



**HAL**  
open science

# Le printemps cosmique des grandes structures: Spitzer et la recherche de structures à $z \sim 2$ à haut taux de formation stellaire dans le sillage de Planck et Herschel.

Clément Martinache

## ► To cite this version:

Clément Martinache. Le printemps cosmique des grandes structures: Spitzer et la recherche de structures à  $z \sim 2$  à haut taux de formation stellaire dans le sillage de Planck et Herschel.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS300 . tel-01492799

**HAL Id: tel-01492799**

**<https://theses.hal.science/tel-01492799>**

Submitted on 20 Mar 2017

**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.

NNT : 2016 SACL S300

THÈSE DE DOCTORAT  
DE  
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY  
PRÉPARÉE À  
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD  
AU SEIN DE L'INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE SPATIALE, ORSAY

ECOLE DOCTORALE N° 576  
Particules, Hadrons, Énergie et Noyau : Instrumentation, Image, Cosmos et Simulations  
(PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Astroparticules et Cosmologie

Par

**M. Clément Martinache**

**Le printemps cosmique des grandes structures: Spitzer et la recherche de structures à  $z \sim 2$  à hauts taux de formation stellaire dans le sillage de Planck et Herschel.**

**Thèse présentée et soutenue à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (Orsay),  
le 26 Septembre 2016 :**

**Composition du Jury :**

Mme Aghanim, Nabila	Directrice de Recherche, Université Paris-Sud, IAS	Présidente
Mme Caputi, Karina	Professeure associée, Université de Groningen	Rapporteur
M. Helou, George	Professeur, California Institute of Technology	Rapporteur
M. Rettura, Alessandro	Staff scientist, California Institute of Technology	Examineur
M. Daddi, Emanuele	Ingénieur de recherche, CEA	Examineur
M. Dole, Hervé	Professeur, Université Paris-Sud, IAS	Directeur de thèse

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

THÈSE DE DOCTORAT

---

# Le printemps cosmique des grandes structures

Spitzer et la recherche de structures à  $z \sim 2$  à hauts taux de formation stellaire dans le sillage de  
Planck et Herschel.

---

*Auteur :*  
Clément MARTINACHE

*Sous la direction de :*  
Pr. Hervé DOLE

*Une thèse présentée en vue d'obtenir  
le grade de Docteur en Sciences de l'Univers  
de l'Université - Paris Saclay*

*et préparée à*

*l'Institut d'Astrophysique Spatiale  
dans le groupe Matière Interstellaire et Cosmologie.*

26 Septembre 2016

---

**Devant un jury composé de :**

<b>Nabila Aghanim</b>	Présidente du jury
<b>Karina Caputi</b>	Rapportrice
<b>George Helou</b>	Rapporteur
<b>Emanuele Daddi</b>	Examineur
<b>Alessandro Rettura</b>	Examineur
<b>Hervé Dole</b>	Directeur de thèse

« La valeur d'avoir pendant quelque temps pratiqué avec rigueur *une science exacte* ne réside pas précisément dans ses résultats : car ceux-ci, comparés à l'océan de ce qui vaut d'être su, n'en seront qu'une goutte infiniment petite. Mais on retire un surcroît d'énergie, de logique déductive, de ténacité dans l'effort soutenu ; on a appris à atteindre un *but par des moyens adaptés à ce but*. C'est en ce sens qu'il est très précieux, en vue de tout ce que l'on fera plus tard, d'avoir été une fois dans sa vie homme de science. »

Friedrich Nietzsche - Humain, trop humain (Vol. I ; 256)

« La plupart des erreurs viennent de ce que nous n'appliquons pas convenablement les noms des choses. »

Baruch Spinoza - Éthique

« Que vous importe, lecteur, ma chétive individualité ? Je suis comme vous, d'un siècle où la raison ne se soumet qu'au fait et à la preuve ; mon nom, aussi bien que le vôtre, est *Chercheur de vérité* ; ma mission est écrite dans ces paroles de la loi : *Parle sans haine et sans crainte ; dis ce que tu sais*. »

Pierre-Joseph Proudhon - Qu'est ce que la propriété ?

## Remerciements

La conclusion de cette thèse me paraît être le moment opportun pour jeter un regard en arrière sur ces trois ans. J'aimerais en particulier ici me remémorer toutes les personnes qui, au travers de nombreux échanges et discussions, ou par leur soutien, ont largement contribué (peut-être parfois sans en avoir conscience) d'abord à rendre l'aboutissement de ce travail possible, mais surtout à le rendre plaisant. Il m'est difficile de trouver les mots précis pour retranscrire mes sentiments, et si ces quelques lignes ne rendent pas justice aussi correctement que je l'aurais voulu, elles seront au moins sincères.

Il m'était difficile de savoir exactement dans quel voie je m'engageais en démarrant une thèse. C'est pourquoi j'aimerais en premier lieu remercier Hervé. D'abord pour m'avoir ouvert les portes du monde de la recherche, mais surtout pour m'avoir guidé au cours de ces trois années. Merci pour ton enthousiasme communicatif, tes précieux conseils, et pour la confiance et la liberté que tu m'as accordées. Je souhaite que nous puissions poursuivre des travaux communs à l'avenir !

Je souhaite aussi remercier toute l'équipe cosmologie de l'IAS pour l'ambiance studieuse mais détendue que ses membres (notamment Marian, Alex, Nabila) ont su créer. Travailler dans ce laboratoire a été pour moi un immense plaisir, et vous y avez largement contribué. Merci en particulier à Mathieu et Julien pour les nombreuses discussions (scientifiques ou non) que nous avons pu avoir, et celles que nous aurons à l'avenir.

Merci à tous les doctorants et post-doctorants (Raoul, Lucie, Nicolas, Clara, Guillaume, Alex, Antoine, Cristiano, Lapo, Chentao, Benjamin, David et tous ceux que j'oublie) pour tous ces moments passés ensemble au laboratoire autour d'un café, aux séminaires des doctorants, ou à l'extérieur autour d'un verre, et pour toutes les conversations qui les ont accompagnés.

Merci à JB pour ta bonne humeur, ton énergie et ta motivation pour tous les projets que nous avons pu mener ensemble, et toutes nos conversations débridées. Je n'imagine pas meilleure personne avec qui j'aurais pu partager mon bureau !

Un grand merci aussi à toute l'équipe administrative et au service informatique (Notamment Véronique, Nicole, Patricia, Jeff, Stéphane), pour leur travail et leur gentillesse.

Merci aux membres du jury d'avoir pris la peine non seulement de lire le présent manuscrit, de s'être déplacés pour ma soutenance, mais surtout pour leurs questions et commentaires pertinents et encourageants.

Je souhaite aussi adresser un grand merci aux habitants du chalet (Marie-co, Maud, Pierre) pour ces trois années passées ensemble, à se serrer les coudes dans les moments difficiles, et à partager (surtout de la bière et des sushis). Merci en particulier à Pierre pour nos nombreuses discussions scientifiques, politiques, philosophiques, que nous aurons j'en suis sûr l'occasion de poursuivre, et pour avoir largement élargi mes horizons musicaux. Merci aussi à Clément pour ces mois passés à discuter de cosmologie, à écouter un groupe stupéfiant et regarder notre série favorite.

Merci à tous mes amis, de Lille (Médéric, Florent, Thibaut, Thibaut, Julien, Léo, Pierre, Maureen, Mélanie, Maxime, Vincent, Alexandre) et d'Orsay (Yann, Guillaume, Benoît, Valentin, François, Anais, Martin, Yoann, Paul) : *L'esprit oublie toutes les souffrances quand le chagrin a des compagnons et que l'amitié le console.*

Évidemment merci à ma famille : mes grands-parents, mon oncle, mon frère Grégoire pour tous tes conseils et ton aide pour tout ce qui touche de près ou de loin à ce qui est fait de silice, et ton enthousiasme.

Et enfin infiniment merci à mes parents pour m'avoir toujours encouragé à poursuivre mes ambitions, pour avoir développé ma curiosité, pour nos débats animés, et votre soutien indéfectible. Je ne serais pas là où je suis sans vous.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>1 Introduction : la formation stellaire des galaxies dans les environnements denses</b>	<b>1</b>
1.1 Contexte : Les galaxies, leurs propriétés, leur évolution	1
1.2 L'assemblage de la masse stellaire dans les galaxies	3
1.2.1 Pic de formation stellaire dans l'histoire cosmique	3
1.2.2 La séquence principale des galaxies	3
1.3 L'environnement des galaxies et son rôle dans l'évolution des galaxies	4
1.3.1 Amas de galaxies	4
1.3.2 Population de galaxies dans les amas locaux	4
1.3.3 L'inversion de la relation SFR- $\rho$ et le pic de formation stellaire dans les grandes structures	5
1.3.4 Amas et proto-amas	6
1.4 Méthodes de détection des structures cosmiques	8
1.4.1 Détection dans l'optique et le proche-infrarouge	8
1.4.2 Détection par émission X	8
1.4.3 Détection par effet Sunyaev-Zel'dovich	8
1.5 Problématiques du travail de thèse	9
<b>2 Sur les épaules de Planck et Herschel : les prémices de l'échantillon SPHerIC</b>	<b>11</b>
2.1 Un échantillon unique de sources à $z \sim 2$ avec Planck : constitution du PHz	11
2.1.1 Le satellite Planck	11
2.1.2 Le PHz	12
2.1.3 Premières interprétations	14
2.2 Suivi avec Herschel/SPIRE : l'échantillon HPASSS	16
2.2.1 Présentation de l'instrument	16
2.2.2 Choix des cibles SPIRE : Constitution de HPASSS	17
2.2.3 Interprétations	17
2.3 Vers la constitution de SPHerIC : suivi Spitzer/IRAC	23
2.3.1 Présentation de l'instrument	23
2.3.2 Pertinence de Spitzer/IRAC pour le suivi du PHz et de HPASSS	23
2.3.3 Choix des cibles	24
2.3.4 Stratégie d'observation pour SPHerIC	28
<b>3 De la Lumière au Nombre : Observations astronomiques</b>	<b>29</b>
3.1 Éléments d'observations astronomiques et de photométrie	29
3.1.1 Généralités	29
3.1.2 Mesures d'intensité lumineuse	30
3.1.3 Estimation du flux de sources ponctuelles	33
Fonction d'étalement du point	33
Photométrie d'ouverture	34
3.1.4 Généralités sur les détecteurs quantiques	36
3.1.5 Sources de bruit physiques	36
Bruit de photons	37

