. P., Jullo E., Courtney N. J. D., Barrett E., Edge A. C., Le Borgne J. F., 2009, *MNRAS*, **395**, 1213
- Elbaz D., et al., 2011, *A&A*, **533**, A119
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 2005, *ApJ*, **627**, 632
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., Vollbach D. R., Foster E. R., Ferguson T. E., 2005, *ApJ*, **634**, 101
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Ravindranath S., Coe D. A., 2007, *ApJ*, **658**, 763
- Fensch J., Bournaud F., 2020, arXiv e-prints, p. arXiv:2011.12966
- Fisher D. B., et al., 2017, *MNRAS*, **464**, 491
- Genzel R., et al., 2006, *Nature*, **442**, 786
- Genzel R., et al., 2008, *ApJ*, **687**, 59
- Guo Y., et al., 2018, *ApJ*, **853**, 108
- Güver T., Özel F., 2009, *MNRAS*, **400**, 2050
- Haardt F., Madau P., 1996, *ApJ*, **461**, 20
- Heywood I., Avison A., Williams C. J., 2011, arXiv e-prints, p. arXiv:1106.3516
- Hopkins P. F., Kereš D., Murray N., Quataert E., Hernquist L., 2012, *MNRAS*, **427**, 968
- Iverson R. J., Richard J., Biggs A. D., Zwaan M. A., Falgarone E., Arumugam V., van der Werf P. P., Rujopakarn W., 2020, *MNRAS*, **495**, L1
- Jeans J. H., 1902, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, **199**, 1
- Jullo E., Kneib J. P., Limousin M., Elíasdóttir Á., Marshall P. J., Verdugo T., 2007, *New Journal of Physics*, **9**, 447
- Kim W.-T., Ostriker E. C., Stone J. M., 2002, *ApJ*, **581**, 1080
- Krumholz M. R., Dekel A., 2010, *MNRAS*, **406**, 112
- Leung T. K. D., Pallottini A., Ferrara A., Mac Low M.-M., 2020, *ApJ*, **895**, 24
- Magdis G. E., et al., 2012, *ApJ*, **760**, 6
- Murray N., Quataert E., Thompson T. A., 2010, *ApJ*, **709**, 191
- Noguchi M., 1999, *ApJ*, **514**, 77
- Oklopčić A., Hopkins P. F., Feldmann R., Kereš D., Faucher-Giguère C.-A., Murray N., 2017, *MNRAS*, **465**, 952
- Parmentier G., Gilmore G., 2005, *MNRAS*, **363**, 326
- Perret V., Renaud F., Epinat B., Amram P., Bournaud F., Contini T., Teyssier R., Lambert J. C., 2014, *A&A*, **562**, A1
- Renaud F., et al., 2013, *MNRAS*, **436**, 1836
- Renaud F., Bournaud F., Duc P.-A., 2015, *MNRAS*, **446**, 2038
- Rujopakarn W., et al., 2019, arXiv e-prints, p. arXiv:1904.04507
- Salpeter E. E., 1955, *ApJ*, **121**, 161
- Santini P., et al., 2014, *A&A*, **562**, A30
- Schreiber C., et al., 2015, *A&A*, **575**, A74
- Shapiro K. L., Genzel R., Förster Schreiber N. M., 2010, *MNRAS*, **403**, L36
- Swinbank A. M., et al., 2009, *MNRAS*, **400**, 1121
- Swinbank A. M., et al., 2010, *Nature*, **464**, 733
- Tacconi L. J., et al., 2010, *Nature*, **463**, 781
- Tamburello V., Mayer L., Shen S., Wadsley J., 2015, *MNRAS*, **453**, 2490
- Teyssier R., 2002, *A&A*, **385**, 337
- Teyssier R., Chapon D., Bournaud F., 2010, *ApJ*, **720**, L149
- Toomre A., 1964, *ApJ*, **139**, 1217
- Truelove J. K., Klein R. I., McKee C. F., Holliman John H. I., Howell L. H., Greenough J. A., 1997, *ApJ*, **489**, L179
- Zanella A., et al., 2018, *MNRAS*, **481**, 1976
- Zanella A., et al., 2019, *MNRAS*, **489**, 2792
- Zanella A., Pallottini A., Ferrara A., Gallerani S., Carniani S., Kohandel M., Behrens C., 2021, *MNRAS*, **500**, 118
- de Blok W. J. G., Walter F., Brinks E., Trachternach C., Oh S. H., Kennicutt R. C. J., 2008, *AJ*, **136**, 2648

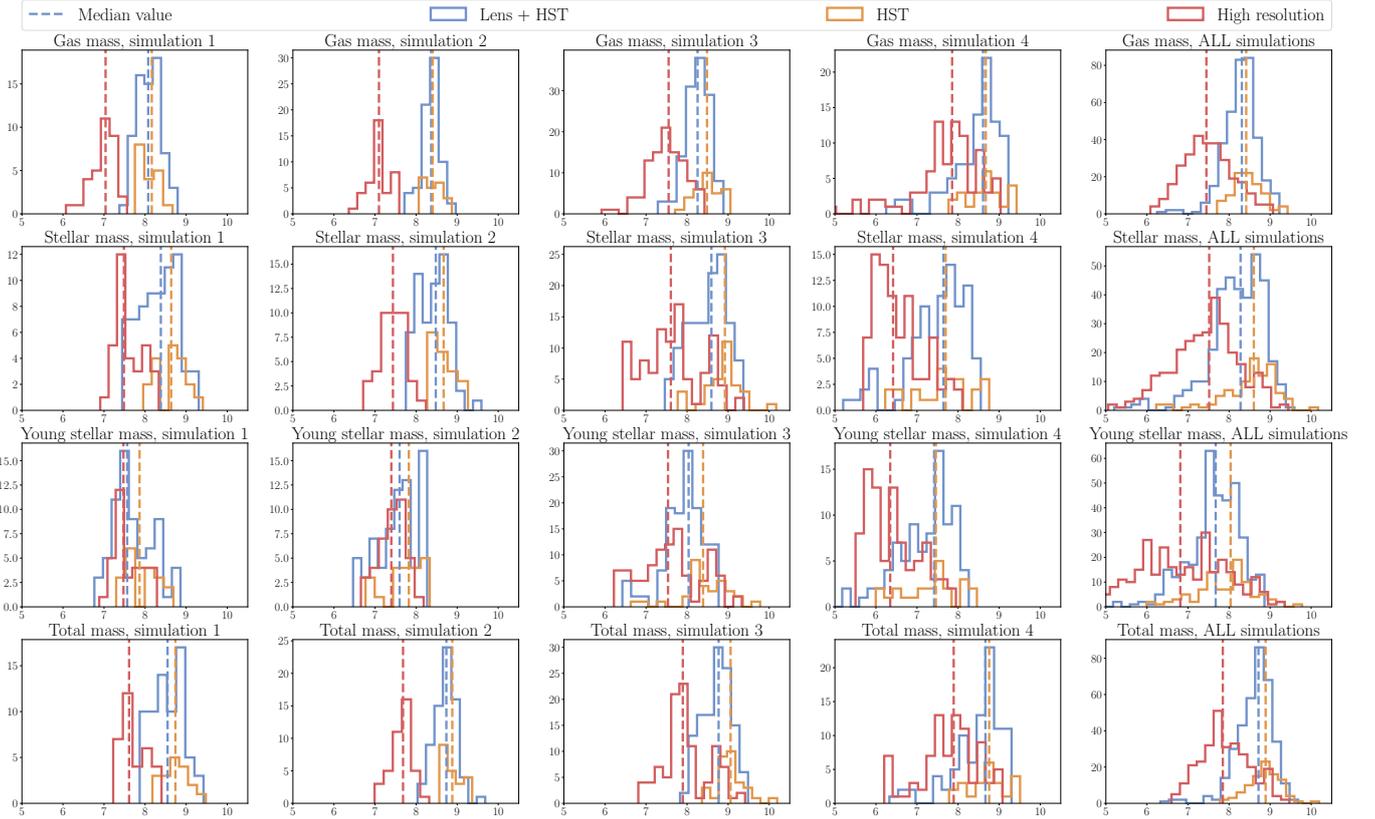


Figure A1. The top row represents the gas mass of the clumps found in the HST mock observations (orange histogram) in the lensed HST mock observations (blue histogram) and in High Resolution mock observations (red histogram). The second row is the stellar mass of the clumps. The third one is the mass of stars younger than 10 Myr. The fourth is the total mass (gas + stars). To each column corresponds a typical output of each simulation and the fifth one is the stacking of all four simulations. In each panel the dashed line is the median value of the corresponding histogram.

APPENDIX A: DETAILED CLUMPS MASS PER SIMULATION

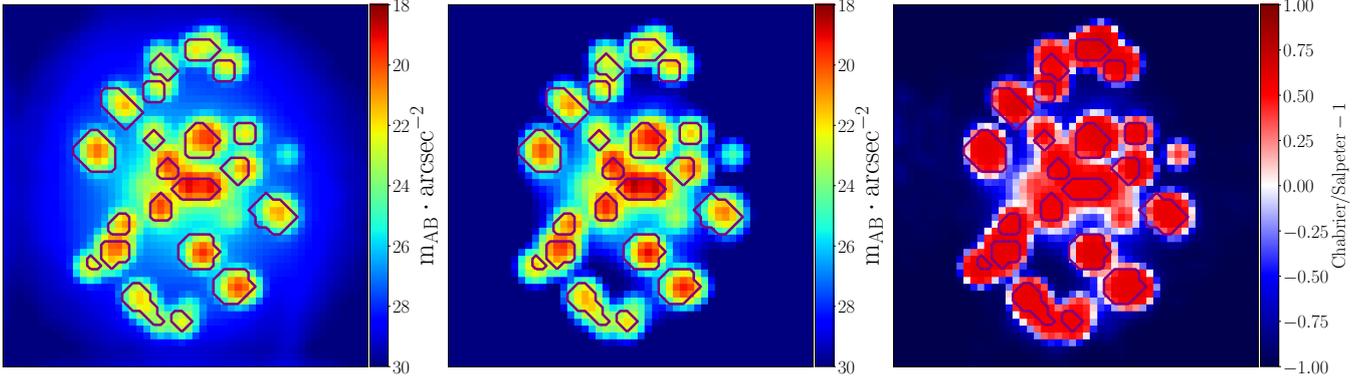


Figure B1. Comparison of Salpeter IMF (left) with Chabrier IMF (center) at HST resolution. A direct comparison is made on the right plot. The purple contour are the clumps detected by Astrodendro on the Salpeter IMF mock.

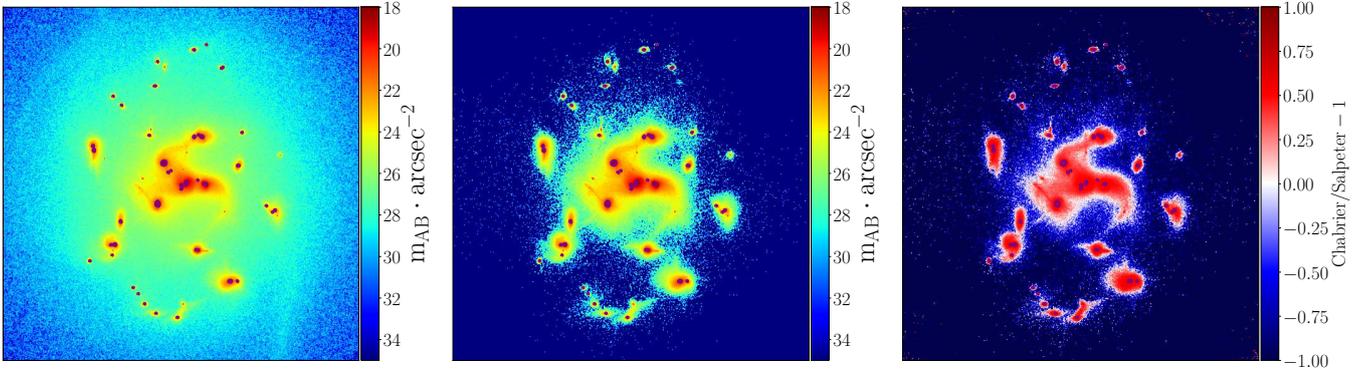


Figure B2. Comparison of Salpeter IMF (left) with Chabrier IMF (center) at high resolution. A direct comparison is made on the right plot. The purple contour are the clumps detected by Astrodendro on the Salpeter IMF mock.

APPENDIX B: CHABRIER AND SALPETER IMF COMPARISON.

This appendix presents a brief comparison of different IMF for our simulations. Indeed our simulations do not resolve the stars in detail so one need to assume an IMF to know the mass distribution of the stars. A [Chabrier \(2003\)](#) IMF will have less low mass stars and more high mass than a [Salpeter \(1955\)](#) thus leading to a stronger contrast between low and high stellar density regions, so more contrasted giant clumps. Nevertheless by computing the mocks at the HST resolution and plotting the clumps detected on the mocks with a [Salpeter \(1955\)](#) IMF, as in [Figure B1](#), one can see that they are visually matching the giant clumps seen on mocks with a [Chabrier \(2003\)](#) IMF. This leads us to claim that in the scenario, the giant clumps detection is dominated by the clump finder parameters and not by the choice of the IMF. The exact same effect can be seen with the High Resolution mocks, [Figure B2](#), and with the lens mocks, [Figure B3](#).

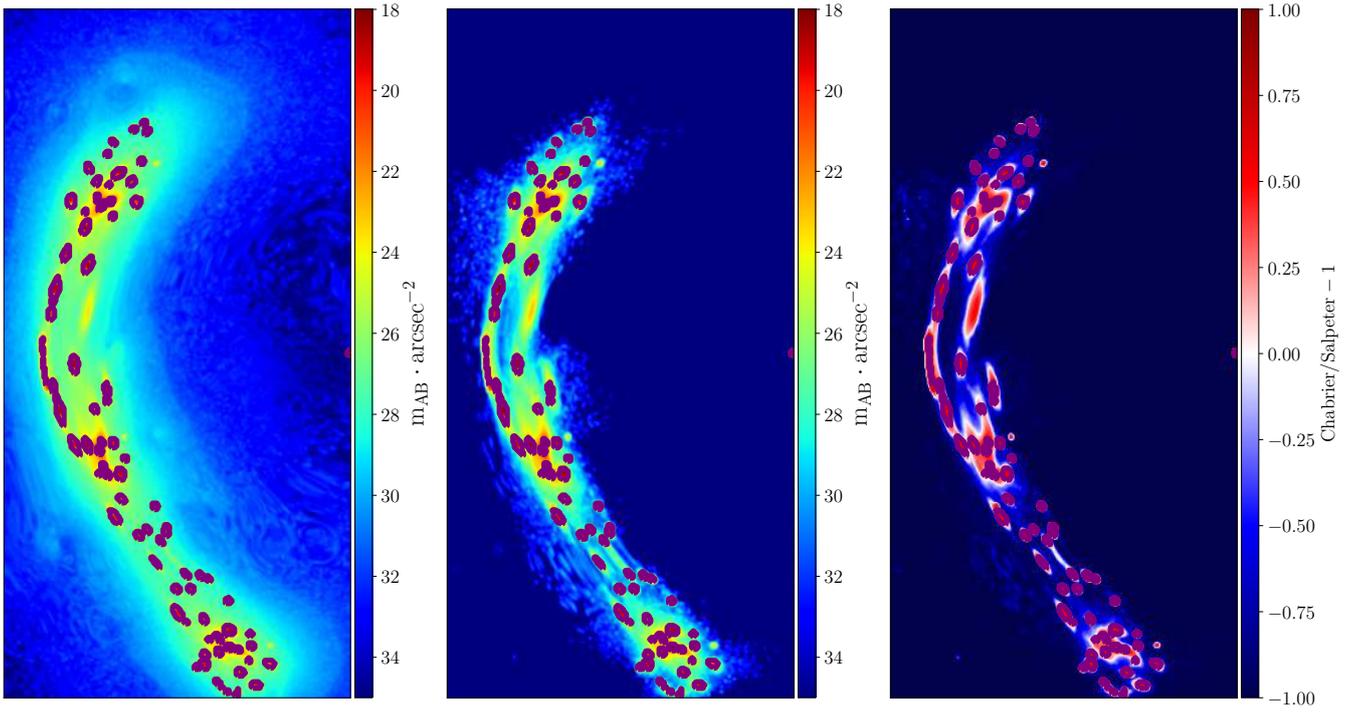


Figure B3. Comparison of Salpeter IMF (left) with Chabrier IMF (center) on lensed mocks. A direct comparison is made on the right plot. The purple contour are the clumps detected by Astrodendro on the Salpeter IMF mock.

4 Le processus de formation des clumps géants est-il important pour les caractériser ?

Afin d’approfondir les résultats trouvés dans la section 6.2 de l’article présenté précédemment il est nécessaire de revenir sur les différents processus de formation des clumps. Comme présenté dans les chapitres précédents, les grumeaux se forment par instabilité gravitationnelle. La stabilité du disque est donnée par le paramètre de Toomre Q , qui oppose stabilisation par la rotation au potentiel gravitationnel généré par le disque galactique. Ainsi une valeur de ce paramètre plus petite que 1 signifie un disque instable qui peut être soumis à des instabilités gravitationnelles. Il est mis en évidence dans le texte de l’article à la section 6.2 que nos simulations présentent un disque marginalement instable et donc soumis au régime de ces instabilités gravitationnelles. L’effondrement gravitationnel du disque va créer des structures qui auront une masse au-dessus de la masse de Jeans du disque. Cette masse est définie dans l’équation 4 de la section 6.2. On peut voir que cette masse est proportionnelle à la vitesse du son dans le gaz. Il est possible de reformuler cette équation pour faire apparaître la température du gaz. En remplaçant l’expression de la vitesse du son en fonction de la température pour le gaz galactique il vient, en considérant la turbulence négligeable (ce qui est le cas dans les conditions initiales) :

$$M_J = \frac{\pi^{\frac{5}{2}}}{6} \left(\frac{\gamma k_B}{G m_H} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{\rho^{\frac{1}{2}}} \quad (4.6)$$

Nous voyons donc que la masse de Jeans est dépendante de la température à la puissance $3/2$. Ainsi un disque chaud va former des structures plus massives qu’un disque froid. C’est ici tout le principe des deux scénarios de formation des clumps. Un disque chaud va se fragmenter pour former des structures massives, les clumps géants, qui vont à leur tour se fragmenter pour former leurs sous-structures. C’est ce scénario qui est appelé top-down dans le texte. À l’inverse un disque froid va former des structures moins massives qui vont alors s’agglomérer sous l’effet de leur attraction gravitationnelle pour former des structures gravitationnellement liées. Les structures formées initialement deviennent donc les sous-structures de ces agglomérats qui sont les grumeaux géants. C’est ce scénario que l’on appelle bottom-up. Nous avons fait en sorte que nos simulations forment leurs structures par l’un ou l’autre des scénarios. Ainsi, en imposant des paliers de refroidissement aux simulations 1 et 2 nous avons maintenu une température élevée dans le disque au moment de la fragmentation initiale assurant un scénario top-down. La simulation 3 ainsi que la 4 se refroidissent à un rythme normal permettant une formation des structures en bottom-up.

4.1 Comparaison des masses.

Un des objectifs de l’article était de trouver un moyen de retrouver le processus de formation en fonction de l’état final des clumps géants. Dans un premier temps, il serait raisonnable de comparer les masses des grumeaux qui pourraient être un premier facteur discriminant. Cependant, il n’existe pas de différence significative dans la répartition des masses des structures ou de leurs sous-structures entre les différents scénarios, comment l’atteste la Figure 4.14. Il semble cependant qu’une

formation bottom-up engendre un nombre de sous-structures (histogramme rouge sur la Figure 4.14) plus important que les formations top-down. Une étude plus détaillée du nombre de sous-structures contenues dans chaque clump en Table 4.5 semble confirmer cette tendance en plus de montrer que les clumps géants formés par un scénario bottom-up contiennent en moyenne plus de sous-structures.

Il est cependant important de noter que cela ne permet pas de conclure sur une présence plus importante de sous-clumps lors de la formation bottom-up. En effet, les deux simulations utilisées pour le scénario bottom-up n'incluent pas l'intégralité des recettes de rétroaction stellaire présentées dans le Chapitre 3. Hors, il a été montré que ces trois recettes sont importantes pour reproduire le comportement du gaz dans le disque (Bournaud, 2016). De plus, comme détaillé dans l'article, les sous-structures sont faiblement liées gravitationnellement et seraient donc susceptibles d'être détruites par la rétroaction. Ainsi, une abondance de sous-structures peut aussi être liée à une rétroaction stellaire plus faible.

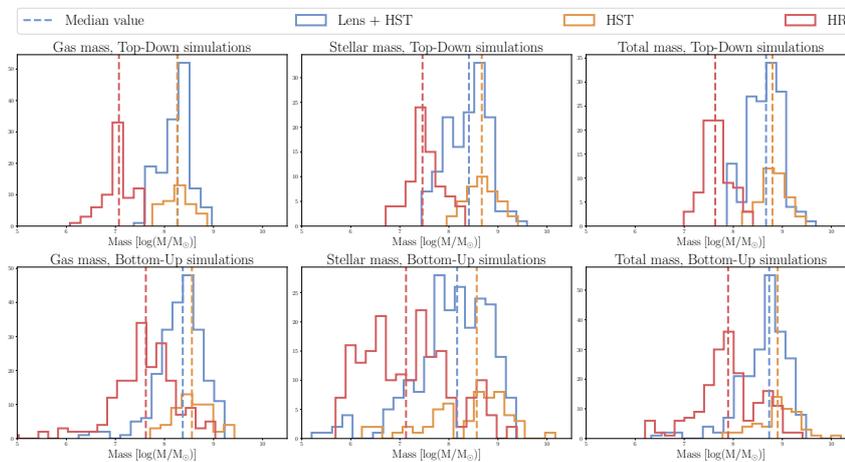


FIGURE 4.14 – Répartition des masses des structures en fonction du scénario de formation.

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3	Simulation 4
Giant clumps	18	21	32	23
Sous-structures	33	41	101	85
# structures par clumps	1.8	1.9	2.9	3.5
STD structures par clumps	0.9	1.1	1.9	1.9

TABLE 4.5 – Nombre de clumps géants et de sous-structures dans chaque simulation.

4.2 Masse de Jeans

Lors d'un effondrement gravitationnel, la masse limite atteignable par un objet est la masse de Jeans de son objet *hôte*. Par exemple, si un disque galactique s'effondre en clump géant, la masse du clump ne pourra pas être supérieure à la masse de Jeans du disque. Cet argument est valable à toutes les échelles, notamment si l'on cherche à étudier l'effondrement des clumps géants en sous-structures. Ainsi, la masse d'un sous clump ne peut excéder la masse de Jeans de son clump géant hôte

s'il s'est formé par effondrement gravitationnel. Cela pourrait être un test afin de vérifier où s'est formé la sous-structure : si sa masse est supérieure à la masse de Jeans du clump géant, alors elle s'est formée en dehors du clump. La Figure 4.15 (gauche) montre la comparaison de la masse des sous-structures avec la masse de Jeans du clump géant hôte. On remarque immédiatement qu'aucune structure n'a une masse supérieure à la masse de Jeans. Ceci ne rejette pas l'hypothèse d'une formation *bottom-up*, mais ne permet pas de conclure quand à l'efficacité de ce diagnostic pour déterminer le processus de formation des grumeaux géants.

Si l'on essaye de calculer une corrélation entre les deux masses, par régression linéaire, le résultat n'est pas satisfaisant pour mettre en avant une corrélation avec un $R^2 = 0.046$. Il est cependant à noter que la Simulation 4 (en orange sur la Figure 4.15) ne provient pas du jeu de simulations que j'ai réalisé. Elle vient d'un modèle possédant initialement une fraction de gaz de 100% et pas de rétroaction stellaire (Behrendt et al, en préparation). Ceci explique donc les valeurs extrêmes pour les masses de Jeans et les petites masses de certaines sous-structures. En retirant cette simulation (Figure 4.15, droite), la corrélation devient légèrement plus satisfaisante avec un $R^2 = 0.2$, mais ne permet toujours pas de conclure quand à utiliser ce diagnostic pour déterminer le processus de formation des structures.

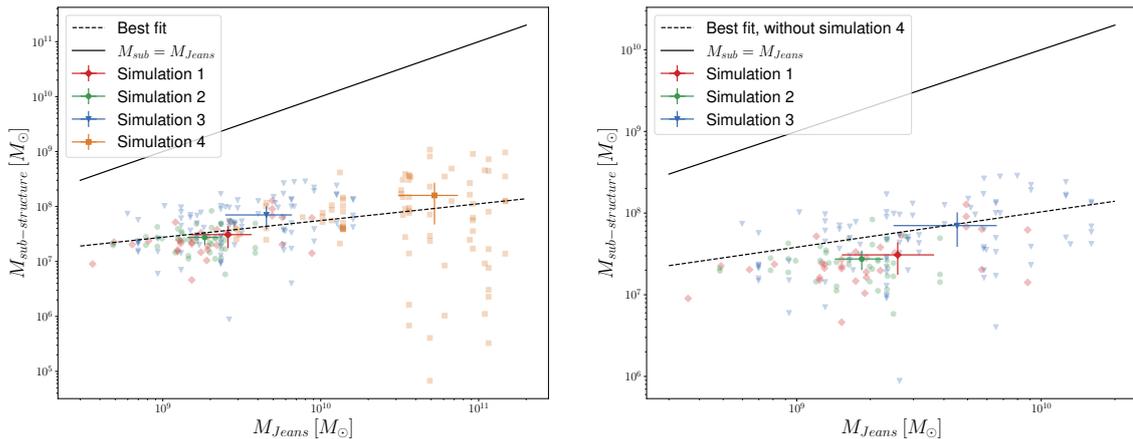


FIGURE 4.15 – Comparaison des masses des sous-structures à la masse de Jeans du grumeau géant hôte dans les quatre simulations de l'article. Les points en transparence sont les sous-clumps individuels et les points nets sont les moyennes de chaque simulation, avec les barres d'erreurs représentant l'écart-type. La ligne noire pleine représente l'égalité des deux masses. La figure de gauche présente les quatre simulations de notre étude ainsi qu'en pointillé, le meilleur ajustement de la distribution. La figure de droite représente la même chose, mais uniquement avec les simulations que j'ai réalisées.

4.3 Dispersion de vitesses

Un autre test qui pourrait mettre en avant la formation des sous-clumps en dehors des clumps géants est la comparaison des dispersions de vitesses. En effet, lors de la formation des structures, il est attendu que la dispersion de vitesse est équivalente à celle du disque. Ainsi, si les clumps géants ne se sont pas formés par effondrement

gravitationnel mais par regroupement des sous-structures, ces dernières devraient avoir des dispersions de vitesses de l'ordre du celles du disque mais pas forcément les clumps géants. La Figure 4.16 montre une comparaison des dispersions de vitesse des clumps géants à celles de leurs sous-structures. On peut voir que les deux dispersions sont légèrement corrélées, avec un facteur $R^2 = 0.57$. La distribution du rapport, présenté en Figure 4.17, montre que la plupart des sous-structures ont une dispersion de vitesse de l'ordre de celles de leur clump géant hôte. Or, comme présenté au Chapitre 2, section 2.2, si le paramètre de Toomre est de l'ordre de l'unité, la structure qui s'effondre garde la même dispersion de vitesse que son milieu environnant. Ainsi, une dispersion de vitesse similaire pour les sous-structures et les clumps est compatible avec l'idée d'une destruction de la première génération de structures dans le cas des formations *bottom-up*, présentée dans l'article.

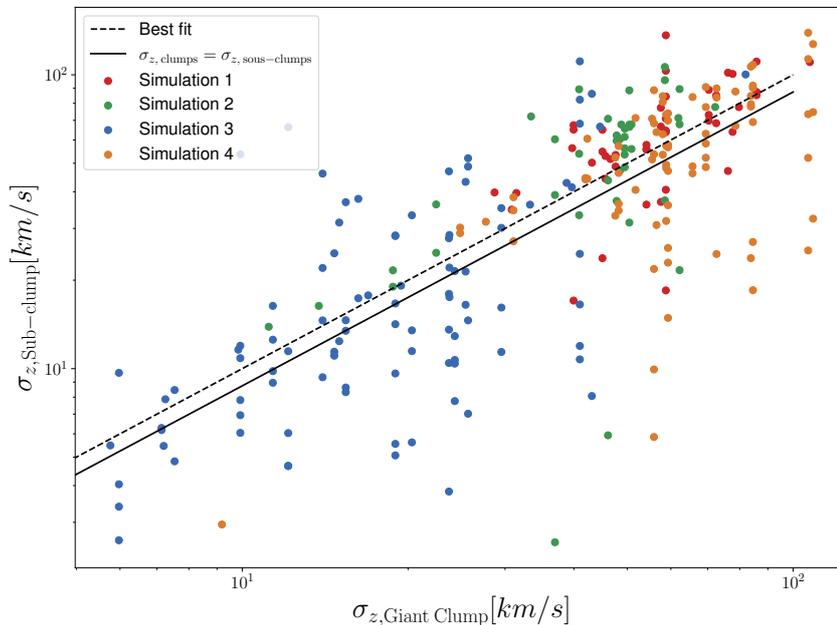


FIGURE 4.16 – Comparaison des dispersions de vitesses des sous-clumps aux dispersions de vitesse dans les grumeaux géants hôtes. La droite en pointillés représente le meilleur ajustement de la courbe.

Si l'on étudie ensuite la dispersion de vitesse du gaz contenu dans les clumps géants, en excluant les sous-structures, comme présenté en Figure 4.18, on voit que celle-ci est systématiquement inférieure à la dispersion de vitesse des clumps géants. On remarque aussi que dans la plupart des cas, la dispersion du gaz intra-clump est inférieure à la dispersion de vitesse globale du disque (lignes pointillées de la Figure 4.18). Cela montre que la majorité de la dispersion de vitesse des clumps géants ne provient pas du gaz inter-clump mais de leur sous-structure, ce qui n'est pas surprenant, car ce sont elles qui forment principalement les étoiles et qui sont soumises à la rétroaction stellaire.

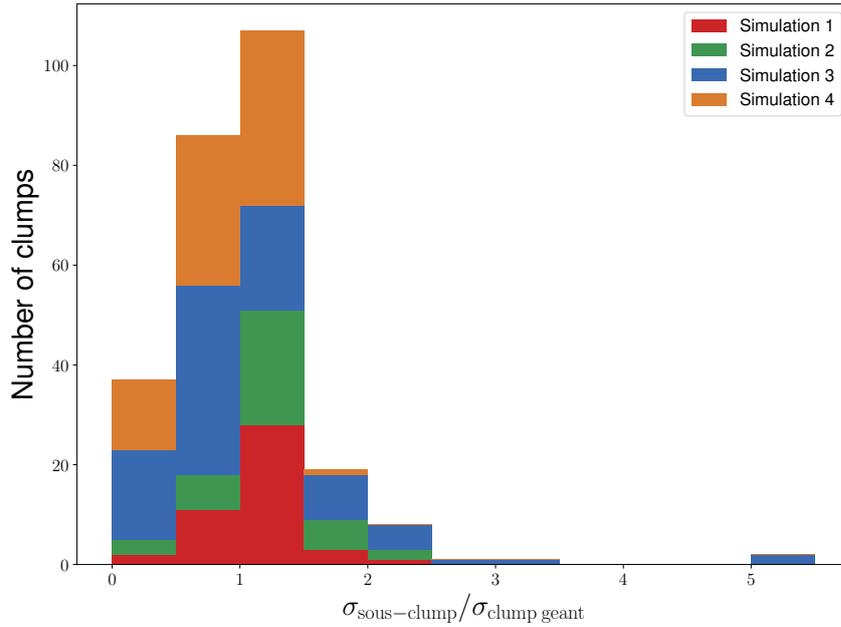


FIGURE 4.17 – Distribution des rapports de dispersions de vitesses.

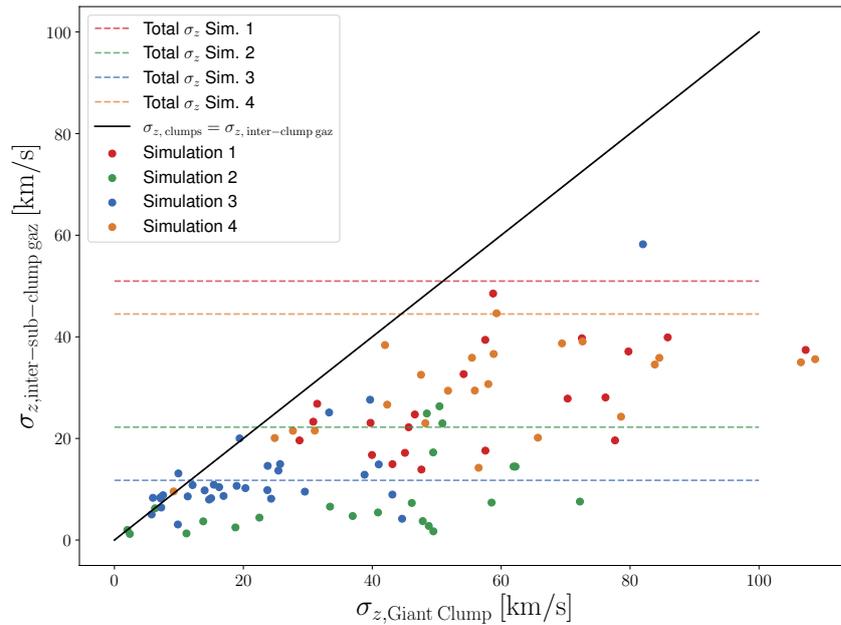


FIGURE 4.18 – Dispersion de vitesse dans le milieu inter-sous-grumeaux comparée à la dispersion de vitesse globale des grumeaux géants. La droite noire présente la relation d'égalité. Les lignes horizontales pointillées présentent la dispersion de vitesse globale du disque galactique de la simulation correspondante, les couleurs étant les mêmes que celles des points.