	Fond du ciel . . . . .	37
	Bruit thermique . . . . .	37
	Bruit de lecture . . . . .	37
	Bruit de confusion . . . . .	37
3.1.6	Déroulement d'une observation astronomique . . . . .	38
3.2	Le télescope Spitzer et la caméra IRAC . . . . .	39
3.2.1	Nécessité d'un télescope spatial pour les observations dans l'infrarouge . . . . .	39
3.2.2	La caméra IRAC de Spitzer . . . . .	39
3.3	Traitement des images Spitzer/IRAC par le SSC . . . . .	41
3.3.1	Données mises à disposition . . . . .	42
3.3.2	Calibration des données brutes . . . . .	42
3.3.3	Effets instrumentaux et astrophysiques . . . . .	43
3.3.4	Coaddition des image individuelles . . . . .	43
<b>4</b>	<b>SExtractor et les champs SPHERIC : détection de sources dans les images Spitzer/IRAC</b> . . . . .	<b>45</b>
4.1	Le logiciel SExtractor . . . . .	45
4.1.1	Présentation . . . . .	45
4.1.2	Fonctionnement . . . . .	46
	Estimation du fond de ciel . . . . .	46
	Détection de sources . . . . .	49
	Filtrage . . . . .	50
	Séparation de sources . . . . .	50
	Cartes de poids . . . . .	51
	Photométrie . . . . .	51
	Erreurs photométriques . . . . .	52
	Cartes de segmentation . . . . .	52
4.2	Génération des catalogues de sources dans les champs SPHERIC . . . . .	53
4.2.1	Stratégie d'extraction et paramètres SExtractor . . . . .	53
4.2.2	Choix de l'ouverture . . . . .	54
4.2.3	Courbes de croissance de la PSF Spitzer/IRAC . . . . .	54
4.2.4	Correction des erreurs photométriques SExtractor . . . . .	56
4.2.5	Tentative d'association Proche/Lointain Infrarouge : création de masques des cartes d'émission SPIRE . . . . .	57
4.3	Qualification et validation des catalogues . . . . .	58
4.3.1	Validité de la photométrie . . . . .	58
4.3.2	Niveaux de bruit des champs SPHERIC . . . . .	59
4.3.3	Insertion de sources dans les mosaïques IRAC . . . . .	62
4.3.4	Complétude . . . . .	63
4.3.5	Précision photométrique . . . . .	63
4.3.6	Comptages de galaxies . . . . .	65
4.4	Mesures de densité surfacique de galaxies . . . . .	69
4.4.1	Méthode des $k$ plus proches voisins . . . . .	69
4.4.2	La méthode AKDE . . . . .	70
4.4.3	Densité moyenne des champs SPHERIC . . . . .	70
4.5	Données ancillaires de référence . . . . .	73
4.5.1	COSMOS . . . . .	73
4.5.2	SpUDS . . . . .	74



<b>5</b>	<b>L'échantillon SPHerIC : Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters</b>	<b>77</b>
5.1	Recherche de structures dans l'infrarouge proche avec Spitzer/IRAC	77
5.2	HPASSS vu par Spitzer/IRAC	80
5.2.1	Couleur des sources IRAC associées aux sources SPIRE	80
5.2.2	Surdensités de sources IRAC rouges aux positions des sources SPIRE	80
5.3	SPHerIC : Les sites de formation stellaire vus par IRAC	83
5.3.1	Surdensités de sources IRAC rouges	83
5.3.2	Profils radiaux de densité surfacique	84
5.3.3	Diagrammes Couleurs-Magnitudes	87
5.3.4	Estimation des redshifts photométriques	87
5.3.5	Estimation de masses stellaire	89
5.3.6	Tentative d'estimation de SFR	91
5.4	Nature des candidats de l'échantillon SPHerIC	92
<b>6</b>	<b>Vers des confirmations spectroscopiques : suivi dans l'infrarouge et le domaine millimétrique</b>	<b>111</b>
6.1	Suivi dans le domaine millimétrique	112
6.1.1	La molécule de monoxyde de carbone	113
6.1.2	Depuis la Sierra Nevada : spectroscopie millimétrique avec IRAM/30m-EMIR	113
6.1.3	La source G059-1 à $z = 2.36$	114
6.1.4	La source G124-1 à $z = 2.15$	115
6.1.5	Depuis le Plateau de Bure : Interférométrie millimétrique avec NOEMA	116
6.1.6	Depuis le désert d'Atacama : interférométrie millimétrique avec ALMA	119
6.2	Suivi dans le domaine infrarouge proche	120
6.2.1	Suivi photométrique	121
	Le saut de Balmer et le saut à $4000 \text{ \AA}$	122
	Depuis le Mauna Kea : observations avec CFHT/WIRCam	122
	VLT/Hawk-I	123
	Depuis l'île de la Palma : observations avec WHT/LIRIS	124
6.2.2	Spectroscopie infrarouge	124
	Keck/MOSFIRE	124
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>141</b>
7.1	Conclusions	141
7.2	Perspectives	143
<b>A</b>	<b>Fichier de configuration SExtractor</b>	<b>145</b>
<b>B</b>	<b>Estimations de Masses stellaire</b>	<b>147</b>
<b>C</b>	<b>Mosaiques des champs SPHerIC</b>	<b>151</b>
<b>D</b>	<b>Diagrammes couleur-magnitude des candidats de l'échantillon SPHerIC</b>	<b>161</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>167</b>



# Liste d'Abbreviations

*Remarque:* Un certain nombre d'acronymes utilisés dans ce manuscrit sont en langue anglaise. En effet, constatant la (regrettable) domination de la langue anglo-saxonne dans les publications scientifiques, il m'a paru plus pertinent d'utiliser ces acronymes anglo-saxons en lieu d'acronymes en langue française qui ne signifierait que peu de choses au chercheur chevronné habitué à utiliser ces acronymes devenus internationaux, même lorsqu'il parle une autre langue. Dans de tels cas la définition correspondante en français est donnée en bas de page. Les noms de télescopes, relevés et instruments sont quant à eux laissés dans la langue de l'acronyme.

<b>ACT</b>	Atacama Cosmology Telescope
<b>AKDE</b>	Adaptative Kernel Density Estimator
<b>ALMA</b>	Atacama Large Millimeter Array
<b>APEX</b>	Atacama Pathfinder EXperiment
<b>BCD</b>	Basic Calibrated Data
<b>CARLA</b>	Clusters Around Radio Loud AGNs
<b>CFHT</b>	Canada-France-Hawaii Telescope
<b>CIB</b>	Cosmic Infared Background <sup>1</sup>
<b>COBE</b>	COsmic Background Explorer
<b>COSMOS</b>	Cosmic Evolution Survey
<b>CMB</b>	Cosmic Microwave Background <sup>2</sup>
<b>DSE</b>	Densité Spectrale d'Énergie
<b>Effet SZ</b>	Effet Sun'yaev - Zel'dovich
<b>EMIR</b>	Eight MIXer Receiver
<b>ESO</b>	European Southern Observatory
<b>HerMES</b>	Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey
<b>HFI</b>	High Frequency Instrument
<b>HLS</b>	Herschel Lensing Survey
<b>HPASSS</b>	Herschel Planck All-Sky Source Snapshot Legacy Survey (HPASSS)
<b>ICM</b>	IntraCluster Medium <sup>3</sup>
<b>IMF</b>	Initial Mass Function <sup>4</sup>
<b>IFU</b>	Integral Field Unit
<b>IPAC</b>	Infrared Processing and Analysis Center
<b>IRAC</b>	InfraRed Array Camera
<b>IRAM</b>	Institut de Radio-Astronomie Millimétrique
<b>IRAS</b>	InfraRed Astronomical Satellite
<b>IRSA</b>	InfraRed Science Archive
<b>LFI</b>	Low Frequency Instrument
<b>LIRG</b>	Luminous InfraRed Galaxy <sup>5</sup>
<b>NOEMA</b>	NOrthern Extended Millimeter Array
<b>NOAA</b>	National Optical Astronomy Observatory
<b>PBCD</b>	Post Basic Calibrated Data