5 Conclusion

Ce chapitre a présenté les travaux que j'ai effectués sur des simulations numériques de galaxies isolées et que j'ai exécutées sur les supercalculateurs Occigen du CINES (Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur) et Irène du

TGCC (Très Grand Centre de Calcul). Nous avons utilisé des modèles préfabriqués d’observations afin d’étudier les effets de la résolution sur la détection des clumps géants. Nous montrons dans un article publié dans la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Faure et al., 2021), que la résolution effective des observations est déterminante dans la détection des clumps géants. Une plus grande résolution, qu’elle soit atteinte avec des instruments plus puissants ou tirant profit des lentilles gravitationnelles, permet de détecter des structures de masses plus faibles, de l’ordre de $10^6 \sim 10^7 M_{\odot}$. Ces structures ne sont pas les clumps géants mais des sous-structures situées à l’intérieur même des clumps géants. Nous montrons également que les clumps géants sont gravitationnellement liés : ils forment un tout cohérent avec leurs sous-structures, nommées sous-clumps, et le gaz entourant ces dernières.

Nous étudions également le processus de formation des clumps géants. Avec leurs sous-structures, deux scénarios sont possibles, le *bottom-up*, où les sous-structures se forment en premier puis s’agglomèrent pour former les clumps géants, et le scénario *top-down*, où les clumps géants se forment d’abord puis s’effondrent par fragmentation hiérarchique pour donner naissance aux sous-clumps. En étudiant l’état final de simulations formant les sous-clumps avec des scénarios différents, nous observons que les propriétés physiques des clumps géants et des sous-clumps ne dépendent pas du scénario. En ajoutant à cela le fait que les sous-clumps sont faiblement liés gravitationnellement, on peut penser que les sous-clumps sont facilement destructibles par la rétroaction stellaire et qu’une première génération de structures, formée dans le scénario *bottom-up*, ait pu former les clumps géants avant d’être détruite. Les structures auraient alors pu être reformées par effondrement du clump géant nouvellement formé. Cela donnerait donc les mêmes propriétés aux sous-clumps *bottom-up* qu’aux sous-clumps *top-down*.

Finalement, en créant des modèles d’observations ALMA avec l’outil ALMA OST, et en simulant l’observation de l’émission continue de la poussière, nous déduisons que les clumps géants ne peuvent être observés à haute résolution. Seules les sous-structures peuvent être détectées mais une sensibilité élevée est nécessaire. Enfin, nous pensons que nos modèles de rétroaction stellaire ne sont pas efficaces pour éjecter le gaz des sous-clumps, surestimant les quantités observées dans nos modèles comparées aux observations réelles (Cibinel et al., 2017; Rujopakarn et al., 2019). Il est à noter que même si nos modèles de rétroaction sont trop faibles pour détruire les sous-clumps, un ajustement de ces derniers ne devrait pas impacter le temps de vie des clumps géants en les détruisant. Une idée pour aller plus loin serait d’étudier l’impact de la concentration de la rétroaction, en faisant varier les paramètres de formation stellaire décrits au Chapitre 3, section 4.2. En faisant varier le seuil de densité pour la formation stellaire ainsi que l’efficacité, il serait possible de simuler la même galaxie, avec le même taux de formation stellaire mais formant des étoiles dans un gaz plus ou moins dense et ainsi mesurer l’impact de la rétroaction dans des environnements plus ou moins denses.

Chapitre 5

Observation du taux de formation stellaire dans les clumps géants.

1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter l'analyse d'un échantillon d'observations. En effet, après avoir montré au chapitre précédent que nos modèles prédisent l'existence de clumps géants et de sous-structures compatible avec les observations, il est nécessaire d'aller plus loin pour comprendre la non-observation de clumps géants dans les émissions de poussières et de gaz. Cette analyse vise à déterminer le taux de formation stellaire de galaxies clumpy par différentes méthodes et de vérifier si les clumps géants sont effectivement le centre de formation stellaire des galaxies à haut redshifts. En effet, les observations de l'UV émis (Guo et al., 2018, par exemple) montrent que jusqu'à 50% de la formation stellaire peut avoir lieu dans les giants clumps qui ne représentent que $\sim 20\%$ de la masse d'étoiles. Les observations plus récentes du gaz avec l'observatoire ALMA (Cibinel et al., 2017) montrent que ce taux de formation stellaire est peut-être surestimé. Cibinel et al. (2017) propose différentes méthodes pour réévaluer le taux de formation stellaire calculé à partir des observations UV émis du HST. Ces méthodes proposent d'extraire le composant diffus du disque, qui peut contaminer le taux de formation stellaire réellement contenu dans les clumps géants et qui pourrait être une source de surestimation du taux de formation stellaire. Cela peut se faire de trois façons :

- en prenant la brillance de surface moyenne des pixels qui ne sont pas dans les clumps géants et en soustrayant cette moyenne à chaque pixel contenu dans un clump géant, comme réalisé dans (Guo et al., 2012) ;
- pour chaque clump géant, calculer la brillance de surface moyenne dans un anneau autour du clump et soustraire cette moyenne à chaque pixel du clump géant, de façon similaire à (Guo et al., 2018) ;
- en décomposant les cartes de taux de formation stellaire et de masse à l'aide de GALFIT pour extraire le disque et ne conserver que les clumps géants.

Ce chapitre détaillera des travaux préliminaires réalisés dans le but de quantifier l'impact de l'extraction de la composante du disque sur le calcul des taux de formation stellaire dans les galaxies clumpy.

2 Analyse des observations

2.1 Sélection de l'échantillon

Les galaxies sélectionnées pour cette étude proviennent de l'échantillon de 132 galaxies de Cibinel et al. (2015). Ces galaxies ont été extraites par Guo et al. (2013) du champ HUDF (Hubble Ultra Deep Field, Beckwith et al., 2006) puis sélectionnées avec un redshift entre $1.5 \leq z \leq 3$, une magnitude dans la bande H ($\lambda_H = 1630nm$) inférieure à $H \leq 26$ et une masse stellaire supérieure à $M_* > 10^{9.4}M_\odot$. Ces paramètres ont été choisis afin de sélectionner les galaxies avec un meilleur ratio signal sur bruit et d'avoir un taux de complétion supérieur à 50%.

Parmi ces 132 galaxies, nous avons réduit notre analyse sur un échantillon ayant des masses stellaires comprises entre $10^{9.5}M_\odot \leq M_* \leq 10^{10.5}M_\odot$ afin de permettre une meilleure comparaison avec les galaxies issues de nos simulations et d'éviter des galaxies trop massives, qui auraient tendance à être moins clumpy (Guo et al., 2018). Nous avons exécuté le clump finder AstroDendro sur l'intégralité des 4 bandes que nous avons à disposition (F435W, F606W, F775W, F850LP). Si sur une bande, une galaxie présente 2 structures ou plus alors nous la considérons comme clumpy et la choisissons pour notre analyse. Une vérification visuelle de chaque galaxie est ensuite effectuée afin de s'assurer du bon fonctionnement d'AstroDendro. Cela réduit l'échantillon à 66 galaxies. Les images de ces galaxies dans les 4 bandes sont présentées en Annexe A, page 111.

2.2 Méthodes de calculs

Le premier objectif est de s'assurer qu'avec nos méthodes de calculs nous retrouvons les taux de formation stellaire calculés à partir de l'ajustement de spectre d'énergie provenant des données photométriques de Guo et al. (2013) (Pannella ; communication interne). Les données fournies comportent des cartes de segmentations, c'est-à-dire tous les pixels qui composent la source, extraites avec SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996). Ces cartes étant différentes dans chaque bande, elles sont uniformisées en fusionnant deux sources qui se touchent si, après inspection visuelle, les sources font partie du même objet. On considère ensuite qu'un pixel fait partie de la source s'il est présent sur au moins une carte de segmentation d'une galaxie.

Une fois la carte de segmentation *propre* créée, nous convoluons les images dans chaque bande avec la fonction d'étalement du point (PSF) la plus restrictive, c'est-à-dire celle de la bande avec la plus grande longueur d'onde, la bande z ($\lambda_z = 850$ nm, filtre F850LP).

L'étape suivante est de calculer l'extinction par la poussière de chaque objet. Avec les bandes dont nous disposons, la méthode la plus directe est de calculer l'excès de couleur des bandes B et V ($E(B - V)$) en utilisant la formule suivante (Daddi et al., 2004) :

$$E(B - V) = 0.25 \times (m_B - m_z + 0.1) \quad (5.1)$$

où m_B et m_z sont les magnitudes AB observées dans les bandes B ($\lambda_B = 435$ nm, filtre F435W) et z respectivement. Il est à noter que cette étape est simplifiée ici, le calcul de l'excès de couleur peut être amélioré en utilisant toutes les bandes disponibles (B,V,i,z). Les magnitudes sont obtenues en additionnant la valeur de

chaque pixel, qui est égale au nombre d'électrons passant à travers le capteur en une seconde, puis en corrigeant avec la formule suivante :

$$m_{\lambda,\text{observée}} = -2.5 \times \log \left(\sum_{\text{pixel}} n_i \right) + z_{0,\lambda} \quad (5.2)$$

où n_i est la valeur d'un pixel et $z_{0,\lambda}$ le point zéro du détecteur dont les valeurs sont données en Table 5.1.

Filtre	λ [nm]	$z_{0,\lambda}$
B (F435W)	435	25.68
V (F606W)	606	26.51
i (F775W)	775	25.69
z (F850LP)	850	24.87

TABLE 5.1 – Point zéro pour chaque filtre utilisé dans l'analyse.

L'extinction par la poussière, A_λ est alors calculée à partir de l'excès de couleur par la formule suivante :

$$A_\lambda = k(\lambda) E(B - V) = \frac{k(\lambda) A_V}{R_V} \quad (5.3)$$

où $k(\lambda)$ est une courbe de rougissement. Pour les galaxies à haut redshift la courbe est donnée par la loi de Calzetti (Calzetti et al., 2000) :

$$k(\lambda) = \begin{cases} 2.659 \times \left(-2.156 + \frac{1.509}{\lambda} - \frac{0.198}{\lambda^2} + \frac{0.011}{\lambda^3} \right) + R_V & 0.12\mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.63\mu\text{m} \\ 2.659 \times \left(-1.857 + \frac{1.04}{\lambda} \right) + R_V & 0.63\mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.20\mu\text{m} \end{cases} \quad (5.4)$$

avec $R_V = 4.05$. Pour obtenir la magnitude émise, m_λ , il suffit de corriger la magnitude observée par :

$$m_\lambda = m_{\lambda,\text{observée}} - A_\lambda \quad (5.5)$$

Une fois la magnitude observée obtenue, pour obtenir le taux de formation stellaire, il suffit de calculer la luminosité émise à 1500 Å (Madau et al., 1998; Bruzual & Charlot, 2003). La bande B à des redshifts compris entre $1.5 \leq z \leq 2.5$ permet d'observer la lumière émise à 1500 Å (Daddi et al., 2004) et est donc utilisée pour calculer le taux de formation stellaire à l'aide de la formule suivante (Bruzual & Charlot, 2003; Daddi et al., 2004) :

$$\text{SFR} [M_\odot \text{ yr}^{-1}] = \frac{L_{1500 \text{ \AA}} [\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}]}{8.85 \times 10^{27}} \quad (5.6)$$

La luminosité est calculable à partir de la magnitude absolue M_λ :

$$M_\lambda = m_\lambda - 5 \times \log(d_l [\text{pc}]) + 5 \quad (5.7)$$

où d_l est la distance de luminosité, en parsec ($d_l = 14426.8$ Mpc, à $z = 2$, Wright (2006)). La luminosité est alors donnée par :

$$L_B = 4.34 \times 10^{20} \times 10^{-0.4M_B} \quad (5.8)$$

Les résultats de ce calcul appliqué aux galaxies de notre échantillon sont visibles en Figure 5.1. Les erreurs sont calculées en prenant la moyenne quadratique des RMS de chaque pixel dans la galaxie et en utilisant la méthode de propagation des erreurs à chaque étape. Plus de 80% de nos galaxies ont un SFR compatible avec la moitié ou le double des résultats du catalogue, ce qui, pour une première approche, est un résultat satisfaisant, sachant que les cartes de segmentations utilisées sont permissives. Cette approche peut être affinée en utilisant des méthodes de calcul tel que l’ajustement de densités spectrales d’énergies (SED) en ajoutant des bandes d’observations à nos données. Néanmoins, l’approche est ici satisfaisante pour la suite de l’analyse.

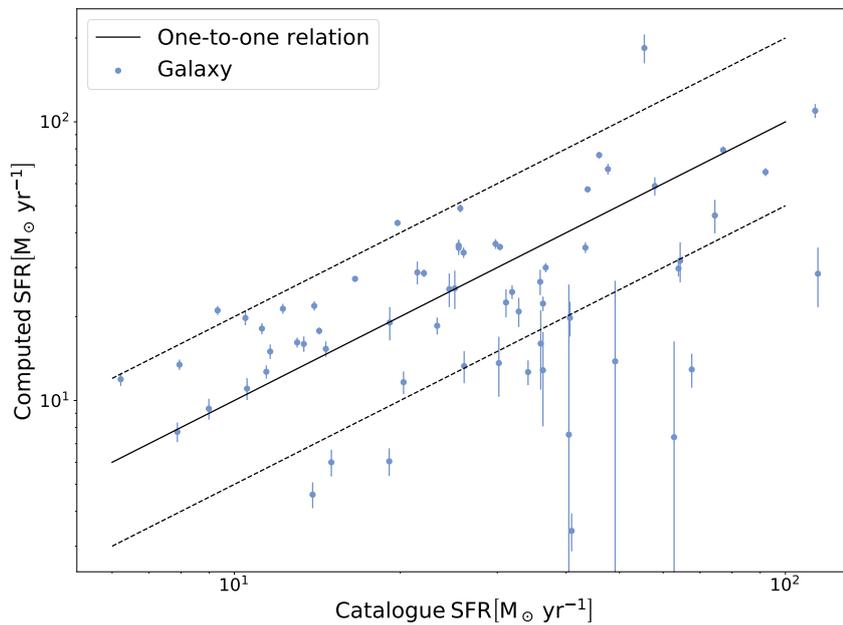


FIGURE 5.1 – Comparaison des taux de formation stellaire calculés par la méthode décrite dans ce chapitre au taux obtenus par le catalogue Guo et al. (2013). Les points bleus sont les galaxies de nos échantillons, la ligne continue noire la relation d’égalité et les deux lignes pointillées la déviation d’un facteur 2.

3 Résultats

Nous exécutons le clump finder Astrodendro avec les paramètres décrits en Table 5.2. Pour le détail de chaque paramètre, voir l’article (Faure et al., 2021) du chapitre précédent. Les clumps étudiés sont ceux détectés sur la bande B, filtre F435W. En effet, c’est cette longueur d’onde qui correspond (i) au taux de formation stellaire, qui est l’objet de notre étude (voir section précédente), (ii) à la longueur d’onde qui possède la plus petite PSF, (iii) à la longueur d’onde la plus bleue de notre échantillon et donc la plus proche de l’UV, où sont principalement détectés les clumps géants.

Pour chaque clump géant détecté, nous procédons à l’analyse décrite en section précédente en sommant la valeur de chaque pixel détecté dans le clump géant

Paramètre	Valeur
min_value	5
min_delta	0
min_npix	3

TABLE 5.2 – Détail des paramètres d’Astrodendro. min_value et min_delta sont donnés en fonction de la moyenne quadratique des pixels contenus dans la galaxie.

pour calculer sa magnitude. Le calcul du taux de formation stellaire s’effectue dans un premier temps sur la luminosité complète d’un clump géant, c’est-à-dire sans soustraire de fond diffus. Dans un second temps, comme proposé par Cibinel et al. (2017) et Guo et al. (2018) nous soustrayons une partie de la valeur de chaque pixel correspondant à un fond diffus provenant du disque galactique. Nous utilisons ici une approche simplifiée : une fois les clumps géants d’une galaxie identifiés, nous masquons ces derniers et calculons la valeur moyenne des pixels restants. Cette valeur est ensuite soustraite à chaque pixel contenu dans le clump géant pour tenter d’éliminer la contribution du disque. Cette méthode correspond à ce qui a été fait précédemment par Cibinel et al. (2017). Une autre méthode, non employée ici est celle proposée par Guo et al. (2018) et qui consiste à calculer la moyenne d’émission non pas sur l’intégralité du disque, mais dans un anneau autour du clump géant. Cette méthode a l’avantage de prendre en compte de façon plus précise la position du clump dans le disque. En effet, la plupart des disques ont une magnitude exponentielle et sont plus brillants au centre que sur les bords. Néanmoins, la méthode utilisée ici a fait ses preuves (Guo et al., 2013; Cibinel et al., 2017).