---

1. Fond Diffus Infrarouge

2. Fond Diffus Micro-ondes ; aussi désigné comme Fond Diffus Cosmologique

3. Milieu Intra-Amas

4. Fonction de Masse initiale.

5. Galaxie Lumineuse Infrarouge

<b>PCGC</b>	Planck catalogue of <b>G</b> alactic <b>C</b> old <b>C</b> lumps
<b>PCCS</b>	Planck Catalogue of <b>C</b> ompact <b>S</b> ources
<b>PHz</b>	Planck list of <b>H</b> igh- <b>z</b> sources candidates
<b>PSF</b>	<b>P</b> oint <b>S</b> pread <b>F</b> unction <sup>6</sup>
<b>SDSS</b>	<b>S</b> loan <b>D</b> igital <b>S</b> ky <b>S</b> urvey
<b>SExtractor</b>	<b>S</b> ource <b>E</b> xtractor
<b>SFR</b>	<b>S</b> tar <b>F</b> ormation <b>R</b> ate <sup>7</sup>
<b>SFRD</b>	<b>S</b> tar <b>F</b> ormation <b>R</b> ate <b>D</b> ensity <sup>8</sup>
<b>SI</b>	<b>S</b> ystème <b>I</b> nternational
<b>SNR</b>	<b>S</b> ignal to <b>N</b> oise <b>R</b> atio <sup>9</sup>
<b>SPHerIC</b>	<b>S</b> pitzer <b>P</b> lanck <b>H</b> erschel <b>I</b> nfrared <b>C</b> lusters
<b>SPIRE</b>	<b>S</b> pectral and <b>P</b> hotometric <b>I</b> maging <b>R</b> eceiver
<b>SPT</b>	<b>S</b> outh <b>P</b> ole <b>T</b> elescope
<b>SpUDS</b>	<b>S</b> pitzer <b>U</b> ltra <b>D</b> eep <b>S</b> urvey
<b>SSC</b>	<b>S</b> pitzer <b>S</b> cience <b>C</b> enter
<b>SSP</b>	<b>S</b> ingle <b>S</b> tellar <b>P</b> opulation
<b>ULIRG</b>	<b>U</b> ltra <b>L</b> uminous <b>I</b> nfra <b>R</b> ed <b>G</b> alaxy <sup>10</sup>
<b>VLT</b>	<b>V</b> ery <b>L</b> arge <b>T</b> elescope
<b>VLA</b>	<b>V</b> ery <b>L</b> arge <b>A</b> rray
<b>WISE</b>	<b>W</b> ide-field <b>I</b> nfrared <b>S</b> urvey <b>E</b> xplorer
<b>WHT</b>	<b>W</b> illiam <b>H</b> erschel <b>T</b> elescope
$\Lambda$ CDM	$\Lambda$ <b>C</b> old <b>D</b> ark <b>M</b> atter

---

6. Fonction d'Étalement du point  
7. Taux de formation d'étoiles  
8. Densité de taux de formation d'étoiles  
9. Rapport Signal à Bruit (RSB)  
10. Galaxie Ultra-Lumineuse Infrarouge

# Chapitre 1

## Introduction : la formation stellaire des galaxies dans les environnements denses

### 1.1 Contexte : Les galaxies, leurs propriétés, leur évolution

Les télescopes modernes nous livrent depuis quelques années des images époustouflantes des galaxies, qui fascinent même en dehors du monde académique. Si cette fascination est le moteur premier de la Science, c'est à travers l'étude et la rigueur qu'elle implique que s'est construite notre compréhension de ces objets<sup>1</sup>. Les galaxies sont le lieu de naissance de virtuellement toutes les étoiles et de tous les composés chimiques présents dans l'Univers, et des indicatrices de la structure de l'espace-temps aux plus grandes échelles spatiales (1 Mpc - 10 Gpc). Le travail de thèse que je présente ici afin d'accéder au rang des doctes s'inscrit dans cette étude visant à déterminer les propriétés des galaxies, leur évolution et leur origine.

Une galaxie est un système dynamiquement lié typiquement composé de  $10^{10}$  étoiles dans un rayon de  $\sim 10$  kpc, ce qui est 100 à 1000 fois plus faible que la distance inter-galaxies. Si les étoiles constituent l'immense majorité de la masse baryonique d'une galaxie, le milieu interstellaire<sup>2</sup> se révèle d'une importance capitale à la fois dans l'évolution de la galaxie mais aussi dans ses propriétés optiques. Il est en effet important de noter que la lumière émise par ces galaxies est le seul vecteur d'information dont nous disposons pour en étudier les propriétés, à l'exception des rayons cosmiques et des ondes gravitationnelles. Je rappelle enfin que les temps d'évolution typiques des galaxies (de plusieurs millions d'années à l'âge de l'Univers) font qu'il est impossible d'observer cette évolution pour une unique galaxie à l'échelle d'une vie humaine ou même d'une civilisation. On a alors recours à une analyse statistique à plusieurs époques cosmiques<sup>3</sup>, et l'évolution est déduite en liant les propriétés des galaxies à chaque époque.

Les galaxies sont des objets complexes, se présentant avec une telle variété qu'aucune galaxie n'est identique. De nombreux paramètres sont donc nécessaires pour décrire une galaxie : forme (morphologie), taille, masse (étoiles et gaz), luminosité, âge, couleur, etc.. Une des premières tentatives de classification des galaxies a été effectuée par celui même qui prouva leur nature extragalactique. La séquence de Hubble, encore largement en usage de nos jours, classe les galaxies en 4 grandes classes suivant leur morphologie : elliptiques, spirales, lenticulaires et irrégulières. De nombreuses autres classifications sont *a priori* possibles : suivant la luminosité, suivant la masse, suivant le contenu en gaz froid, suivant l'activité de formation stellaire... L'intérêt de la séquence de Hubble réside dans le fait que les propriétés des galaxies évoluent systématiquement le long de la séquence. Les galaxies elliptiques présentent des couleurs plus rouges, sont plus massives, forment peu ou pas d'étoiles, n'ont peu ou pas de gaz froid et de poussière, en complet contraste par rapport aux galaxies spirales bleues, moins massives, formant activement des étoiles et ayant un contenu en gaz et en poussière important. Ceci rend la séquence de Hubble pertinente pour répartir les galaxies. Il est tentant de faire de cette séquence une séquence

---

1. Ce qui, j'en suis convaincu, nous permet d'en apprécier bien plus la beauté.

2. Majoritairement composé de gaz atomique et moléculaire, et de  $\sim 1\%$  de grains nanométriques désignés comme *poussière*.

3. Ce que permet la finitude de la vitesse de la lumière.

évolutionnaire au vu de ces observations. Hubble lui-même l'avait réalisé, désignant les galaxies spirales comme *late-type* et les elliptiques comme *early-type*. Cette terminologie est cependant trompeuse, puisque les galaxies elliptiques ne sont pas les progénitrices des galaxies spirales<sup>4</sup>. La classification des galaxies est en réalité beaucoup moins claire que ne peut l'être celle des étoiles à travers le diagramme Hertzsprung-Russell.

À travers ce procédé de classification, ce sont des régularités que l'on va chercher à observer. Des corrélations parfois extrêmement fortes sont en effet observées entre les propriétés des galaxies, et toute théorie de formation et d'évolution des galaxies devra être capable d'expliquer ces relations. L'identification des corrélations entre les différentes propriétés des galaxies nous renseigne sur les processus physiques à l'œuvre. Par exemple, le fait que les galaxies spirales soient supportées par leur rotation, alors que les galaxies elliptiques sont supportées par le mouvement aléatoire de leurs étoiles, suggère des processus de formation différents. Pour des détails sur les propriétés observées des galaxies et les différentes corrélations entre ces propriétés, voir le chapitre 2 de MO, BOSCH et WHITE, 2010.

L'objectif de toute théorie de formation et d'évolution des galaxies est en effet d'expliquer les propriétés des galaxies observées à toutes les époques et les corrélations entre ces propriétés, à partir de conditions initiales fixées dans l'Univers très jeune ( $t < 10^{-35}$ s). Cette évolution implique par ailleurs presque tous les domaines de la physique<sup>5</sup>, couvrant au moins 20 ordres de grandeur en temps, et deux dizaines en taille. Un modèle cosmologique décrivant la structure de l'espace-temps aux échelles cosmologique sera par ailleurs nécessaire au vu des échelles spatiales considérées. Ceci rend la problématique de la formation et de l'évolution des galaxies un des sujets les plus complexes de l'astrophysique et de la cosmologie moderne.

Ce travail de thèse se focalise sur la question de la formation stellaire des galaxies dans les environnements denses (amas et proto-amas). Il est en effet bien établi que l'environnement d'une galaxie a une influence déterminante sur son évolution, et notamment sur sa formation stellaire. Le fait que les galaxies membres des amas locaux soient parmi les plus massives de l'Univers, et qu'elles ne présentent essentiellement pas de formation d'étoiles suggèrent qu'elles ont eu une évolution accélérée en comparaison aux autres galaxies, et qu'elles ont formé leurs étoiles tôt dans l'histoire de l'Univers (lorsqu'il était âgé de seulement 20% de son âge actuel), lors d'épisodes de formation stellaire extrêmement intenses<sup>6</sup>. Ces épisodes restent cependant largement inobservés. Pourtant, leur observation est nécessaire pour comprendre la formation des étoiles dans l'Univers : comment les galaxies forment-elles leurs étoiles ? Comment la formation stellaire s'arrête-t-elle ? Quel est le lien entre la formation stellaire et le trou noir central des galaxies ? Et, ce qui m'intéressera plus ici, quel est le lien entre l'environnement et l'évolution des galaxies ? Quels sont les mécanismes responsables de l'évolution accélérée ? À partir de quand une galaxie est-elle affectée significativement par son environnement ? Et comment les galaxies s'assemblent-elles pour former les structures cosmiques que sont les amas de galaxies et proto-amas de galaxies ?

Mon travail a consisté en la construction d'un échantillon de candidats amas et proto-amas à des redshifts  $z \sim 2$  à partir d'une sélection ciblant les zones d'intense formation stellaire afin d'aborder ces questions. Ce travail est effectué à l'aide d'observations avec le télescope spatial Spitzer, et la sélection précédente a été effectuée à l'aide des satellites Planck et Herschel, et l'échantillon correspondant est ainsi nommé *Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters* (SPHerIC)<sup>7</sup>. Je présente dans ce manuscrit cet échantillon, et les premières estimations des propriétés de ces candidats.

Ce premier chapitre a pour but de préciser la discussion ci-dessus, et d'exposer clairement la problématique abordée, et les objectifs dans lesquels cet échantillon est construit et étudié.