La comparaison avec et sans soustraction de la contribution du disque est visible en Figure 5.2. On peut voir qu’il y a effectivement une réduction du taux de formation stellaire dans chaque structure, qui s’étend de 10 à 60% après soustraction de la contribution du disque. En moyenne, le disque contribue pour 24% au taux de formation stellaire d’un clump géant (voir Figure 5.2, image de droite).

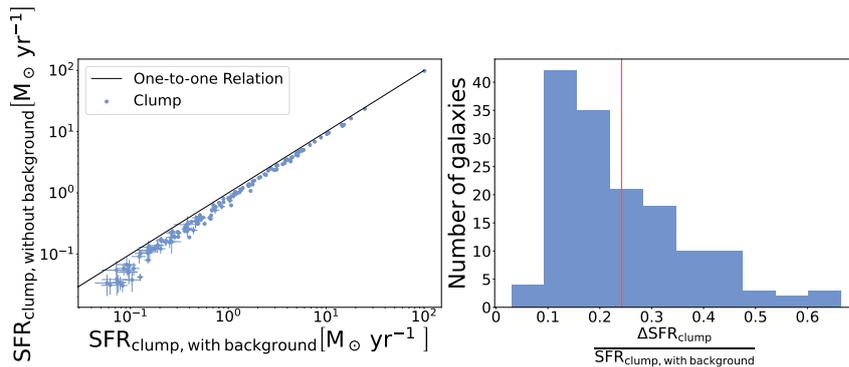


FIGURE 5.2 – Comparaison des taux de formation stellaire des clumps géants selon la méthode de calcul. Sur la figure de gauche, en abscisse, le SFR calculé sans soustraire de fond diffus, en ordonnée, la contribution du disque est soustraite selon la méthode détaillée en Section 3. Chaque point bleu correspond à un clump et la droite noire représente la droite unité. Sur la figure de droite est représenté le taux de variation du taux de formation stellaire selon la méthode de calcul. La droite verticale rouge représente la moyenne de la distribution.

La contribution de chaque clump géant au taux de formation stellaire de sa galaxie hôte est représentée en Figure 5.3, avec soustraction du disque (à droite) ou non (à gauche). Les résultats sont cohérents avec ceux du catalogue de Guo et al. (2018), présenté au Chapitre 2, Figure 2.9. Les clumps participent individuellement entre quelques pour cent et 50% du taux de formation stellaire des galaxies, avec une moyenne autour de 10%. La soustraction de la composante du disque va très peu influencer sur la distribution, ce qui peut laisser penser que cette composante est relativement équilibrée entre les clumps formant peu d'étoiles et ceux en formant le plus. Cela peut permettre de supposer que la distance des clumps par rapport au centre de la galaxie influence peu leur taux de formation stellaire. Il est cependant impossible de statuer sur cette hypothèse en l'état actuel de nos résultats, car la suppression de la composante du disque est uniforme pour chaque galaxie (voir plus haut). La méthode proposée par Guo et al. (2018) ainsi qu'une étude d'un gradient du taux de formation stellaire pourrait être intéressante pour confirmer cette hypothèse.

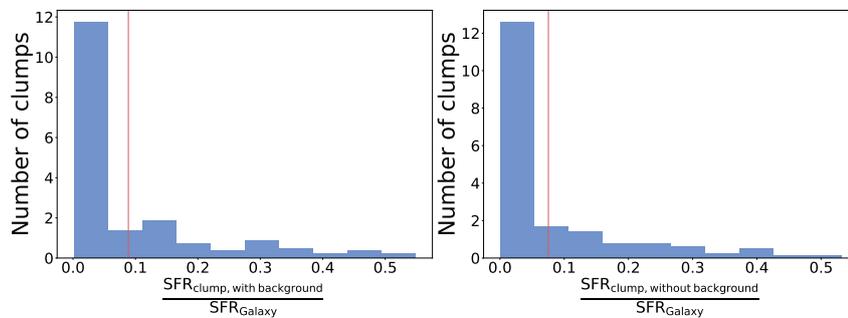


FIGURE 5.3 – Distribution de la contribution des clumps individuels au SFR de leurs galaxies hôtes. À gauche, les taux de formation stellaire calculés sans soustraction de la contribution du disque et à droite, avec soustraction. Les droites verticales représentent la moyenne de chaque distribution.

La Figure 5.4 représente la contribution totale des clumps au taux de formation stellaire des galaxies hôtes. Les résultats sont en accord avec Guo et al. (2018), comme montré au Chapitre 2. Les clumps géants sans la soustraction de la contribution du disque participent jusqu'à plus de 50% du taux de formation stellaire des galaxies clumpy, pour une moyenne de 23%. Si l'on retire cette contribution, les extrêmes ne changent pas, mais la moyenne est réduite à 19%. Ce chiffre est consistant avec les résultats de Cibinel et al. (2017), où le taux de formation stellaire est largement surestimé si l'on ne retire pas la composante du disque (passant de 40% à 10% selon la méthode de calcul utilisée). La réévaluation du taux de formation stellaire dans les clumps géants permettrait de rendre ces valeurs compatibles avec les observations du gaz par ALMA.

La diminution du taux de formation stellaire après soustraction du disque n'est pas flagrante. En revanche, elle est importante pour les calculs de masses de clumps (Guo et al., 2018). En effet, les clumps géants sont moins contrastés en masse qu'en taux de formation stellaire dans les observations, rendant l'effet plus important lorsque l'on calcule les masses.

Cependant, ces résultats ne sont pas encore comparables aux observations de l'émission continue de la poussière telle que réalisées par Rujopakarn et al. (2019);

Iverson et al. (2020) puisque l’observation de la poussière est aussi corrélée avec la métallicité du gaz, variable qui n’est pas étudiée ici. Il est possible que la métallicité des clumps soit différente de la métallicité du disque, puisque ces derniers peuvent être composés de gaz cosmologique, récemment tombé sur la galaxie et donc faiblement métallique. Ainsi, il peut exister un gradient de métallicité à l’intérieur du disque qui rendrait l’émission de la poussière plus faible dans les clumps géants, les rendant indétectables par l’observation de l’émission de la poussière. Cette hypothèse n’a pas encore été étudiée mais ferait l’objet d’une étude complémentaire aux résultats présentés ici et au Chapitre 4.

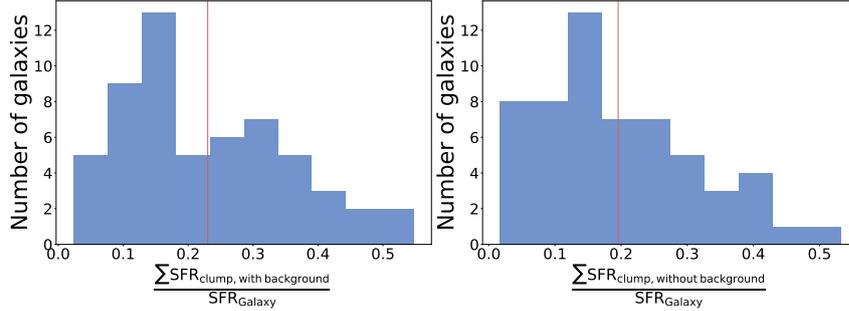


FIGURE 5.4 – Distribution de la contribution totale des clumps au SFR de leurs galaxies hôtes. A gauche, les taux de formation stellaire calculés sans soustraction de la contribution du disque et à droite, avec soustraction. Les droites verticales représentent la moyenne de chaque distribution.

4 Conclusion

Ce chapitre ne présente que des résultats préliminaires. En effet, une comparaison plus poussée nécessiterait de prendre en compte la position des clumps géants dans les galaxies afin de soustraire de façon plus précise la composante partielle du disque. En revanche, les résultats obtenus sont encourageants et montrent que la soustraction de la composante du disque va dans le sens des observations du gaz avec ALMA, ce qui signifierait que les clumps géants pourraient former moins d’étoiles que prévu par les premières observations. Une analyse plus complète, prenant en compte plus de méthodes de soustraction de la composante du disque, notamment en calculant cette dernière localement, permettrait d’aller plus loin que les travaux présentés ici. Il est aussi à noter que prendre en compte plus de longueurs d’onde permettrait de calculer d’autres paramètres dans les clumps, comme l’âge ou la masse stellaire. Pour aller plus loin, il peut aussi être intéressant de comparer les résultats obtenus en appliquant ces méthodes aux simulations. En effet, avoir accès à la totalité des données tridimensionnelles des simulations peut permettre de déterminer quelle méthode s’approche le plus du taux de formation stellaire des clumps géants des simulations.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Dans cette thèse, j'ai présenté mes travaux qui portaient sur les galaxies dites *clumpy* de l'Univers à haut redshift, c'est-à-dire $z \geq 1$. L'étude de ces galaxies est importante, car elles sont les galaxies les plus nombreuses à l'époque où l'Univers formait le plus d'étoiles. Ces galaxies sont également les progénitrices des galaxies de l'Univers local et comprendre leur évolution est important. Néanmoins, la présence même des clumps géants est remise en question par des observations à de meilleures résolutions, permises par l'interférométrie avec ALMA, mais aussi par les effets de lentilles gravitationnelles. Nous avons étudié les clumps grâce à deux outils : les simulations numériques (Chapitre 4) et les observations (Chapitre 5). Les avancées fulgurantes en termes de puissance de calcul nous ont permis de modéliser avec une résolution élevée, inférieure au parsec, des galaxies isolées typiques de ces redshifts. En réalisant des modèles d'observations, nous avons montré, dans un article publié chez *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, que l'observation des clumps géants dépend de la résolution à laquelle l'étude est effectuée. En effet, à la résolution du HST nous obtenons des clumps géants similaires de masses $10^8 \sim 10^9 M_\odot$, tandis que plus la résolution est élevée, plus les structures détectées sont petites et de masses plus faibles, de l'ordre de $10^6 \sim 10^7 M_\odot$. Ces structures sont équivalentes à celles détectées lors de l'observation de galaxies clumpy à travers des lentilles gravitationnelles. Lorsque nous comparons les structures détectées aux différentes résolutions, nous voyons que les plus petites structures sont situées intégralement à l'intérieur des clumps géants, faisant de ces derniers des clusters de petites structures. Nous remarquons également que les clumps géants sont liés gravitationnellement : les petites structures sont donc des sous-clumps et sont liées entre elles ainsi qu'avec le gaz environnant pour former les clumps géants. Nous en déduisons que les observations à haute résolution ne permettent pas de détecter les clumps géants, qui ont une réalité physique, mais leurs sous-structures directement.

La question se pose donc de savoir comment les clumps géants se forment : est-ce que le disque s'effondre en clumps géants qui vont s'effondrer à leur tour en sous-clumps (scénario dit *top-down*) ou est-ce que le gaz s'effondre en petites structures qui vont s'agglomérer pour former les clumps géants (scénario dit *bottom-up*) ? Dans les simulations, nous pouvons contrôler le scénario de formation, c'est pourquoi nous avons comparé l'état final des clumps géants dans nos simulations *bottom-up* aux simulations *top-down*. Nous n'avons pas ici trouvé de différences entre les deux états finaux. Cela peut laisser penser que, quel que soit le scénario, la première génération de sous-clump est détruite par la rétroaction stellaire, laissant

le clump géant s’effondrer à nouveau pour reformer des sous-structures. Cette idée est supportée par le fait que, dans nos simulations, les sous-clumps sont faiblement liés gravitationnellement.

Nous montrons également, dans cet article, que les observations à haute résolution effectuées avec ALMA ne permettent pas la détection des clumps géants, mais pourraient permettre la détection des sous-structures. En comparant nos modèles aux observations, nous trouvons cependant que nos sous-structures sont encore trop gazeuses comparées aux observations. Ceci peut être dû à des modèles de rétroaction stellaire pas assez puissants pour détruire les sous-structures. Ainsi, il serait nécessaire d’obtenir des jeux de données d’observations du gaz et de la poussière dans les galaxies clumpys plus importants dans les années à venir pour comprendre de façon plus précise les effets de la résolution, de la sensibilité et de la rétroaction stellaire sur les clumps géants et leurs sous-structures.

Du point de vue des observations que nous avons étudiées, un travail important reste à faire. Nous avons ici confirmé une tendance, les clumps géants forment moins d’étoiles qu’initialement observé, compte tenu d’une participation relativement importante du disque à la formation stellaire. Ces résultats sont compatibles avec des observations du gaz réalisées avec ALMA, qui montrent que les clumps géants ne peuvent participer à plus de 20% du taux de formation stellaire dans UDF6462 (Cibinel et al., 2017). La prochaine étape serait de raffiner les observations en ajoutant des longueurs d’onde pour permettre d’utiliser des outils de mesures plus précis, comme la densité spectrale d’énergie et de réaliser sur le jeu de données que nous avons l’intégralité des méthodes de calcul proposées par Cibinel et al. (2017) pour soustraire la composante du disque aux clumps géants. Ces résultats seraient à comparer avec nos simulations numériques afin d’en déduire quelle méthode s’approche le plus des véritables taux de formation stellaire des clumps géants.

Cette thèse n’a que très peu évoqué les problématiques d’extinction par la poussière. Plusieurs études ont montré que les clumps géants ne sont pas particulièrement plus éteints que le reste de leur galaxie hôte. Cependant, les observations de l’émission continue de la poussière ne montrent l’existence d’aucune structure visible. Sachant que la quantité de poussière est reliée directement à la densité surfacique de gaz mais aussi à la métallicité et que certaines études ont montré qu’il peut exister un gradient de métallicité à l’intérieur des galaxies (Queyrel et al., 2012; Swinbank et al., 2012a), il pourrait être intéressant d’étudier la métallicité minimale que doit avoir un clump géant pour que l’émission de la poussière totale de la galaxie soit lisse, malgré la présence de clumps géants. Il n’est pas improbable que les clumps géants aient des métallicités différentes du disque galactique, puisque selon les études théoriques, ils se forment dans les régions au bord du disque, riches en gaz cosmologique, peu métallique.

Ces travaux ont donc permis d’expliquer différents problèmes soulevés par les observations des galaxies à haut redshift. Cependant, il reste encore un grand nombre d’incertitudes, surtout en ce qui concerne la compréhension des modèles de rétroaction stellaire et leur impact sur les clumps géants et les galaxies à haut redshift. L’avancée des techniques de simulation et des supercalculateurs parviendra à, un jour, arriver à des modèles reproduisant fidèlement l’intégralité des paramètres des galaxies. De même, les futurs télescopes spatiaux, dont le James Webb Space Telescope (JWST), le remplaçant du HST, permettront d’étudier plus précisément la struc-

ture interne des galaxies éloignées, pour ainsi, peut-être, détecter les sous-structures des clumps géants et de comprendre l'impact de ces derniers sur les disques galactiques et leur évolution.

Annexe A

Notre échantillon de galaxies clumpy.

Les images ci-dessous sont les observations dans quatre différentes bandes de notre échantillon de 66 galaxies clumpy. À gauche se trouve l'id de la galaxie dans le catalogue CANDELS Guo et al. (2013). Chaque colonne correspond à un filtre différent, rappelé en tête de figure.