4. Le paradigme standard pointant plutôt vers l'inverse.

5. *A minima* la physique des particules, la relativité générale, la physique des plasmas, la physique nucléaire, la mécanique des fluides, la thermodynamique, l'électromagnétisme et la physique atomique.

6. C'est cette époque de formation stellaire intense dans les amas/proto-amas que j'ai nommée printemps cosmique dans le titre de ce manuscrit.

7. Merci à Alessandro Rettura pour le nom.

Ce manuscrit est organisé ainsi. Le chapitre 2 présente la sélection Planck et Herschel sur laquelle mes travaux se basent. Le chapitre 3 introduit des notions de photométrie et d'observations astronomiques avant de présenter la caméra IRAC du satellite Spitzer, qui est l'instrument utilisé ici. Le chapitre 4 présente le logiciel de détection de sources SExtractor et son utilisation pour générer les catalogues de sources, ainsi que les tests mis en place pour assurer la validité de ces catalogues. Le chapitre 5 présente les propriétés de l'échantillon SPHerIC. Le chapitre 6 est consacré au suivi des candidats, et le chapitre 7 présente les conclusions et perspectives de ce travail.

## 1.2 L'assemblage de la masse stellaire dans les galaxies

### 1.2.1 Pic de formation stellaire dans l'histoire cosmique

Le paradigme standard de la formation des galaxies est que les perturbations initiales du champ de densité (déterminées durant l'inflation) grandissent par instabilité gravitationnelle. La dynamique est dominée par la matière noire froide et non-collisionnelle, ce qui mène à une formation hiérarchique des structures : les structures les moins massives s'effondrent plus tôt, et s'aggrègent pour former des systèmes de plus en plus grands au cours du temps (PEEBLES, 1982 ; BLUMENTHAL et al., 1984). La distribution de densité de la matière baryonique va suivre celle de la matière noire, jusqu'à ce que la physique baryonique (hydrodynamique et processus radiatifs) entre en jeu. La matière baryonique va alors se refroidir et s'effondrer, menant ainsi à la formation d'étoiles.

La masse stellaire semble être un paramètre dominant dans l'évolution d'une galaxie. KAUFFMANN et al., 2003 montre ainsi à partir du relevé SDSS que la masse de  $3 \times 10^{10} M_{\odot}$  est une masse de transition pour les galaxies dans l'Univers local. Les galaxies plus massives que cette limite sont en effet plus brillantes, plus rouges, et forment plus d'étoiles que les autres. Il est donc important de comprendre comment et quand les galaxies assemblent leurs étoiles pour expliquer l'apparition de cette échelle caractéristique.

Des études dans l'infrarouge à l'aide de notamment Spitzer et Herschel ont montré que la formation d'étoiles était beaucoup plus intense par le passé, la densité volumique de formation d'étoiles SFRD<sup>8</sup> (le taux de formation d'étoiles par unité de volume) présentant un maximum pour  $z \sim 2$ , avant de décroître rapidement jusque  $z = 0$ . Voir MADAU et DICKINSON, 2014 pour une revue. La question est donc de savoir quels sont les processus physiques responsables de ce déclin, et de prédire la forme de la relation entre densité de taux de formation d'étoiles et redshift (SFRD- $z$ ).

Une galaxie ne pourra pas former d'étoiles si elle ne possède pas de gaz froid (10-30 K). Empêcher la formation stellaire revient alors à priver une galaxie de son gaz, ou à maintenir ce gaz dans un état suffisamment chaud. Plusieurs processus connus influent sur la formation d'étoiles dans les galaxies : la présence d'un noyau actif, les supernovæ et les interactions avec d'autres galaxies. Voir là encore MO, BOSCH et WHITE, 2010. On notera que le pic d'activité centrale des galaxies est lui aussi situé à  $z \simeq 2$ , suggérant là aussi un lien entre activité du trou noir central et formation stellaire (SILVERMAN et al., 2008 ; MADAU et DICKINSON, 2014). La découverte de la séquence principale des galaxies suggère elle une importance capitale de la masse stellaire dans ce déclin de la SFRD avec  $z$  décroissant (KARIM et al., 2011).

### 1.2.2 La séquence principale des galaxies

La séquence principale des galaxies est une corrélation étroite entre le taux de formation d'étoiles SFR d'une étoile et sa masse stellaire  $M_*$ , pour les galaxies formant des étoiles (BRINCHMANN et al., 2004 ; DADDI et al., 2007 ; ELBAZ et al., 2007 ; NOESKE et al., 2007), avec une dispersion de 0.3 dex sur le taux de formation d'étoiles à masse donnée. Si l'on s'intéresse au taux spécifique de formation d'étoiles<sup>9</sup> (SSFR),

8. Star Formation Rate Density

9. Le taux spécifique de formation d'étoiles définit un échelle de temps caractéristique pour une galaxie, quantifiant son activité de formation d'étoiles actuelle par rapport à son activité passée.

le SSFR diminue avec la masse augmentant (Voir Sect. 5.3.6). La normalisation de cette relation dépend du redshift, avec, à masse donnée,  $\text{SSFR} \propto (1+z)^{4.3}$  (KARIM et al., 2011).

L'existence de cette relation nous indique que la plupart des galaxies formant des étoiles le font dans un régime continu, et de façon très rapide. La croissance de la galaxie vient avec une baisse de son taux de formation d'étoiles. La séquence principale traduit donc les processus d'accrétion et de refroidissement du gaz dans la galaxie, et l'influence qu'a la masse déjà formée sur la formation stellaire future. De plus, elle défavorise un assemblage de la masse des galaxies dominé par des processus de fusion de galaxies. Voir RODIGHIERO et al., 2014.

Il existe une classe de galaxies formant des étoiles bien plus intensément que celles sur la séquence principale. Elles sont nommées *starbursts*. ELBAZ et al., 2007 les définissent comme les galaxies formant 50 fois plus d'étoiles que des galaxies de même masse au même redshift. Ces starbursts sont généralement associés à des galaxies en fusion. Si leur rôle est mineur dans la formation d'étoiles des galaxies, il est probablement critique dans la transformation morphologique des galaxies.

### 1.3 L'environnement des galaxies et son rôle dans l'évolution des galaxies

La discussion concernait jusque là l'ensemble de la population des galaxies. Pourtant, l'étude des amas de galaxies locaux ( $z \simeq 0$ ) révèle que les propriétés des galaxies membres d'amas sont bien différentes de celles des galaxies hors des amas, dites de champ.

#### 1.3.1 Amas de galaxies

Un amas de galaxies n'est pas seulement un assemblage de plusieurs centaines voire milliers de galaxies dans un rayon de l'ordre du Mpc : l'essentiel de la matière baryonique y est présente sous forme de plasma chaud et diffus entre les galaxies de l'amas ( $T \sim 10^6$  K), nommé intra-cluster medium (ICM) et interagissant avec le halo de matière noire et avec les galaxies de l'amas. Ainsi les amas observés à  $z < 1$  sont des structures à l'équilibre du viriel, et à l'équilibre hydrodynamique. La matière noire représente 80% de la masse totale ( $> 10^{14} M_{\odot}$ ), l'ICM 15% et les galaxies 5%. On devine aisément que cet environnement extrême va influencer l'évolution d'une galaxie vivant en son sein.

Un effet environnemental notable est le *ram-pressure stripping*. Une galaxie traversant l'ICM va subir une pression, qui dépend de la vitesse relative de la galaxie et de l'ICM et de la densité de l'ICM, et qui va éjecter le gaz de la galaxie, réduisant alors la formation d'étoiles (GUNN et GOTT, 1972). D'autres processus existent (strangulation, harcèlement) et ont eux aussi tendance à arrêter la formation d'étoiles des galaxies rejoignant l'amas, processus réunis sous la dénomination d' *environmental quenching*, et qui sont responsables des différences entre les propriétés observées des amas et des galaxies de champ. Voir Chapitre 12 de MO, BOSCH et WHITE, 2010.

Déterminer les rôles respectifs des propriétés initiales d'une galaxie et de son environnement dans son évolution est une des grandes problématiques de l'astrophysique extragalactique moderne, souvent résumée schématiquement par nos confrères anglo-saxons comme le *Nature vs Nurture problem*, qu'on pourrait traduire par le problème de l'inné vs l'acquis.

#### 1.3.2 Population de galaxies dans les amas locaux

**La séquence rouge** Les populations de galaxies des amas locaux ( $z \simeq 0$ ) présentent des propriétés bien établies : elles sont dominées par des galaxies elliptiques massives, vieilles, rouges et formant peu d'étoiles. Les galaxies elliptiques se répartissent le long d'une séquence dans un espace couleur-magnitude, usuellement l'espace  $B - V$  vs  $V$ <sup>10</sup>, relation nommée *Séquence rouge* (VAN DOKKUM et al., 1998 ; GLADDERS et YEE, 2000 ; HOGG et al., 2004 ; DE LUCIA et al., 2006 ; MEI et al., 2009 ; CERULO et al., 2016). La pente négative de cette relation<sup>11</sup> est généralement interprétée comme un lien entre masse

10. La bande B est centrée sur 440nm et la bande V sur 550nm

11. Les galaxies les plus brillantes sont les plus rouges.



et métallicité (KODAMA et al., 1998). Les galaxies de champ présentent quant à elles des couleurs plus bleues, et une dispersion plus importante en couleur. Voir Sect. 2.4.3 de MO, BOSCH et WHITE, 2010.