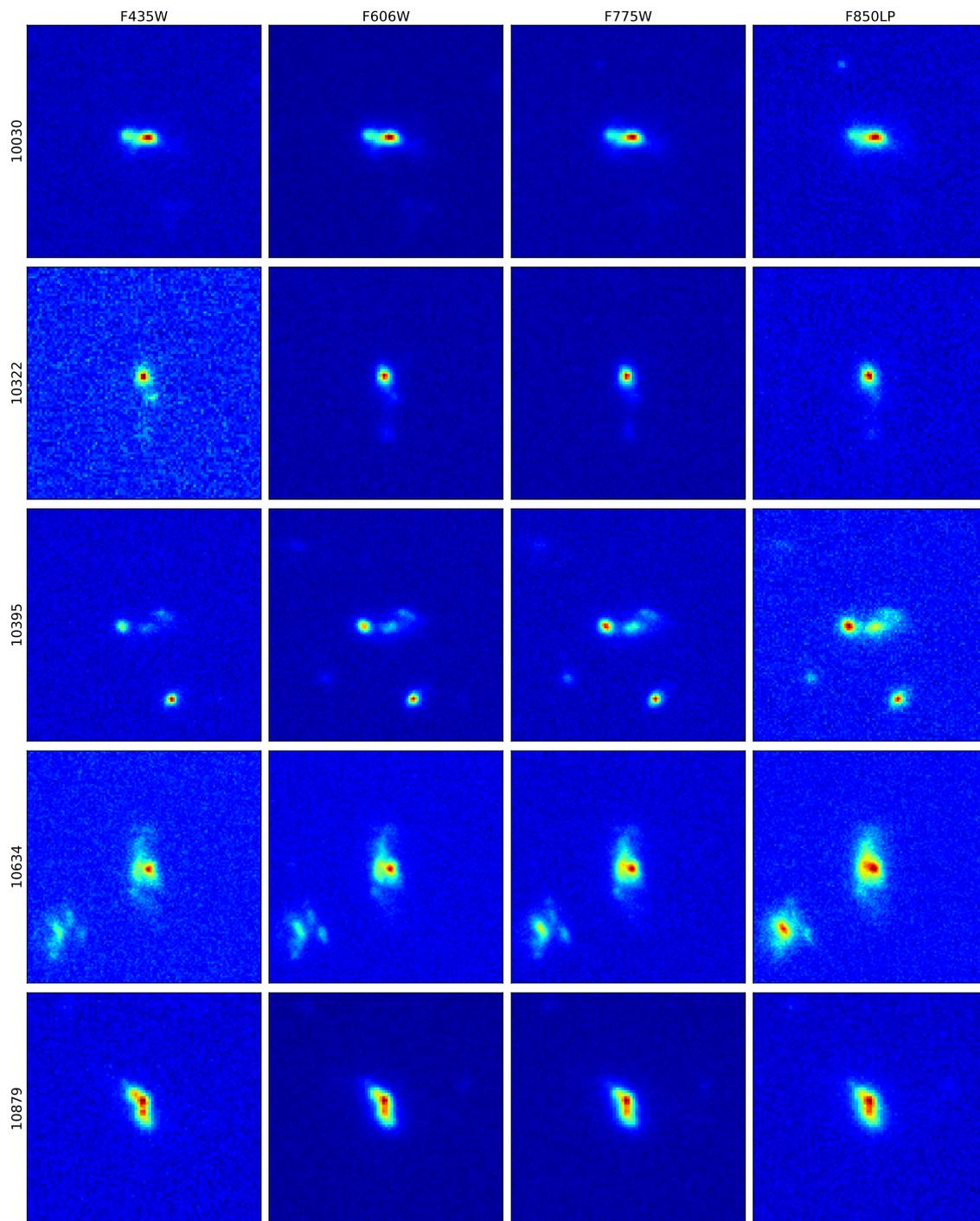


FIGURE 6.1 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

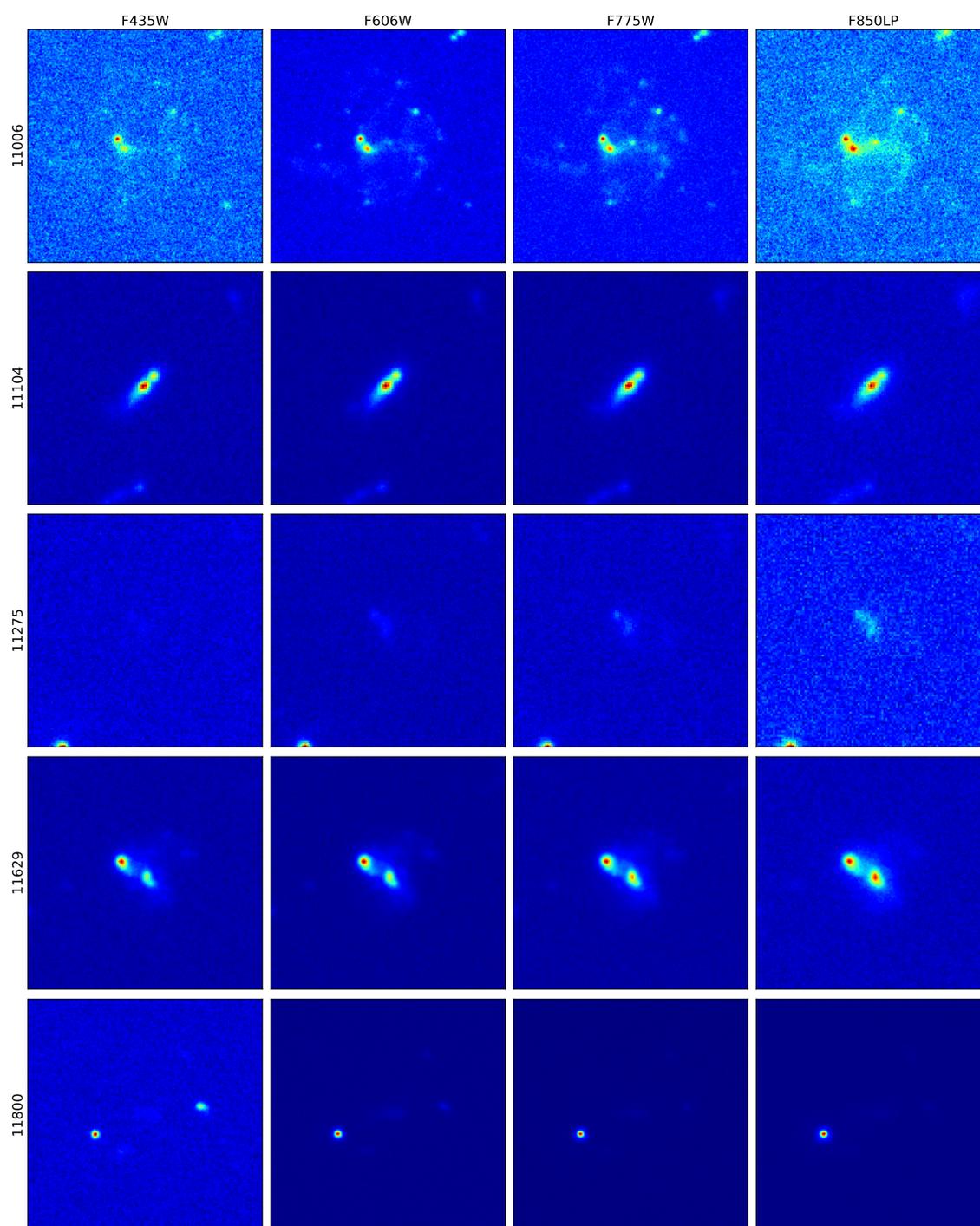


FIGURE 6.2 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

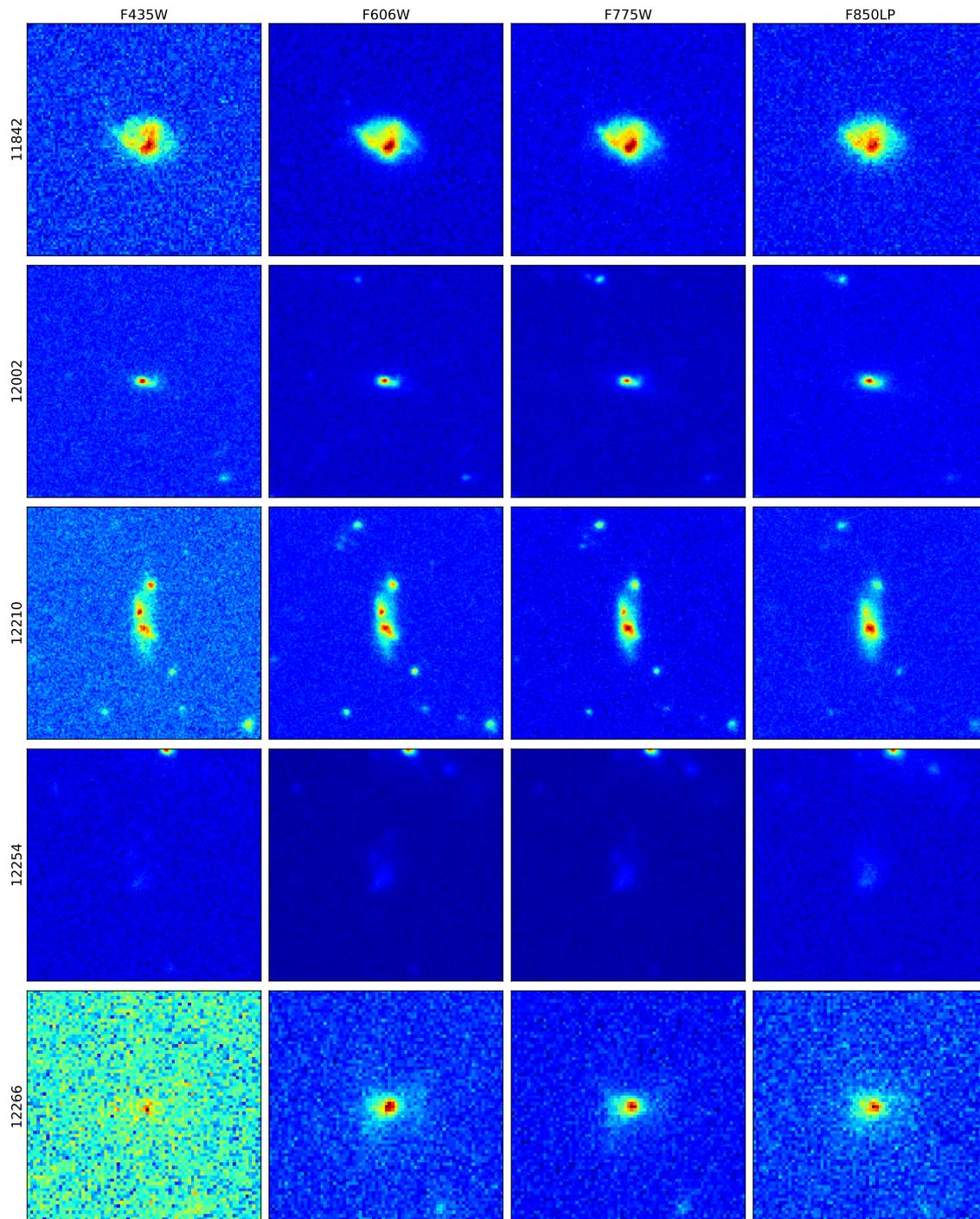


FIGURE 6.3 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

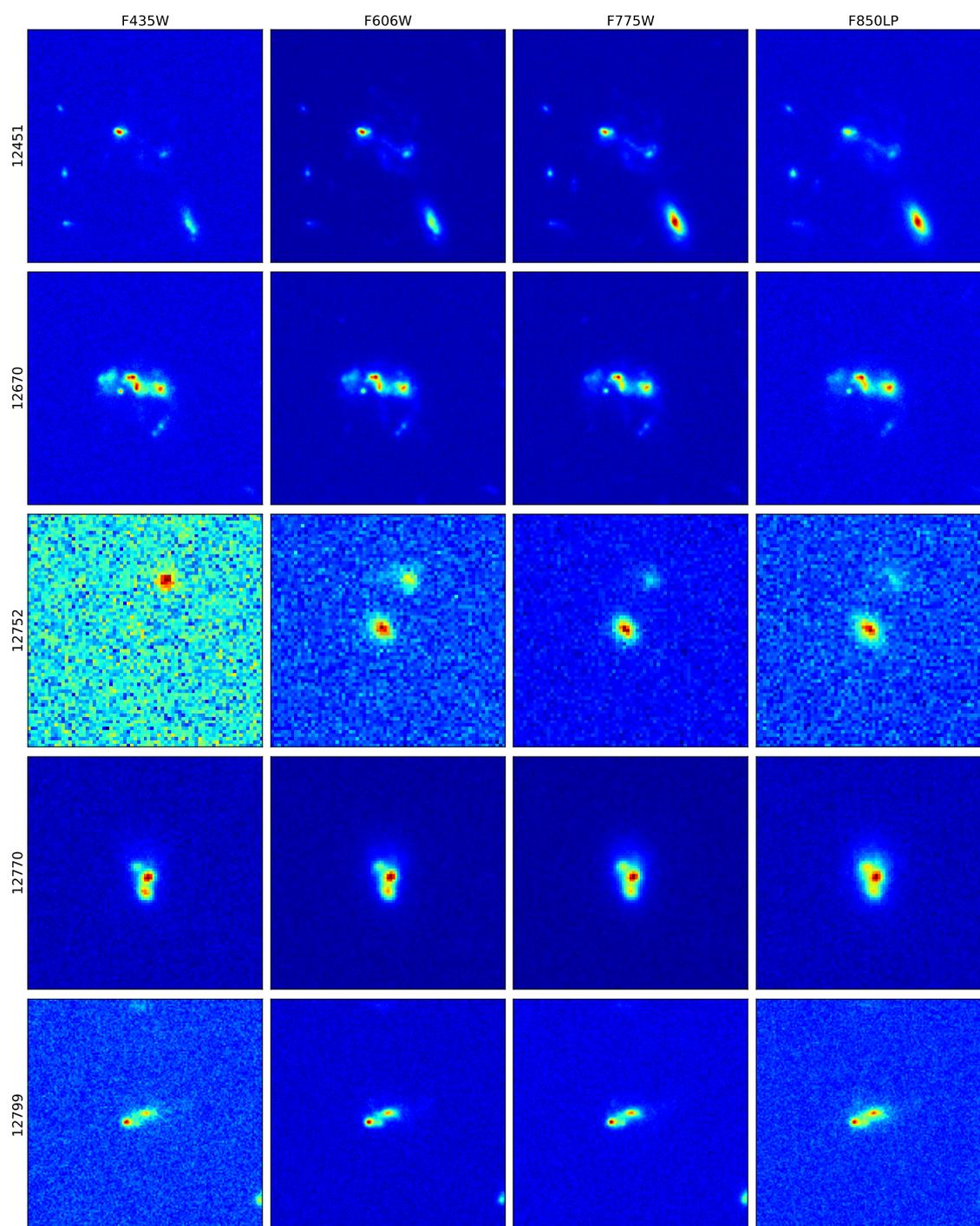


FIGURE 6.4 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

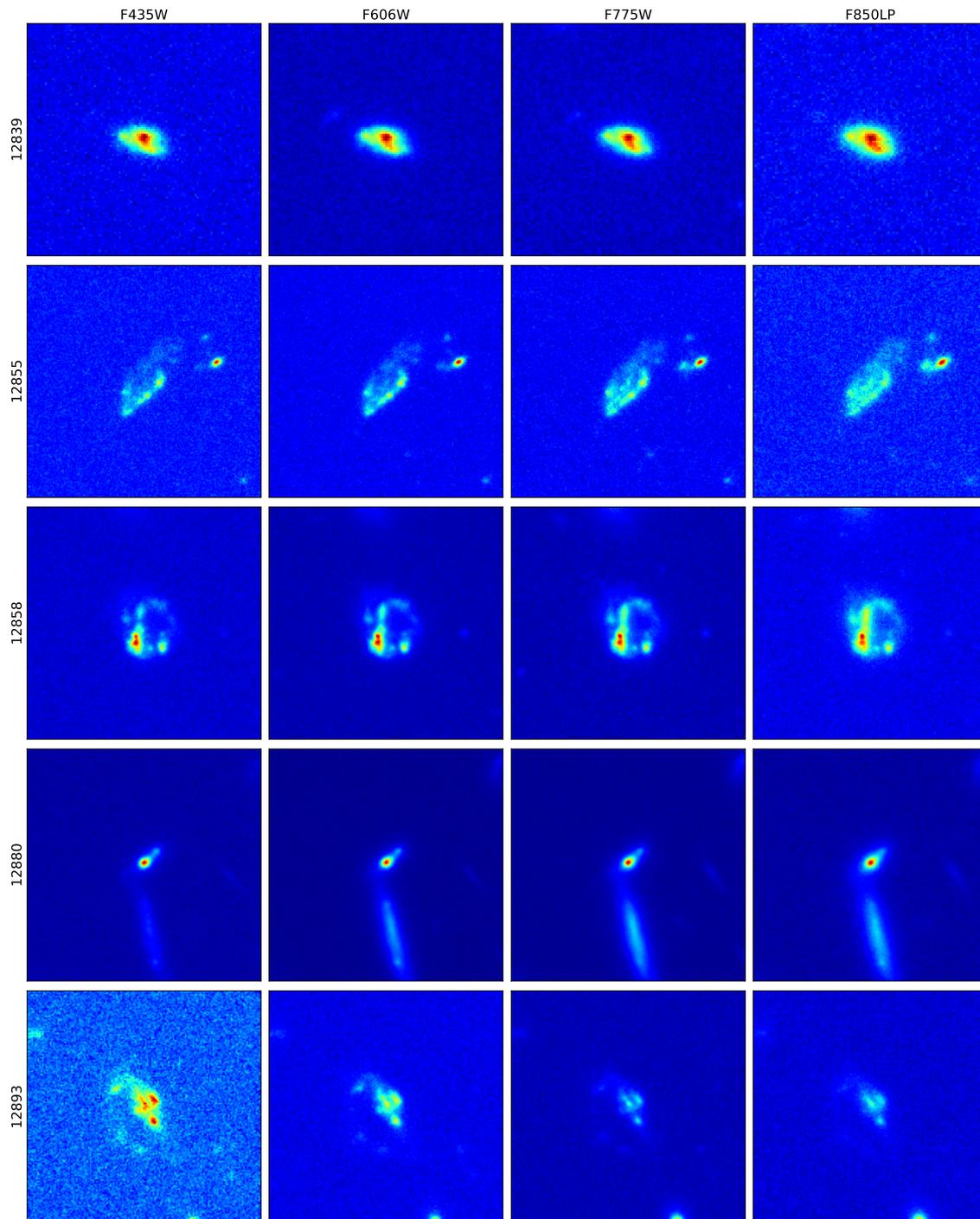