Comprendre cette ségrégation, c'est comprendre la façon dont l'environnement régule la formation d'étoiles des galaxies et comment il transforme la morphologie des galaxies. Des études montrent que la séquence rouge est en place et a peu évolué depuis au moins  $z \sim 1.5$  (MEI et al., 2009; CERULO et al., 2016). Ceci indique que la formation d'étoiles dans les environnements denses s'est déroulée très tôt, surtout pour les galaxies les plus massives de la structure, avec des redshifts de formation  $z_f \gtrsim 2 - 3$ , et très rapidement, la formation stellaire étant essentiellement achevée à  $z \sim 1.5$ . La présence de cette séquence dans les amas massifs et certains proto-amas à des redshifts  $z \sim 2$  (KODAMA et al., 2007; TANAKA, FINOGUENOV et UEDA, 2010; GOBAT et al., 2011; SPITLER et al., 2012; STANFORD et al., 2012; ANDREON et al., 2014) indiquent que les environnements massifs ont probablement formé leurs étoiles encore plus tôt ( $z_f \gtrsim 4$ ), bien que les galaxies moins massives ne soient pas toujours encore présentes sur la séquence, indiquant qu'elles commencent et finissent de former leurs étoiles plus tard que les galaxies les plus massives.

L'évolution de la pente, de la normalisation, et plus simplement la présence de cette séquence sont donc de précieux indicateurs des processus de formation stellaire et de l'arrêt de cette formation. À  $z \gtrsim 2$  se posent les questions suivantes : la séquence rouge est-elle en place dans tous les environnements denses ? Comment les galaxies s'alignent-elles le long de cette séquence, et à quelle vitesse ? Quelle est l'influence de la masse stellaire d'une galaxie dans cette relation ?

Enfin, la séquence rouge est un indicateur robuste du redshift, tous les amas connus à  $z \lesssim 1.5$  la présentant. Le redshift peut alors être contraint à partir de la normalisation de la séquence. Voir Sect. 1.4.1.

**La relation morphologie- $\rho$**  Les galaxies présentes dans les amas sont majoritairement des galaxies elliptiques. On observe d'ailleurs une corrélation forte entre densité de galaxies voisines et proportion de galaxies elliptiques. Voir *te.g.* (DRESSLER, 1980; DRESSLER et al., 1997; GOTO et al., 2003; CAPPELLARI et al., 2011). Ceci indique une influence forte de l'environnement dans la transformation morphologique des galaxies.

**La relation SFR- $\rho$**  On observe aussi une diminution de la formation stellaire (à masse donnée) en fonction de la densité de galaxies voisines (HASHIMOTO et al., 1998; ELLINGSON et al., 2001; GÓMEZ et al., 2003; PATEL et al., 2009). Ceci est cohérent avec l'influence de processus environnementaux affectant le contenu en gaz de la galaxie, et indiquant l'importance majeure de l'environnement dans la régulation de la formation d'étoiles. On note cependant qu'à plus haut redshift ( $z > 1$ ), cette relation s'inverse. Voir Sect. 1.3.3.

Toutes ces relations empiriques traduisent le fait que les mécanismes physiques dominants affectant l'évolution d'une galaxie sont différents suivant la densité de galaxies voisines. Une galaxie dans un environnement dense subit une évolution accélérée par rapport aux galaxies du champ, formant la majorité de ses étoiles beaucoup plus tôt dans l'histoire de l'Univers, et subissant une transformation morphologique importante. Cependant, de nombreuses interrogations subsistent, particulièrement à l'époque où la majorité des galaxies de l'Univers forment l'essentiel de leur masse stellaire.

### 1.3.3 L'inversion de la relation SFR- $\rho$ et le pic de formation stellaire dans les grandes structures

L'analyse des populations de galaxies des amas locaux nous donne des indications fossiles qui permettent de déterminer que les galaxies membres d'amas souffrent une évolution accélérée, et qu'elles ont notamment probablement formé leurs étoiles à des redshifts  $z \sim 2 - 3$  de manière extrêmement intense avant d'évoluer passivement jusqu'aujourd'hui (VAN DOKKUM et al., 1998; SNYDER et al., 2012;

JØRGENSEN et al., 2006 ; RETTURA et al., 2010). Les galaxies les plus massives forment *a priori* leur masse plus tôt (jusque  $z \sim 5$ ), et les galaxies les moins massives peuvent expérimenter une formation significative d'étoiles jusque  $z \sim 1$ , indiquant une importance cruciale de la masse dans la régulation de la formation d'étoile. Seule l'observation directe de la formation d'étoiles dans de telles structures pourra cependant confirmer ces comportements.

À des redshifts  $z > 1$ , l'anticorrélation observée entre taux de formation d'étoiles et densité de galaxies voisines s'inverse : statistiquement, ce sont les environnements les plus denses qui abritent la formation stellaire la plus intense (ELBAZ et al., 2007 ; NOESKE et al., 2007 ; GRÜTZBAUCH et al., 2011 ; RODIGHIERO et al., 2010 ; KOYAMA et al., 2013b ; RODIGHIERO et al., 2014). Des exemples de structures présentant un tel comportement, avec un cœur où les galaxies forment plus d'étoiles que la moyenne, commencent à être découverts et contraints à  $z \gtrsim 1.5$  (TRAN et al., 2010 ; HAYASHI et al., 2010 ; HILTON et al., 2010 ; SANTOS et al., 2015 ; WANG et al., 2016). Des galaxies dans des environnements de type proto-amas (Voir Sect. 1.3.4) présentent eux aussi des taux de formation d'étoiles, des masses stellaires et des âges de populations stellaires supérieurs à la moyenne à des redshifts  $z \gtrsim 2$ , indiquant une évolution accélérée dans les environnements denses avant même que les structures soient complètement formées (MILEY et al., 2004 ; OVERZIER et al., 2008 ; HATCH et al., 2011b ; HAYASHI et al., 2012 ; KOYAMA et al., 2013a ; HATCH et al., 2014), et un pic d'activité stellaire dans les structures cosmiques à des redshifts  $z \sim 2$ . Les galaxies évoluent ensuite passivement pour former les galaxies elliptiques massives des amas locaux.

La présence de structures massives ( $\gtrsim 10^{14}M_{\odot}$ ) et évoluées, présentant peu de formation d'étoiles ayant été avérée à des redshifts  $z \gtrsim 1.5 - 2$ , implique pour ces structures des redshifts de formation bien au-delà de 3 (BLAKESLEE et al., 2003 ; MEI et al., 2006 ; ANDREON, 2008 ; PAPOVICH et al., 2010 ; RETTURA et al., 2010 ; GOBAT et al., 2011 ; ANDREON et al., 2014). On notera aussi que QUADRI et al., 2012 reportent que l'anticorrélation SFR- $\rho$  est en place jusque  $z \sim 1.8$ .

La situation n'est donc pas complètement claire. Quand se situe le pic d'activité stellaire des galaxies dans les amas/proto-amas ? Toutes les structures présentent-elles cette inversion ? Quels sont les processus physiques responsables de cette inversion, et de l'arrêt de la formation stellaire ?

Des réponses à ces questions nécessiteront donc au moins une augmentation de la statistique disponible, le nombre de structures confirmées à des redshifts  $z \gtrsim 1.5$  étant encore trop faible pour tirer des conclusions solides, bien que des échantillons contenant des centaines de candidats existent. Voir Sect. 5.1. Il est de plus important de directement cibler la formation stellaire, afin de ne pas biaiser les échantillons.

Un autre aspect entravant le développement de la compréhension des mécanismes à l'œuvre est l'absence<sup>12</sup> de définition claire pour les amas et proto-amas de galaxies. Deux équipes (CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 ; MULDREW, HATCH et COOKE, 2015) discutent ces aspects, et apportent des définitions. J'expose dans la section suivante leurs travaux.

### 1.3.4 Amas et proto-amas

Si les galaxies et le plasma intergalactique chaud et diffus constituent la partie visible des amas de galaxies, leur formation est dominée par la dynamique non-collisionnelle de la matière noire, qui représente 80% de la masse totale de la structure. À travers un processus hiérarchique de formation, de nombreuses surdensités de matière noires (halos) réparties dans l'Univers vont fusionner pour former des structures de plus en plus massives. On définit alors généralement un amas de galaxies comme une structure gravitationnellement liée de masse totale  $M > 10^{14}M_{\odot}$ . Si l'on s'intéresse aux progéniteurs des amas, il suffit en principe de retracer l'évolution de chacun des halos de matière noire qui forment la structure au redshift  $z = 0$ , ou tout autre redshift d'intérêt, pour construire un arbre "généalogique" de l'amas, appelé *merger tree* en anglais. Si ceci n'est observationnellement pas réalisable, l'usage de simulations permet de poursuivre une telle démarche, qui se révèle riche en enseignements.

12. Ou plutôt la prolifération des définitions.

Ceci a été la démarche adoptée notamment par CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 ou MUL-DREW, HATCH et COOKE, 2015, qui identifient des amas et proto-amas dans les simulations de matière noire Millenium afin d'en décrire les propriétés. Je résume ici certaines de leurs conclusions.