FIGURE 6.5 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

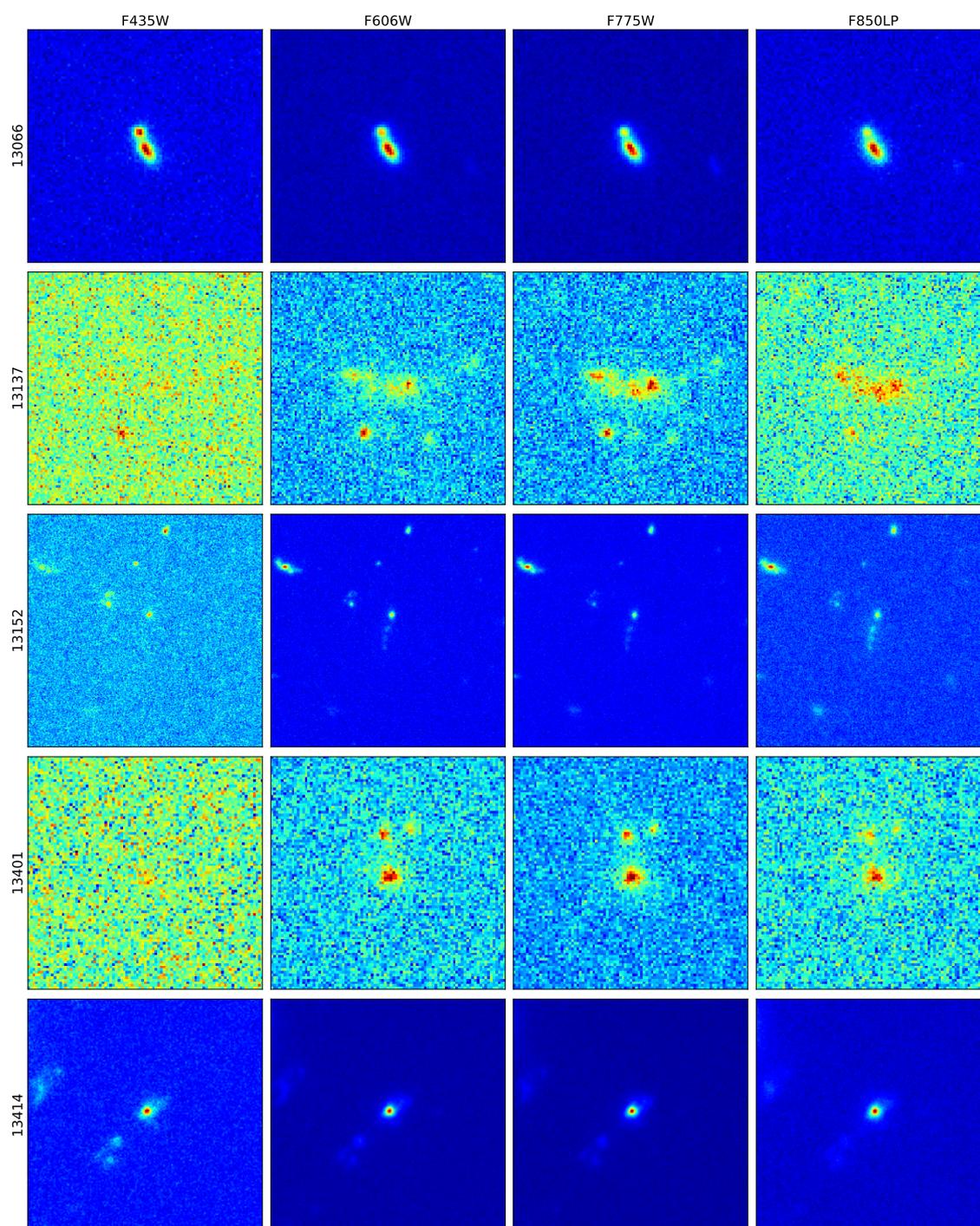


FIGURE 6.6 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

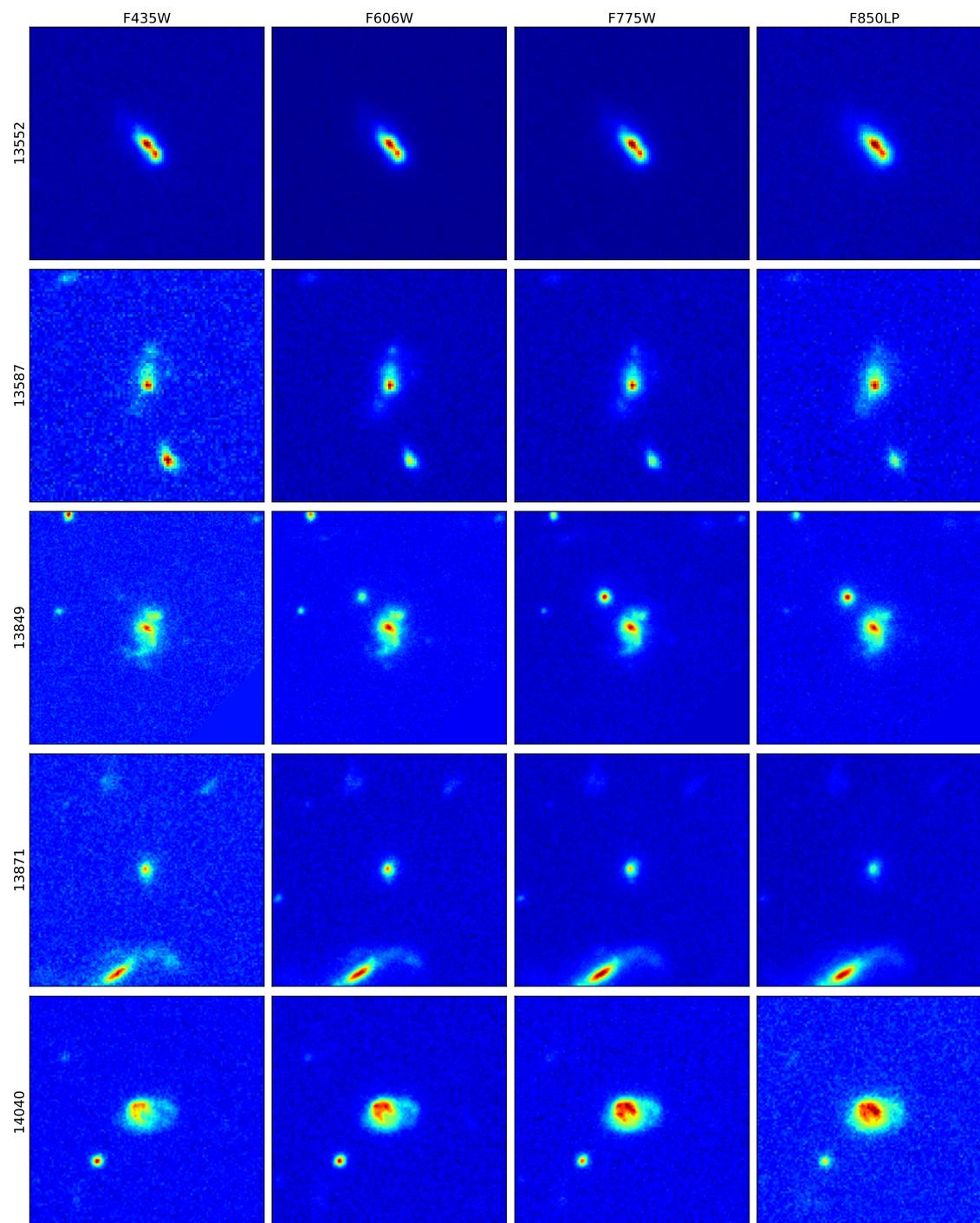


FIGURE 6.7 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

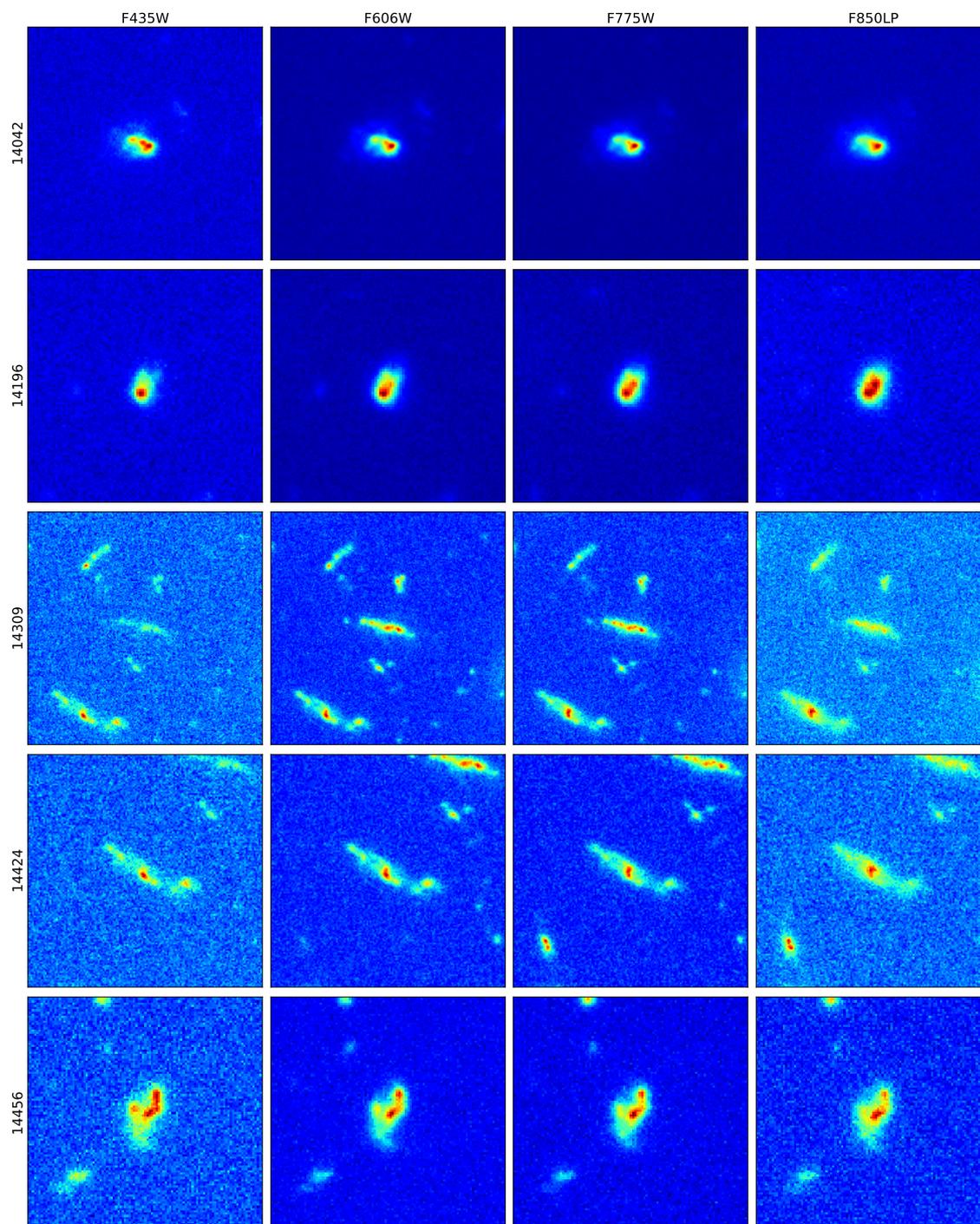


FIGURE 6.8 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

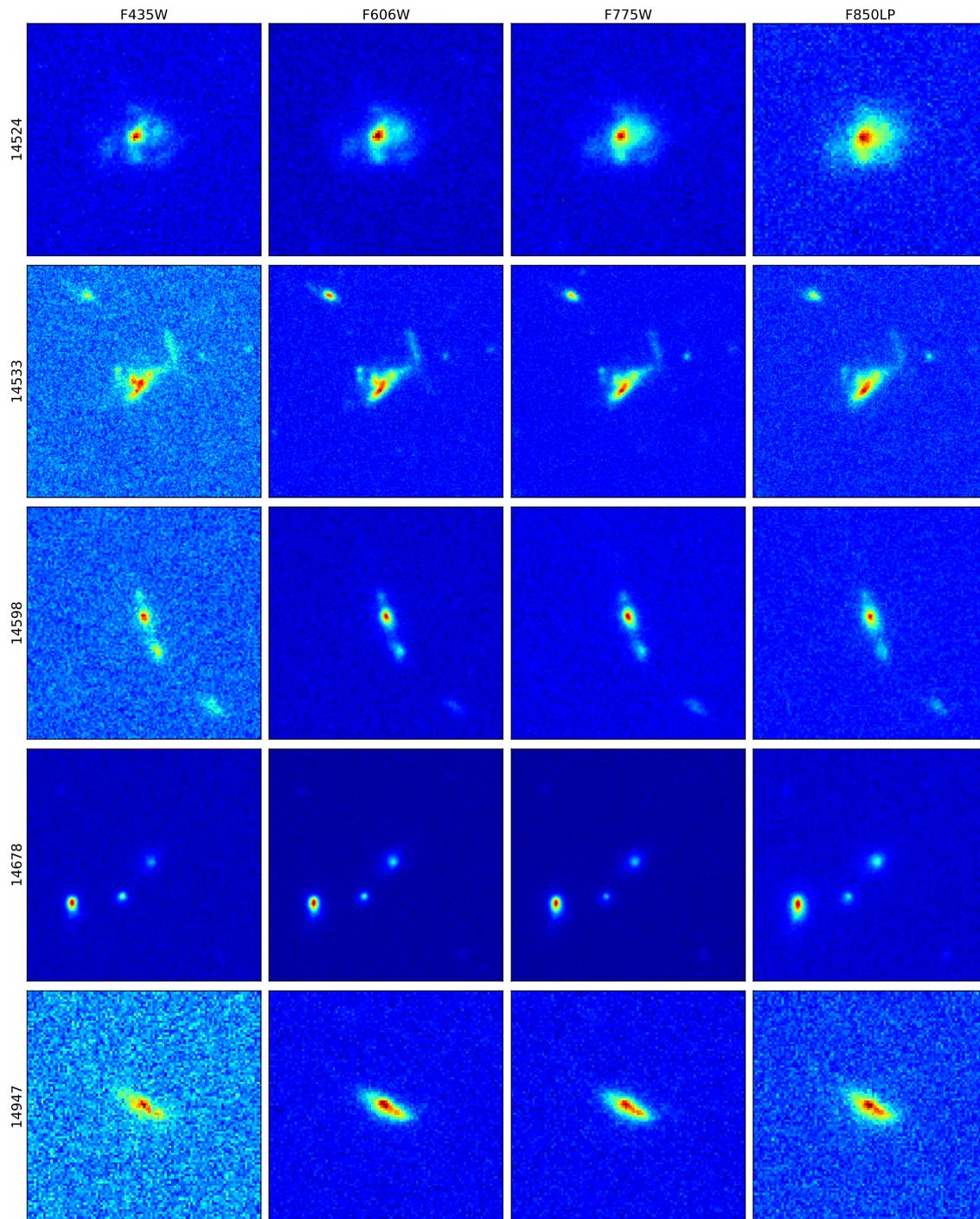


FIGURE 6.9 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

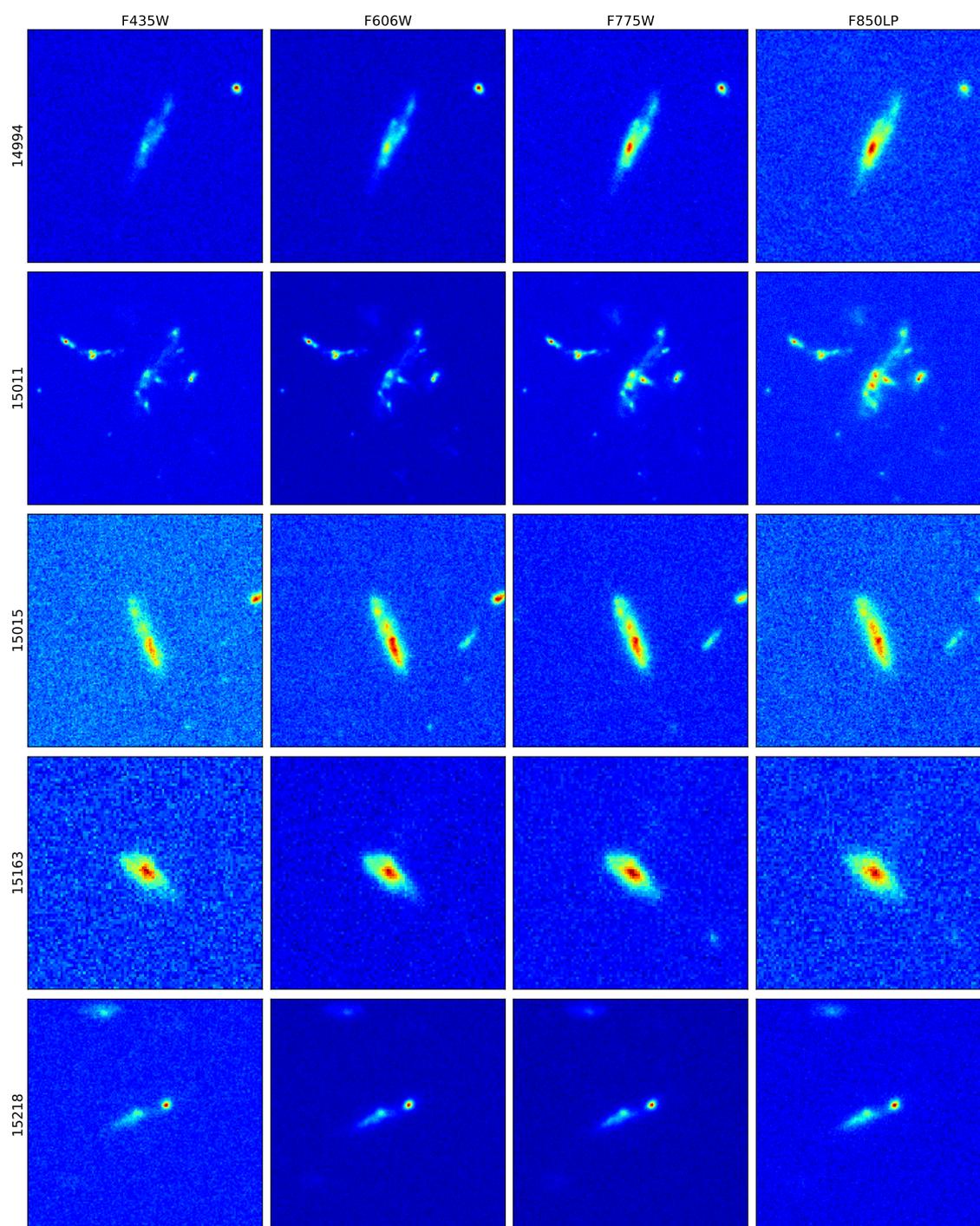


FIGURE 6.10 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

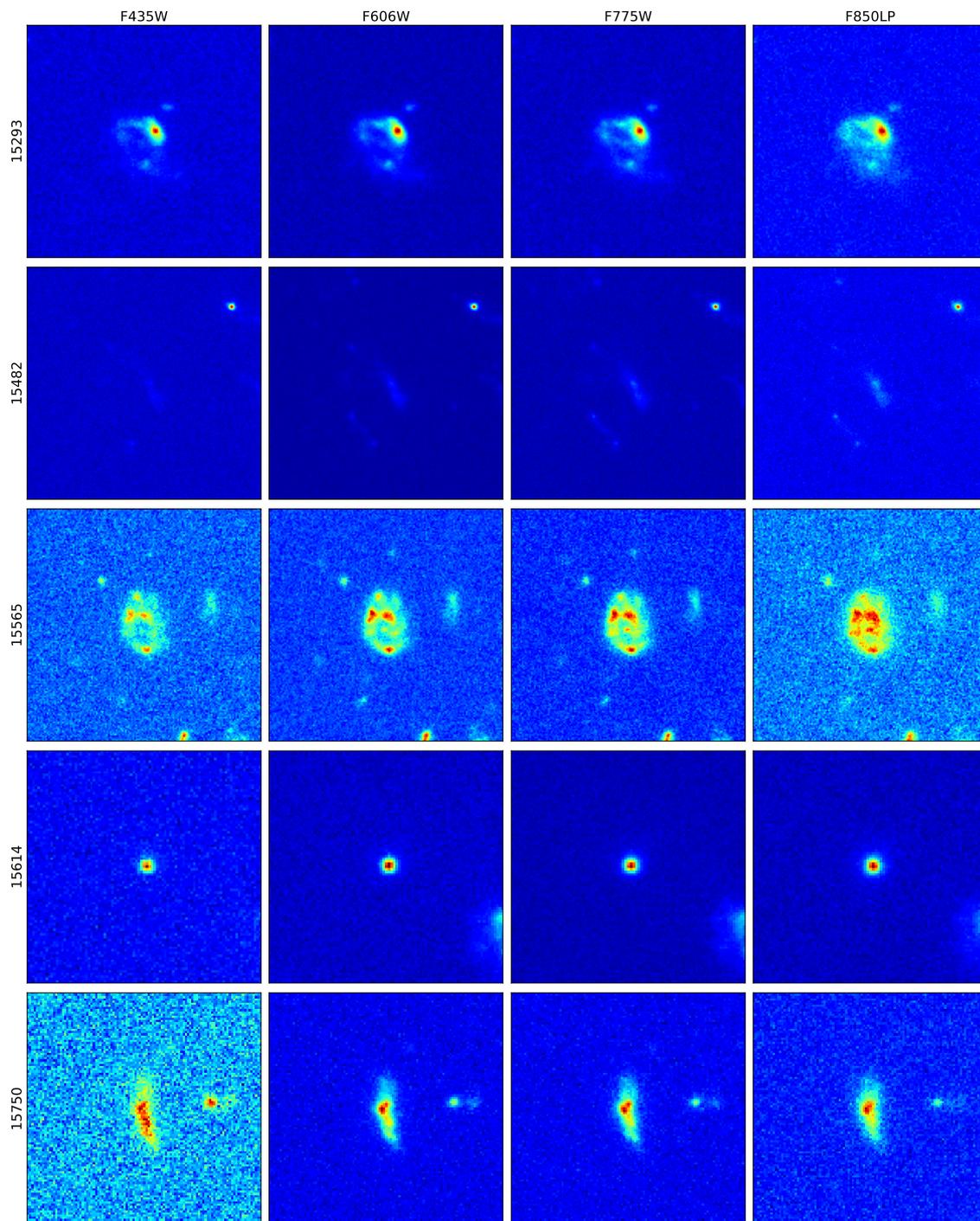


FIGURE 6.11 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

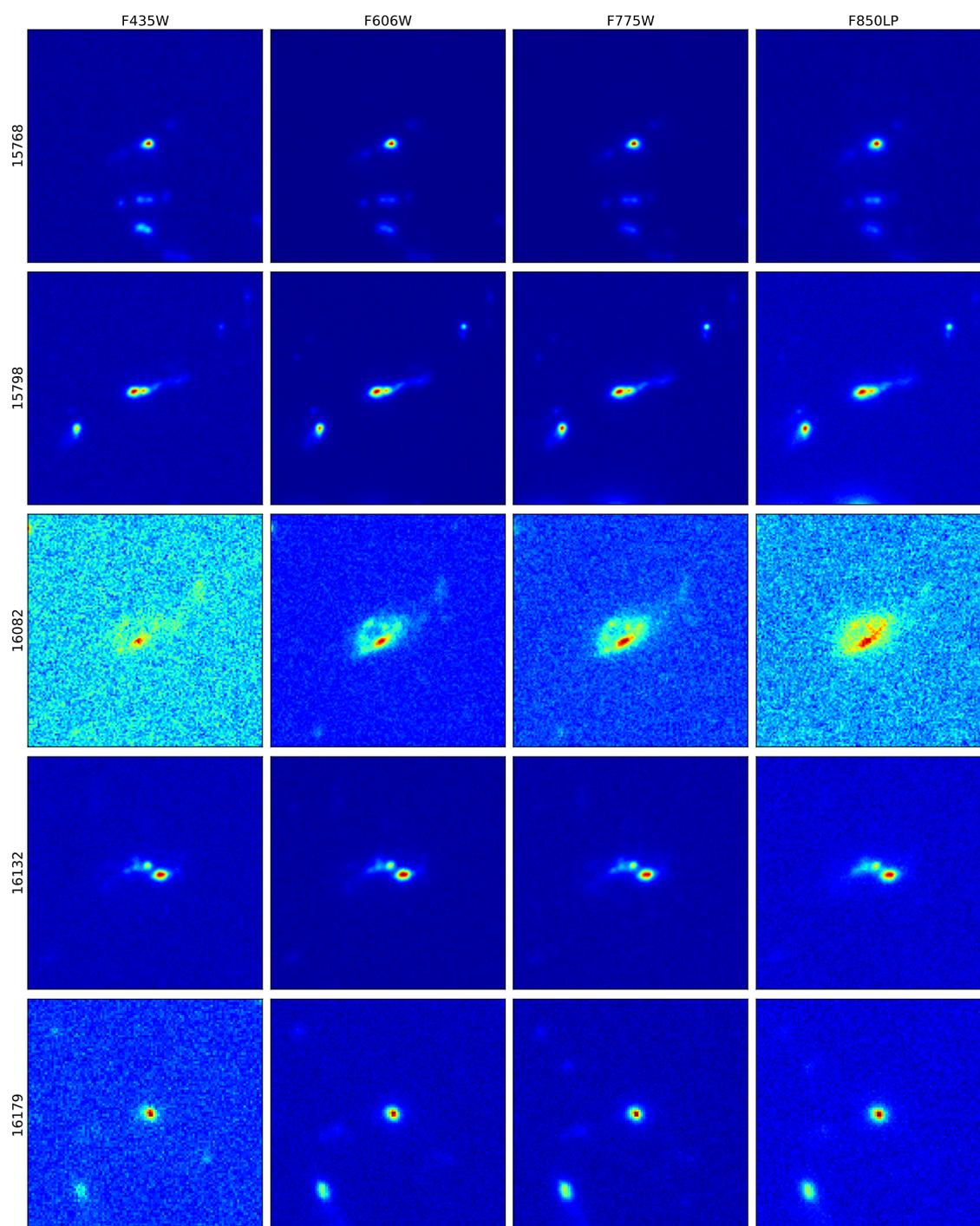


FIGURE 6.12 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

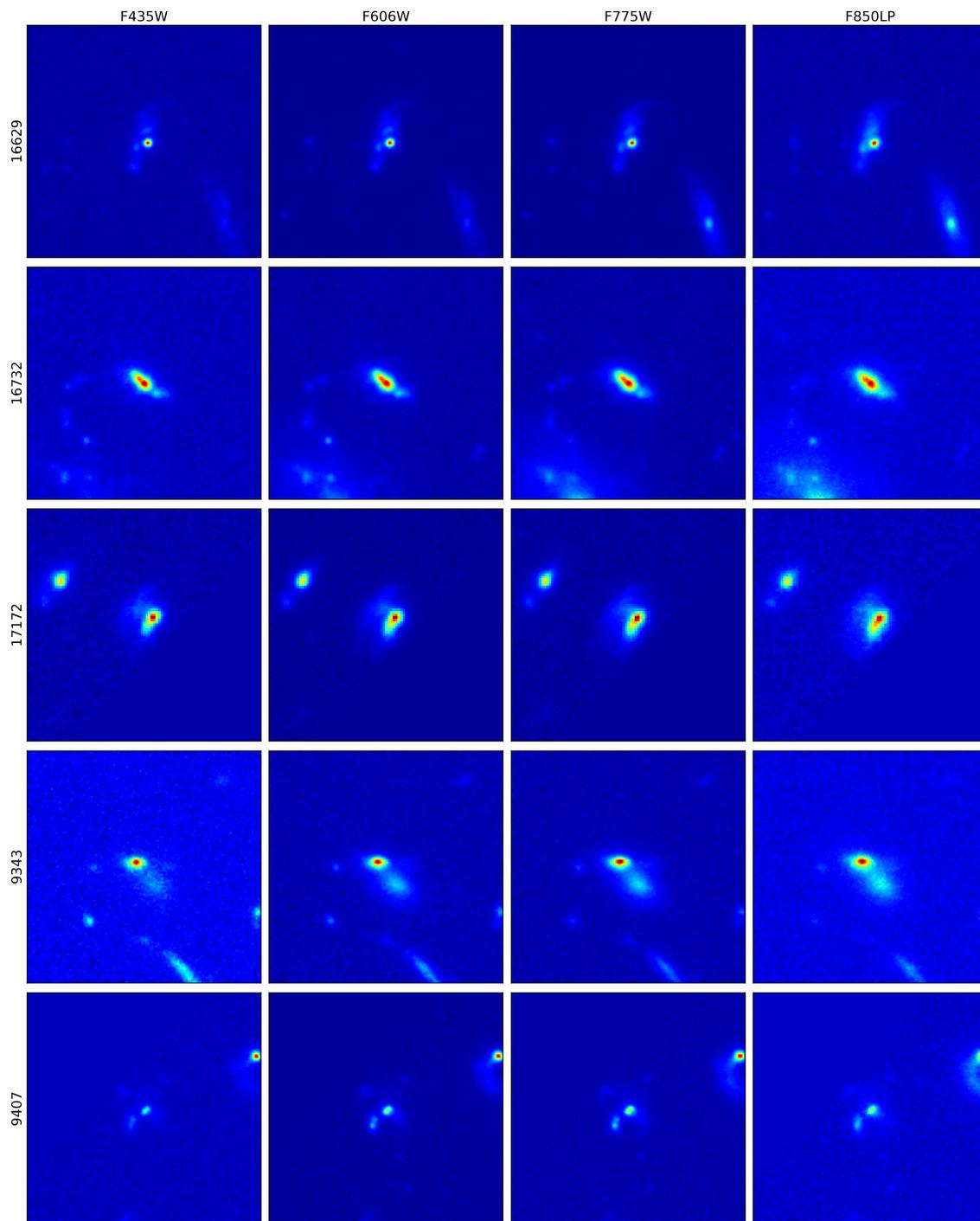


FIGURE 6.13 – Galaxies de notre échantillon dans les 4 bandes (B,V,i,z, de gauche à droite).