À des redshifts de l'ordre de  $z \sim 2$ , peu de structures de masse  $M > 10^{14} M_{\odot}$  existent (Voir Fig. 2 de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013), et il s'agit des progéniteurs des amas locaux les plus massifs ( $M(z=0) > 10^{15} M_{\odot}$ ). Le critère  $M > 10^{14} M_{\odot}$  est d'ailleurs adopté comme définition d'amas. À ces redshifts, la masse qui finira dans l'amas à  $z=0$  est répartie spatialement sur des tailles comobiles pouvant atteindre plusieurs dizaines de Mpc pour les structures les plus massives, et toujours  $> 10$  Mpc pour les structures qui auront une masse à  $z=0$   $M_{z=0} > 10^{14} M_{\odot}$ . Ceci correspond à des tailles physiques comprises entre  $\sim 2.5 - 7$  Mpc, et des tailles angulaires de  $5 - 20'$  à  $z=2$ <sup>13</sup> (Voir Fig. 2 de MUL-DREW, HATCH et COOKE, 2015). Il est de plus essentiel d'accéder à l'intégralité de la structure, le halo le plus massif n'étant pas un bon traceur de la masse de la structure à  $z=0$ . Ce qui importe, c'est la distribution de masse à ces échelles plus larges, qui indique la quantité de matière disponible pour former la structure à  $z=0$ . MUL-DREW, HATCH et COOKE, 2015 estiment ainsi que pour 50% des proto-amas à  $z=2$ , le deuxième halo le massif contient au moins 50% de la masse du premier (Voir leur Fig. 9). Ainsi les halos les plus massifs à un instant donné ne sont pas nécessairement les progéniteurs des structures les plus massives<sup>14</sup>, et s'intéresser uniquement au halo le plus massif n'est pas représentatif de l'intégralité de la structure.

Cette distinction entre amas et proto-amas est importante pour comprendre la transition entre les deux types de structures et l'époque de cette transition, et son influence sur l'évolution des galaxies que ces structures contiennent<sup>15</sup>, et l'importance de la masse de la structure. Ainsi, toujours d'après la Fig. 2 de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013, il existe tout de même des structures de masse  $M > 10^{14} M_{\odot}$  à  $z \simeq 2$ , soit des amas déjà évolués. Il n'est donc pas surprenant que des amas présentant une émission X et des populations stellaires âgées soient détectés (GOBAT et al., 2011 ; ANDREON et al., 2014).

La définition d'amas en tant que structure de masse totale  $M > 10^{14} M_{\odot}$ , et de proto-amas comme l'intégralité des halos qui finiront dans la structure à  $z=0$  est aisée à mettre en œuvre dans le cadre de simulations, mais nécessite d'être liée aux observations. Il est possible de partir des simulations, et de lier la quantité de matière noire à une observable (e.g. un nombre de galaxies), et d'ensuite comparer les observations à ces prédictions pour déterminer la masse de la structure. Cette approche dépend cependant du modèle utilisé. Si l'on s'intéresse aux amas, il est possible d'avoir accès à la masse totale de la structure en mesurant la dispersion de vitesse des galaxies membres, ou par effet de lentille gravitationnelle, rendant la définition  $M > 10^{14} M_{\odot}$  utilisable. Ces quantités sont plus difficiles à mesurer pour les structures étendues que sont les proto-amas : comment identifier à un instant donné les galaxies qui appartiendront au même halo de matière noire à  $z=0$  ?

CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 montrent cependant qu'il est possible de sélectionner des proto-amas jusque  $z \sim 5$  en les détectant comme surdensités de galaxies<sup>16</sup>, bien qu'une dégénérescence avec des groupes de galaxies existe pour les structures de plus faibles masses. Cependant, plus la surdensité est importante, plus la confiance en la réalité de l'objet augmente. Voir Fig. 8,9 de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013. CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 suggèrent aussi d'utiliser la masse à  $z=0$  comme propriété principale pour caractériser les proto-amas. Bien que celle-ci ne puisse être directement mesurée, elle est directement liée aux propriétés du proto-amas à tous les redshifts : taille, masse, surdensité de galaxies.

Si leurs propriétés (rayon, distribution de la masse) sont différentes, les deux types de structures pourront être détectées en tant que surdensités de galaxies, qui est ce qui m'importera ici.

Pour une discussion sur la nature des proto-amas, leur définition et leur structure, voir aussi HATCH et al., 2014 et HATCH et al., 2016.

13. La taille étant croissante avec la masse  $M_{z=0}$  de la structure.

14. Bien que la probabilité s'en voit augmentée.

15. Voir SPITLER et al., 2012 pour un exemple d'un objet possiblement détecté durant cette phase de transition.

16. Le lien avec les halos de matière noire est fait à l'aide d'un modèle semi-analytique, où les halos sont peuplés de galaxies *a posteriori*.

## 1.4 Méthodes de détection des structures cosmiques

### 1.4.1 Détection dans l'optique et le proche-infrarouge

Les amas de galaxies étant avant tout des surdensités de galaxies, il paraît naturel de les chercher comme tels, et la discussion Sect. 1.3.4 montre que ce critère peut être utilisé pour chercher des amas et proto-amas à des redshifts  $z < 5$ . Les galaxies étant majoritairement composées d'étoiles qui rayonnent depuis l'UV proche jusqu'à l'infrarouge proche ( $0.01 - 8\mu\text{m}$ ), c'est dans ces longueurs d'onde que l'on s'attèlera à détecter des surdensités de galaxies. Ce fut d'ailleurs de cette façon que furent construits les premiers catalogues d'amas de galaxies, notamment le catalogue d'Abell, qui identifia visuellement de telles structures. Les effets de projection sur la voûte céleste mènent cependant facilement à de fausses détections.

L'utilisation de critères sur la couleur des galaxies permet de réduire cette contamination. Les galaxies membres d'amas présentent en effet une relation étroite entre couleur et magnitude, nommé séquence rouge. Voir Sect. 1.3. D'un point de vue observationnel, il est particulièrement intéressant de constater que tous les amas jusqu'au moins  $z \sim 1.5$ , semblent présenter une telle relation. Une sélection basée sur la recherche d'une telle relation est ainsi peu biaisée. Voir GLADDERS et YEE, 2000 pour le principe de la méthode de détection et une discussion. Voir aussi les références à l'intérieur pour des amas de galaxies détectés dans le domaine optique<sup>17</sup>. J'en réfère aussi à MEI et al., 2009 et CERULO et al., 2016, et les références à l'intérieur. Voir aussi Sect. 5.1 pour la recherche de structures en infrarouge proche (entre  $0.8$  et  $8\mu\text{m}$ ).

### 1.4.2 Détection par émission X

Les galaxies membres d'un amas baignent dans le plasma chaud et diffus qu'est l'ICM. Les électrons de ce plasma, de température typique  $T \sim 10^6\text{K}$ , rayonnent par bremsstrahlung thermique en interagissant avec les ions, ce qui produit un signal dans le domaine X. Ceci procure donc une sonde différente pour la recherche d'amas de galaxies, ciblant un constituant autre que les galaxies. Des centaines de candidats ont pu être trouvés jusqu'à des redshifts de  $z \sim 1.5$ , mais majoritairement à  $z < 1$ . Voir PIFARETTI et al., 2011 pour un résumé des amas ou candidats amas détectés de cette façon, et la table 1.1 pour des amas à des redshifts  $z > 1.5$  découverts de cette façon. Voir aussi PIERRE et al., 2016.

Cette méthode de détection présente le désavantage de n'être sensible qu'aux structures présentant une telle composante de plasma à l'équilibre, ce qui n'est pas attendu pour les structures les moins massives à  $z \gtrsim 2$ . La brillance de surface de l'émission X diminue par ailleurs comme  $(1+z)^4$ , rendant difficile la détection à des redshifts plus élevés (PAPOVICH, 2008).

### 1.4.3 Détection par effet Sunyaev-Zel'dovich

L'effet Sunyaev-Zel'dovich (effet SZ ; SUNYAEV et ZELDOVICH, 1972) est une déformation du spectre de corps noir du fond diffus cosmologique. Lorsque les photons du CMB traversent un amas de galaxies et interagissent avec les électrons de l'ICM, ces électrons transfèrent une partie de leur énergie aux photons du CMB par effet Compton inverse. Ceci mène à une distorsion spectrale du spectre de corps noir à  $2.73\text{K}$ , produisant un signal détectable dans le domaine millimétrique. L'effet est nul à  $217\text{GHz}$ , et l'intensité du signal est augmentée (diminuée) au-delà (en deçà), et ceci est indépendant du redshift de l'amas. Des centaines de candidats amas ont été découverts en faisant usage de cet effet à l'aide notamment du satellite Planck (PLANCK COLLABORATION et al., 2015i), du Southern Pole Telescope (SPT) (REICHARDT et al., 2013 ; BLEEM et al., 2015) ou le Atacama Chili Telescope (ACT) (HASSELFIELD et al., 2013).

Si la méthode présente *a priori* l'intérêt de pouvoir sélectionner les amas à toutes les époques, l'effet étant indépendant du redshift considéré, elle ne sera en réalité sensible qu'aux amas déjà virialisés,

17.  $0.4 - 0.8\mu\text{m}$

en tous cas à ceux suffisamment évolués pour posséder une composante de plasma chaud diffus à l'équilibre. Les limitations de résolution angulaire des télescopes actuels rendent par ailleurs impossible la détection des structures les moins massives, et un suivi en optique et/ou en X sera nécessaire pour quantifier les propriétés des amas découverts. BRODWIN et al., 2012 présente ainsi l'amas le plus lointain à ce jour montrant un effet SZ, à  $z = 1.75$ , unes de structures les plus massives et les plus évoluées à ces redshifts.

Si ces méthodes ont livré des catalogues de centaines voire de milliers d'amas ou candidats amas, peu de structures sont découvertes à  $z \gtrsim 2$  (Voir table 1.1), époque pourtant cruciale dans l'évolution de ces structures et des galaxies qu'elles contiennent. Ceci est au moins partiellement dû au fait que ces méthodes sont conçues pour rechercher des amas sur la base de leurs propriétés observées localement, notamment pour les recherches en X et en SZ qui ciblent l'ICM. Ceci nécessite que la structure soit virialisée, et seules les structures les plus massives le sont à  $z \gtrsim 2$ . Voir CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013. Les méthodes de détection en optique/infrarouge ne souffrent pas de ce défaut, les galaxies étant déjà présentes à  $z \simeq 2 - 3$ . Cependant, leurs propriétés étant différentes de celles des galaxies locales, ces méthodes nécessitent d'être adaptées.