Bibliographie

- Adamo A., Östlin G., Bastian N., Zackrisson E., Livermore R. C., Guaita L., 2013, *ApJ*, 766, 105
- Agertz O., et al., 2007, *MNRAS*, 380, 963
- Agertz O., Teyssier R., Moore B., 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 397, L64
- Alimi J. M., Courty S., 2005, *A&A*, 433, 17
- Beckwith S. V. W., et al., 2006, *AJ*, 132, 1729
- Behrendt M., Burkert A., Schartmann M., 2015, *MNRAS*, 448, 1007
- Bell E. F., McIntosh D. H., Katz N., Weinberg M. D., 2003, *ApJS*, 149, 289
- Benson A. J., Cole S., Frenk C. S., Baugh C. M., Lacey C. G., 2000, *MNRAS*, 311, 793
- Berta S., Lutz D., Genzel R., Förster-Schreiber N. M., Tacconi L. J., 2016, *A&A*, 587, A73
- Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS*, 117, 393
- Béthermin M., et al., 2012, *ApJ*, 757, L23
- Béthermin M., et al., 2015, *A&A*, 573, A113
- Bildfell C., Hoekstra H., Babul A., Mahdavi A., 2008, *MNRAS*, 389, 1637
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics : Second Edition*. Princeton University Press
- Bois M., et al., 2011, *MNRAS*, 416, 1654
- Bournaud F., 2016, *Bulge Growth Through Disc Instabilities in High-Redshift Galaxies*. p. 355, doi:10.1007/978-3-319-19378-6_13
- Bournaud F., Jog C. J., Combes F., 2005, *A&A*, 437, 69
- Bournaud F., et al., 2008, *A&A*, 486, 741
- Bournaud F., Elmegreen B. G., Teyssier R., Block D. L., Puerari I., 2010, *MNRAS*, 409, 1088

- Bournaud F., Dekel A., Teyssier R., Cacciato M., Daddi E., Juneau S., Shankar F., 2011, *ApJ*, 741, L33
- Bournaud F., et al., 2014, *ApJ*, 780, 57
- Bournaud F., Daddi E., Weiß A., Renaud F., Mastropietro C., Teyssier R., 2015, *A&A*, 575, A56
- Brammer G. B., et al., 2012, *ApJS*, 200, 13
- Bruzual G., Charlot S., 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Buck T., Macciò A. V., Obreja A., Dutton A. A., Domínguez-Tenreiro R., Granato G. L., 2017, *MNRAS*, 468, 3628
- Burkert A., 1995, *ApJ*, 447, L25
- Cacciato M., Dekel A., Genel S., 2012, *MNRAS*, 421, 818
- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T., 2000, *ApJ*, 533, 682
- Carlesi E., Hoffman Y., Gottlöber S., Libeskind N. I., Knebe A., Yepes G., Pilipenko S. V., 2020, *MNRAS*, 491, 1531
- Cava A., Schaerer D., Richard J., Pérez-González P. G., Dessauges-Zavadsky M., Mayer L., Tamburello V., 2018, *Nature Astronomy*, 2, 76
- Ceverino D., Dekel A., Mandelker N., Bournaud F., Burkert A., Genzel R., Primack J., 2012, *MNRAS*, 420, 3490
- Ceverino D., Klypin A., Klimek E. S., Trujillo-Gomez S., Churchill C. W., Primack J., Dekel A., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 1545
- Ceverino D., Dekel A., Tweed D., Primack J., 2015, *MNRAS*, 447, 3291
- Chabanier S., et al., 2020, *A&A*, 643, L8
- Chabrier G., 2003, *PASP*, 115, 763
- Cibinel A., et al., 2015, *ApJ*, 805, 181
- Cibinel A., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 4683
- Courant R., Friedrichs K., Lewy H., 1928, *Mathematische Annalen*, 100, 32
- Courty S., Alimi J. M., 2004, *A&A*, 416, 875
- Cowie L. L., Hu E. M., Songaila A., 1995a, *AJ*, 110, 1576
- Cowie L. L., Hu E. M., Songaila A., 1995b, *Nature*, 377, 603
- Daddi E., Cimatti A., Renzini A., Fontana A., Mignoli M., Pozzetti L., Tozzi P., Zamorani G., 2004, *ApJ*, 617, 746

- Daddi E., Dannerbauer H., Elbaz D., Dickinson M., Morrison G., Stern D., Ravindranath S., 2008, *ApJ*, 673, L21
- Daddi E., et al., 2010, *ApJ*, 713, 686
- Dekel A., Birnboim Y., 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368, 2
- Dekel A., Krumholz M. R., 2013, *MNRAS*, 432, 455
- Dekel A., et al., 2009a, *Nature*, 457, 451
- Dekel A., Sari R., Ceverino D., 2009b, *ApJ*, 703, 785
- Dekel A., Sarkar K. C., Jiang F., Bournaud F., Krumholz M. R., Ceverino D., Primack J. R., 2019, *MNRAS*, 488, 4753
- Dessauges-Zavadsky M., Adamo A., 2018, *MNRAS*, 479, L118
- Dessauges-Zavadsky M., Schaerer D., Cava A., Mayer L., Tamburello V., 2017, *ApJ*, 836, L22
- Dessauges-Zavadsky M., et al., 2019, *Nature Astronomy*, 3, 1115
- Donahue M., de Messières G. E., O'Connell R. W., Voit G. M., Hoffer A., McNamara B. R., Nulsen P. E. J., 2011, *ApJ*, 732, 40
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, 477, 79
- Ebeling H., Ma C. J., Kneib J. P., Jullo E., Courtney N. J. D., Barrett E., Edge A. C., Le Borgne J. F., 2009, *MNRAS*, 395, 1213
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., 2005, *ApJ*, 627, 632
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Sheets C. M., 2004a, *ApJ*, 603, 74
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Hirst A. C., 2004b, *The Astrophysical Journal*, 604, L21
- Elmegreen D. M., Elmegreen B. G., Ravindranath S., Coe D. A., 2007, *ApJ*, 658, 763
- Elmegreen B. G., Bournaud F., Elmegreen D. M., 2008, *ApJ*, 688, 67
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., Fernandez M. X., Lemonias J. J., 2009, *ApJ*, 692, 12
- Elmegreen B. G., Elmegreen D. M., Sánchez Almeida J., Muñoz-Tuñón C., Dewberry J., Putko J., Teich Y., Popinchalk M., 2013, *ApJ*, 774, 86
- Faure B., Bournaud F., Fensch J., Daddi E., Behrendt M., Burkert A., Richard J., 2021, *MNRAS*, 502, 4641
- Fensch J., 2017, *Theses, Université Sorbonne Paris Cité*, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02113811>

- Fensch J., Bournaud F., 2020, arXiv e-prints, p. arXiv:2011.12966
- Fensch J., et al., 2017, MNRAS, 465, 1934
- Fisher D. B., et al., 2014, ApJ, 790, L30
- Förster Schreiber N. M., et al., 2006, ApJ, 645, 1062
- Förster Schreiber N. M., et al., 2009, ApJ, 706, 1364
- Förster Schreiber N. M., et al., 2011, ApJ, 739, 45
- Förster Schreiber N. M., et al., 2018, ApJS, 238, 21
- Freeman K. C., 1970, ApJ, 160, 811
- Gallagher J., Hunter D., 1984, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 22, 37
- Genel S., et al., 2012, ApJ, 745, 11
- Genel S., et al., 2014, MNRAS, 445, 175
- Genzel R., et al., 2006, Nature, 442, 786
- Genzel R., et al., 2008, ApJ, 687, 59
- Genzel R., et al., 2011, ApJ, 733, 101
- Genzel R., et al., 2015, ApJ, 800, 20
- Glazebrook K., Ellis R., Santiago B., Griffiths R., 1995, MNRAS, 275, L19
- Goldreich P., Lynden-Bell D., 1965, MNRAS, 130, 97
- Graham A. W., Worley C. C., 2008, MNRAS, 388, 1708
- Grand R. J. J., et al., 2017, MNRAS, 467, 179
- Green A. W., et al., 2010, Nature, 467, 684
- Grogin N. A., et al., 2011, ApJS, 197, 35
- Guo Y., Giavalisco M., Ferguson H. C., Cassata P., Koekemoer A. M., 2012, ApJ, 757, 120
- Guo Y., et al., 2013, ApJS, 207, 24
- Guo Y., et al., 2015, ApJ, 800, 39
- Guo Y., et al., 2018, The Astrophysical Journal, 853, 108
- Güver T., Özel F., 2009, MNRAS, 400, 2050
- Hammer F., Flores H., Puech M., Yang Y. B., Athanassoula E., Rodrigues M., Delgado R., 2009, A&A, 507, 1313

- Hammer F., Yang Y. B., Wang J. L., Puech M., Flores H., Fouquet S., 2010, *ApJ*, 725, 542
- Hernquist L., Katz N., 1989, *ApJS*, 70, 419
- Hockney R. W., Eastwood J. W., 1981, *Computer Simulation Using Particles*
- Holmberg E., 1941, *ApJ*, 94, 385
- Hopkins P. F., Kereš D., Murray N., Quataert E., Hernquist L., 2012, *MNRAS*, 427, 968
- Hopkins P. F., Kereš D., Oñorbe J., Faucher-Giguère C.-A., Quataert E., Murray N., Bullock J. S., 2014, *MNRAS*, 445, 581
- Hopkins P. F., et al., 2018, *MNRAS*, 480, 800
- Hubble E. P., 1926, *The Astrophysical Journal*, 64
- Hubble E. P., 1936, *Realm of the Nebulae*
- Hunter D. A., Elmegreen B. G., Oh S. H., Anderson E., Nordgren T. E., Massey P., Wilsey N., Riabokin M., 2011, *Astronomical Journal*, 142
- Iffrig O., Hennebelle P., 2015, *A&A*, 576, A95
- Immeli A., Samland M., Gerhard O., Westera P., 2004a, *A&A*, 413, 547
- Immeli A., Samland M., Westera P., Gerhard O., 2004b, *ApJ*, 611, 20
- Iverson R. J., et al., 2010, *A&A*, 518, L35
- Iverson R. J., Richard J., Biggs A. D., Zwaan M. A., Falgarone E., Arumugam V., van der Werf P. P., Rujopakarn W., 2020, *MNRAS*, 495, L1
- Jeans J. H., 1902, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199, 1
- Jullo E., Kneib J. P., Limousin M., Elíasdóttir Á., Marshall P. J., Verdugo T., 2007, *New Journal of Physics*, 9, 447
- Kalnajs A. J., 1973, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 2
- Kennicutt Robert C. J., 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt R. C. J., Kent S. M., 1983, *AJ*, 88, 1094
- Khochfar S., et al., 2011, *MNRAS*, 417, 845
- Koekemoer A. M., et al., 2011, *ApJS*, 197, 36
- Kormendy J., Bender R., 2012, *ApJS*, 198, 2
- Kravtsov A. V., Klypin A. A., Khokhlov A. M., 1997, *ApJS*, 111, 73

- Kroupa P., 2001, MNRAS, 322, 231
- Krumholz M. R., Dekel A., 2010, MNRAS, 406, 112
- Lin C. C., Shu F. H., 1964, ApJ, 140, 646
- Lin C. C., Shu F. H., 1966, Proceedings of the National Academy of Science, 55, 229
- Livermore R. C., et al., 2012, MNRAS, 427, 688
- Livermore R. C., et al., 2015, MNRAS, 450, 1812
- López-Sanjuan C., et al., 2013, A&A, 553, A78
- Lotz J. M., Jonsson P., Cox T. J., Croton D., Primack J. R., Somerville R. S., Stewart K., 2011, ApJ, 742, 103
- Madau P., Dickinson M., 2014, ARA&A, 52, 415
- Madau P., Pozzetti L., Dickinson M., 1998, ApJ, 498, 106
- Magdis G. E., et al., 2012, ApJ, 760, 6
- Magnelli B., et al., 2014, A&A, 561, A86
- Marinacci F., et al., 2018, MNRAS, 480, 5113
- Martizzi D., Faucher-Giguère C.-A., Quataert E., 2015, MNRAS, 450, 504
- McDonald M., Veilleux S., Mushotzky R., 2011, ApJ, 731, 33
- Milgrom M., 1983a, ApJ, 270, 365
- Milgrom M., 1983b, ApJ, 270, 371
- Momcheva I. G., et al., 2016, ApJS, 225, 27
- Monaghan J. J., Lattanzio J. C., 1985, A&A, 149, 135
- Moore B., 1994, Nature, 370, 629
- Morgan W. W., Keenan P. C., 1973, ARA&A, 11, 29
- Morokuma-Matsui K., Baba J., 2015, MNRAS, 454, 3792
- Muñoz-Mateos J. C., et al., 2009, ApJ, 701, 1965
- Murata K. L., et al., 2014, ApJ, 786, 15
- Naiman J. P., et al., 2018, MNRAS, 477, 1206
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1996, ApJ, 462, 563
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M., 1997, ApJ, 490, 493
- Nelson D., et al., 2018, MNRAS, 475, 624

- Nelson D., et al., 2019, MNRAS, 490, 3234
- Neumayer N., Seth A., Böker T., 2020, The Astronomy and Astrophysics Review, 28
- Noguchi M., 1999, ApJ, 514, 77
- O’Neil K., Bothun G. D., Impey C. D., 2000, The Astrophysical Journal Supplement Series, 128, 99
- O’Sullivan E., Combes F., Hamer S., Salomé P., Babul A., Raychaudhury S., 2015, A&A, 573, A111
- Oh S.-H., Blok W., Brinks E., Walter F., Jr R., 2010, The Astronomical Journal, 141
- Oklopčić A., Hopkins P. F., Feldmann R., Kereš D., Faucher-Giguère C.-A., Murray N., 2017, MNRAS, 465, 952
- Overzier R. A., et al., 2009, ApJ, 706, 203
- Perret V., Renaud F., Epinat B., Amram P., Bournaud F., Contini T., Teyssier R., Lambert J. C., 2014, A&A, 562, A1
- Pillepich A., et al., 2018, MNRAS, 475, 648
- Pillepich A., et al., 2019, MNRAS, 490, 3196
- Pipino A., Kaviraj S., Bildfell C., Babul A., Hoekstra H., Silk J., 2009, MNRAS, 395, 462
- Puech M., 2010, MNRAS, 406, 535
- Queyrel J., et al., 2012, A&A, 539, A93
- Renaud F., et al., 2013, MNRAS, 436, 1836
- Renaud F., Romeo A. B., Agertz O., 2021, arXiv e-prints, p. arXiv:2106.00020
- Roos O., Juneau S., Bournaud F., Gabor J. M., 2015, ApJ, 800, 19
- Rubin V. C., Ford W. Kent J., 1970, ApJ, 159, 379
- Rujopakarn W., et al., 2016, ApJ, 833, 12
- Rujopakarn W., et al., 2019, ApJ, 882, 107
- Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161
- Sánchez-Almeida J., Elmegreen B. G., Muñoz-Tuñón C., Elmegreen D. M., 2014, The Astronomy and Astrophysics Review, 22
- Santini P., et al., 2014, A&A, 562, A30
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521

- Schmidt M., 1959, *ApJ*, 129, 243
- Schreiber C., et al., 2015, *A&A*, 575, A74
- Schroetter I., et al., 2019, *MNRAS*, 490, 4368
- Scott J., Bechtold J., Morita M., Dobrzycki A., Kulkarni V. P., 2002, *ApJ*, 571, 665
- Sijacki D., Vogelsberger M., Genel S., Springel V., Torrey P., Snyder G. F., Nelson D., Hernquist L., 2015, *MNRAS*, 452, 575
- Silk J., Mamon G. A., 2012, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 12, 917
- Simien F., de Vaucouleurs G., 1986, *ApJ*, 302, 564
- Skelton R. E., et al., 2014, *ApJS*, 214, 24
- Soto E., et al., 2017, *ApJ*, 837, 6
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel V., 2010, *MNRAS*, 401, 791
- Springel V., et al., 2018, *MNRAS*, 475, 676
- Strömberg B., 1939, *ApJ*, 89, 526
- Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, *ApJS*, 88, 253
- Swaters R. A., Sancisi R., Van Albada T. S., Van Der Hulst J. M., 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 493, 871
- Swinbank M., et al., 2010, *The Messenger*, 139, 42
- Swinbank A. M., Sobral D., Smail I., Geach J. E., Best P. N., McCarthy I. G., Crain R. A., Theuns T., 2012a, *MNRAS*, 426, 935
- Swinbank A. M., Smail I., Sobral D., Theuns T., Best P. N., Geach J. E., 2012b, *ApJ*, 760, 130
- Tacconi L. J., et al., 2008, *ApJ*, 680, 246
- Tacconi L. J., et al., 2010, *Nature*, 463, 781
- Tacconi L. J., et al., 2018, *ApJ*, 853, 179
- Tamburello V., Mayer L., Shen S., Wadsley J., 2015, *MNRAS*, 453, 2490
- Tasker E. J., Brunino R., Mitchell N. L., Michielsen D., Hopton S., Pearce F. R., Bryan G. L., Theuns T., 2008, *MNRAS*, 390, 1267
- Teyssier R., 2002, *A&A*, 385, 337
- Teyssier R., 2015, *ARA&A*, 53, 325
- Teyssier R., Chapon D., Bournaud F., 2010, *ApJ*, 720, L149

- Toomre A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Truelove J. K., Klein R. I., McKee C. F., Holliman John H. I., Howell L. H., Greenough J. A., 1997, *ApJ*, 489, L179
- Vogelsberger M., et al., 2014a, *MNRAS*, 444, 1518
- Vogelsberger M., et al., 2014b, *Nature*, 509, 177
- Wang L., Dutton A. A., Stinson G. S., Macciò A. V., Penzo C., Kang X., Keller B. W., Wadsley J., 2015, *MNRAS*, 454, 83
- Wright E. L., 2006, *PASP*, 118, 1711
- Wuyts S., et al., 2012, *ApJ*, 753, 114
- Wuyts E., Rigby J. R., Gladders M. D., Sharon K., 2014, *ApJ*, 781, 61
- Zanella A., et al., 2015, *Nature*, 521, 54
- Zanella A., Pallottini A., Ferrara A., Gallerani S., Carniani S., Kohandel M., Behrens C., 2021, *MNRAS*, 500, 118
- Zwicky F., 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110
- de Vaucouleurs G., 1963, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 8
- van den Bergh S., Abraham R. G., Whyte L. F., Merrifield M. R., Eskridge P. B., Frogel J. A., Pogge R., 2002, *The Astronomical Journal*, 123, 2913