## 1.5 Problématiques du travail de thèse

Mon étude, présentée dans ce manuscrit, se concentre sur la question de la formation stellaire dans les environnements denses (amas et proto-amas) à des redshifts  $z \gtrsim 2$ , époque cruciale dans l'histoire de l'assemblage de la masse des galaxies. Au vu de l'humble nombre de candidats confirmés à cette époque cosmique (Voir Table 1.1), et des résultats parfois contradictoires, sinon incomplets, des précédentes études, je présente ici un échantillon de 84 candidats amas et proto-amas à des redshifts estimés  $z_p = 1.5 - 2.5$ , sélectionnés directement sur la base de leur formation d'étoiles avec les satellites Planck et Herschel, et par la suite observés avec le télescope spatial Spitzer, et d'autres télescopes (CFHT, IRAM-30m, ALMA, NOEMA notamment). Mon travail a plus directement porté sur l'analyse des données obtenues avec le satellite Spitzer, qui mène à la constitution de l'échantillon appelé *Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters*. Cette analyse révélera des surdensités exceptionnelles de galaxies ayant des couleurs compatibles avec  $z \simeq 2$ , associées à une intense formation d'étoiles et possédant des masses comparables à celles attendues pour les progéniteurs des amas locaux. Je suis aussi en charge du suivi millimétrique avec l'antenne de 30m de l'IRAM, qui vise à obtenir les premières confirmations de nos objets. Deux candidats ont ainsi reçu des confirmations à  $z = 2.36$  et  $z = 2.15$ . Je suis de plus impliqué dans le suivi en infrarouge proche, qui vise entre autres à conforter les estimations de redshift et de masses obtenues à l'aide des données IRAC.

Un tel échantillon est nécessaire pour comprendre comment les galaxies elliptiques des amas locaux ont formé leurs étoiles si tôt dans l'histoire de l'Univers pour ensuite évoluer passivement pendant  $\sim 10$  milliards d'années, et pour contraindre les mécanismes stoppant la formation d'étoiles de façon abrupte dans ces galaxies. Cette étude possède l'avantage de tracer directement la formation stellaire, contrairement à d'autres études ciblant par exemple directement les surdensités de galaxies, ou les radio-galaxies, apportant là une sélection unique.

La discussion présentée dans ce chapitre montre en effet que l'époque à  $z \gtrsim 2$  est une époque charnière pour la formation des étoiles dans les galaxies, et pour la formation des amas de galaxies. De nombreuses études montrent que les galaxies à  $z > 2$  ont des propriétés différentes des galaxies locales, et notamment une formation d'étoiles accrue. La relation entre densité de galaxies et taux de formation d'étoiles semble aussi s'inverser à ces époques par rapport aux galaxies locales, les environnements les plus denses étant ceux abritant la formation stellaire la plus intense (TRAN et al., 2010; HATCH et al., 2011b; SANTOS et al., 2015; WANG et al., 2016). Cependant, le faible nombre de structures confirmées

Cluster Name	Redshift $z$	Discovery Paper	Selection Method
CXO J1415.2+3610	1.52	TOZZI et al., 2013	X-Ray
XMMU J1007.4+1237	1.555	FASSBENDER et al., 2011	X-Ray
XDCP J0044.0-2033	1.58	SANTOS et al., 2011	X-Ray
CL J033211.67-274633.8	1.61	TANAKA et al., 2013	X-Ray
CIG 0218.3-0510	1.62	PAPOVICH et al., 2010	NIR
SpARCS J022427-032354	1.63	MUZZIN et al., 2013	NIR
SpARCS1049+56	1.70	WEBB et al., 2015	NIR
IDCS J1426.5+3508	1.75	STANFORD et al., 2012	NIR
JKCS041	1.803	ANDREON et al., 2014	NIR
IDCS J1433.2+3306	1.89	ZEIMANN et al., 2012	NIR
CL J1449-0856	2.07	GOBAT et al., 2011	NIR
PKS 1138-262	2.15	KURK et al., 2000	Radio galaxy (candidate)
4C 23.56	2.483	TANAKA et al., 2011	Radio galaxy (candidate)
CL J1001+0220	2.506	WANG et al., 2016	NIR
USS 1558-003	2.53	HAYASHI et al., 2012	Radio galaxy (candidate)
SSA22-FLD	3.09	STEIDEL et al., 1998	Lyman Break (candidate)
CI J0227-042	3.29	LEMAUX et al., 2014	NIR
GN20/GN20.2	4.05	DADDI et al., 2009	SMGS (candidate)
TN J13381942	4.1	VENEMANS et al., 2002	Radio-galaxy (candidate)
COSMOS AzTec - 3	5.3	CAPAK et al., 2011	Starburst (candidate)

TABLE 1.1 – Liste d’amas/proto-amas à  $z > 1.5$ . Voir aussi la table 5 de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013

mène à des conclusions contradictoires, et de nombreuses questions restent sans réponse : la formation stellaire est-elle réellement plus intense dans les structures à  $z \gtrsim 1.5 - 2$  (QUADRI et al., 2012)? Quels sont les mécanismes responsables de l’inversion de la relation SFR- $\rho$ ? Comment l’intense formation d’étoiles s’arrête-t-elle pour aboutir aux galaxies passives des amas locaux? Du point de vue de la formation des structures elle-même, le nombre et la masse des amas à  $z > 2$  sont-ils en accord avec le modèle  $\Lambda$ CDM<sup>18</sup>? Comment les amas assemblent-ils leur masse? Quelle est l’influence de l’assemblage de la structure sur l’évolution des galaxies qu’elle contient?

Si toutes ces questions ne seront pas abordées dans ce manuscrit, et qu’à ce stade de l’analyse certaines restent largement sans réponse, la constitution d’échantillons de structures de préférence avec des sélections différentes, est une première étape essentielle à leur étude. C’est dans ce contexte que s’inscrit aussi la constitution de l’échantillon SPHERIC.

Les paramètres cosmologiques utilisés dans ce travail de thèse sont ceux fournis par la cosmologie *Planck* 2015. Voir PLANCK COLLABORATION et al., 2015b.  $\Omega_m = 0.3075$ ;  $\Omega_\Lambda = 0.691$ ;  $H_0 = 67.74$  km.s<sup>-1</sup>.Mpc<sup>-1</sup>.

18. Le modèle  $\Lambda$  Cold Dark Matter, qui est le modèle standard de la cosmologie moderne, décrit un Univers plat, de densité d’énergie homogène, en expansion, et composé essentiellement d’énergie noire ( $\sim 70\%$ ) et de matière noire ( $\sim 25\%$ ), la matière baryonique représentant les 5% restants. La théorie inflationnaire complète le modèle standard en fournissant un modèle pour la génération des écarts initiaux à la densité moyenne, nécessaires à la formation de structures. Ce modèle standard fournit ici le cadre dans lequel les galaxies et les amas de galaxies se forment et évoluent.

## Chapitre 2

# Sur les épaules de Planck et Herschel : les prémices de l'échantillon SPHerIC

Je décris dans ce chapitre les étapes précédant la constitution de l'échantillon nommé "Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters" (SPHerIC), et ceci d'une façon cohérente plutôt qu'entièrement chronologique. Préalablement à mon travail sur les données Spitzer, une sélection pour construire un catalogue de sources submillimétriques extragalactiques a en effet été effectuée à l'aide de données obtenues avec les satellites Planck et Herschel. C'est ce travail de sélection, sans lequel mes travaux n'auraient pu être menés, présenté par PLANCK COLLABORATION et al., 2015k et PLANCK COLLABORATION et al., 2015l, que je résume ici, dans le but de montrer la pertinence des observations Spitzer/IRAC et ainsi les placer dans la continuité d'un travail de longue haleine.

*Remarque : tout au long de ce chapitre les quantités  $S_{xxx}$  désigneront des densités de flux à la fréquence xxx.*

## 2.1 Un échantillon unique de sources à $z \sim 2$ avec Planck : constitution du PHz

### 2.1.1 Le satellite Planck

Planck (TAUBER et al., 2010 ; PLANCK COLLABORATION et al., 2011) est un satellite de l'ESA lancé le 14 mai 2009 (en même temps que Herschel), et qui a fonctionné du 3 juillet 2009 jusqu'au 23 octobre 2013. Sa mission principale était de cartographier les anisotropies du fond diffus cosmologique. Pour ce faire, Planck comportait deux instruments : le "Low Frequency Instrument" (LFI) (MENNELLA, A. et al., 2010) et le "High frequency Instrument" (HFI) (LAMARRE, J.-M. et al., 2010). Les deux instruments mesuraient l'intensité et la polarisation des photons arrivant sur les détecteurs thermiques (bolomètres), dans une gamme de fréquences allant de 30GHz à 857GHz. Planck était refroidi à très basse température, de 60K pour son miroir, jusqu'à 0.1K pour les bolomètres de HFI<sup>1</sup>. LFI observait à 30GHz, 44GHz, 70GHz (avec des résolutions angulaires de respectivement 33', 44', 70'), et HFI observait à 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz (résolutions angulaires de respectivement de 9.66', 7.27', 5.01', 4.86', 4.84', 4.63'<sup>2</sup>). L'instrument HFI a cessé de fonctionner le 17 janvier 2012, date de l'épuisement de la réserve d'hélium liquide de Planck nécessaire pour effectuer le refroidissement à 0.1K indispensable au bon fonctionnement des bolomètres hautes fréquences. LFI a quant à lui pu fonctionner jusqu'au 23 octobre 2013, date de la mise hors-service de Planck. À la fin de sa mission, Planck avait cartographié le ciel complet cinq fois à toutes les fréquences, menant à la meilleure carte du CMB jamais obtenue. Les observations de Planck sont parfaitement en accord avec le paradigme standard  $\Lambda$ CDM (PLANCK COLLABORATION et al., 2015b ; PLANCK COLLABORATION et al., 2015g ; PLANCK COLLABORATION et al., 2015d), contraignant ainsi les paramètres cosmologiques, et en accord avec l'hypothèse inflationnaire bien qu'excluant ses versions les plus simples (PLANCK COLLABORATION et al., 2015e). Les données Planck ont aussi abouti à la construction d'un catalogue d'amas de galaxies détectés à l'aide de l'effet Sun'yaev - Zel'dovich (SZ)(PLANCK COLLABORATION et al., 2015i), à des contraintes sur les champs magnétiques primordiaux (PLANCK

1. Prouesse technologique s'il est besoin de le préciser.

2. [wiki.cosmos.esa.int/planckpla/index.php/Effective\\_Beams](http://wiki.cosmos.esa.int/planckpla/index.php/Effective_Beams)

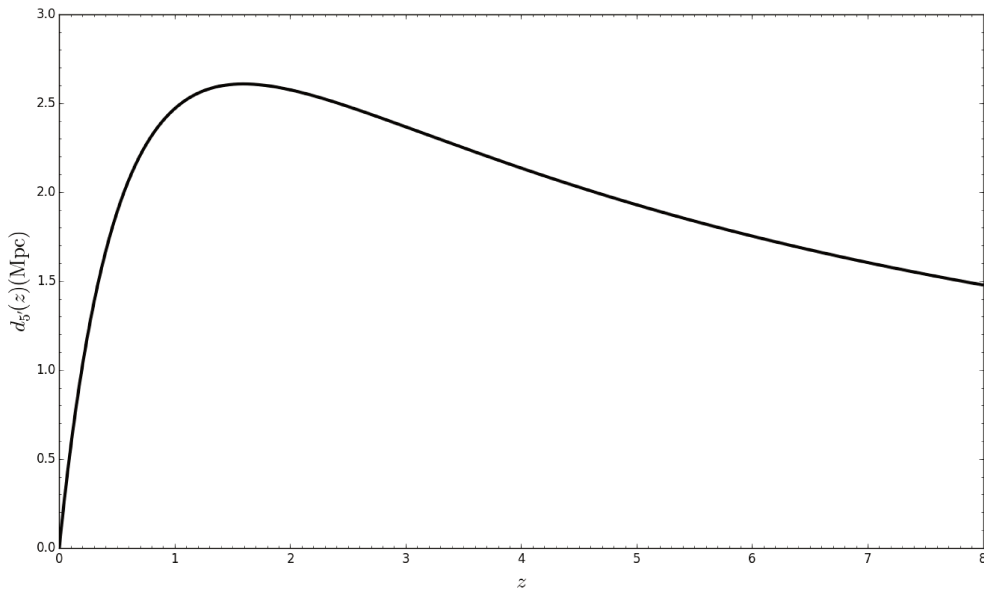


FIGURE 2.1 – Taille physique  $d_{5'}$  en Mpc d'un objet ayant une taille angulaire de  $5'$  en fonction du redshift  $z$  de l'objet observé. On constate qu'entre  $z = 1$  et  $z = 4$ ,  $d_{5'}$  varie peu et reste supérieure à 2Mpc, soit la taille typique attendue des amas à ces redshifts. La cosmologie Planck 2015 est utilisée.

COLLABORATION et al., 2015c), sur l'effet Sachs-Wolfe intégré (PLANCK COLLABORATION et al., 2015f), et la poussière galactique (PLANCK COLLABORATION et al., 2014a; PLANCK COLLABORATION et al., 2014b) parmi tant d'autres (PLANCK COLLABORATION et al., 2015a).

### 2.1.2 Le PHz

Les sources submillimétriques extragalactiques recherchées<sup>3</sup> sont des objets extrêmement rares ( $10^{-1} \text{deg}^{-2}$  pour des sources ayant un flux à  $500\mu\text{m}$  supérieur à  $300\text{mJy}$ , voir NEGRELLO et al., 2010). Ce fait rend indispensable un relevé du ciel complet dans le domaine millimétrique/sub-millimétrique pour la quête de tels objets. Le satellite Planck est donc parfaitement adapté pour ce genre de recherche, ayant couvert l'intégralité du ciel de 30GHz à 857GHz. Planck possède aussi l'avantage que la taille angulaire caractéristique de sa PSF ( $\sim 5'$  à 857GHz; Voir Sect. 3.1.3 pour une définition de la PSF) est de l'ordre des structures de taille physique  $\gtrsim 2$  Mpc (Voir Fig. 2.1), qui sont les tailles attendues pour les amas/proto-amas à des redshifts  $z = 1 - 4$ . En effet,  $5'$  sur le ciel correspondent à une taille physique de 2.5 Mpc à  $z = 2$ .

En exploitant ces avantages, PLANCK COLLABORATION et al., 2015l a ainsi extrait 2151 candidats des 26% du ciel les moins contaminés par l'émission galactique (Voir Fig. 2.2). Cet échantillon est nommé le PHz ("Planck list of High- $z$  candidates").

En utilisant les bandes de Planck/HFI, ainsi que la bande à  $100\mu\text{m}$  d'IRAS, il est en effet possible d'identifier les sources poussiéreuses brillantes à  $z \sim 2$  parmi les autres signaux astrophysiques. La soustraction des contaminants de cette étude se sépare en deux parties distinctes : le nettoyage des cartes afin de retirer les émissions de fond, et les coupures en couleur et en flux afin de retirer les contaminants ponctuels. Les principaux contaminants sont le fond diffus cosmologique, le fond diffus infrarouge, les cirrus galactiques, les radio-galaxies (par leur émission synchrotron), les amas locaux avec

3. La formation d'étoiles étant tracée par l'émission de la poussière, observable dans le domaine submillimétrique à  $z \sim 2$ .



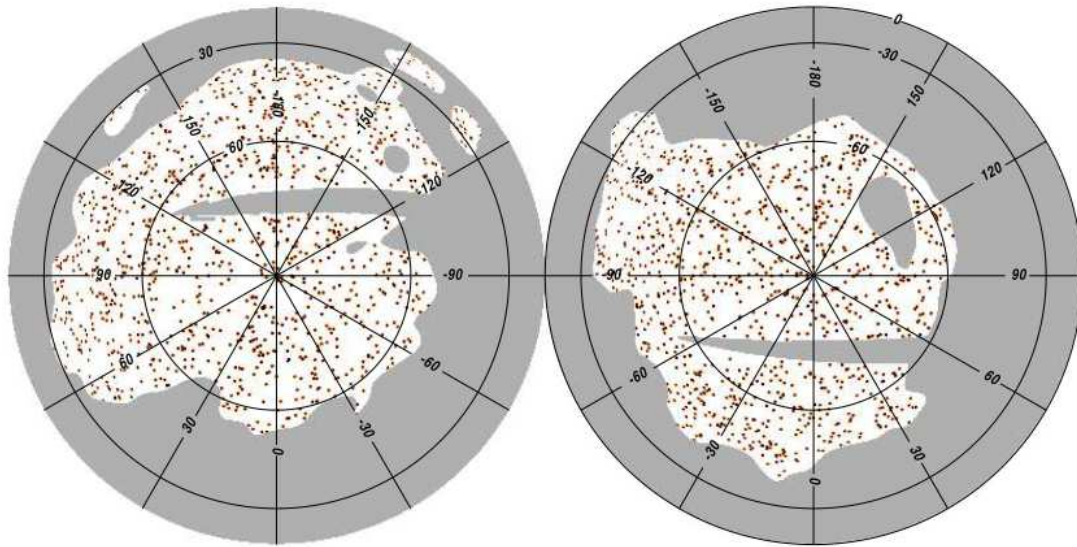


FIGURE 2.2 – Position dans le ciel des 2151 candidats du PHz. La partie grisée montre les parties du ciel masquées, pour éviter la contamination galactique. La répartition des candidats est à peu près uniforme sur le ciel. Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l.

une signature SZ et les galaxies poussiéreuses à plus bas redshift ( $< 1$ ). En appliquant une coupure dans un espace couleur-couleur ( $\frac{S_{545}}{S_{857}}$  vs  $\frac{S_{353}}{S_{545}}$ ) après nettoyage des cartes, il est possible de sélectionner les sources poussiéreuses aux redshifts d'intérêt (ULIRGS à  $z = 1 - 4$ ), et de séparer leur émission des autres composantes astrophysiques à ces longueurs d'onde. Voir Fig. 2.3.

La construction du catalogue se déroule alors suivant les étapes suivantes :

1. Les cartes Planck/HFI sont nettoyées de l'émission du CMB par soustraction du modèle de CARDOSO et al., 2008.
2. Les cartes Planck/HFI sont nettoyées localement de l'émission galactique.
3. Une carte d'excès d'émission à 545 GHz est construite, qui trace les sources submillimétriques extragalactiques piquant autour de 500 microns.
4. Les sources ponctuelles sont détectées dans ces cartes d'excès.
5. Une détection à 353, 545 et 857 GHz est imposée, ceci afin de garantir une photométrie robuste.
6. Une sélection couleur-couleur est appliquée ( $\frac{S_{545}}{S_{857}} > 0.5$  et  $\frac{S_{353}}{S_{545}} < 1$ ). La première coupure a pour objectif de soustraire les sources froides (10-20K) galactiques, PLANCK COLLABORATION et al., 2015j ayant montré que 98.5% de ces sources ont  $0.2 < \frac{S_{545}}{S_{857}} < 0.5$ . La deuxième coupure a pour but de retirer les radio-galaxies du catalogue, voir encore PLANCK COLLABORATION et al., 2015d.
7. Un seuil en flux ( $S_{545} > 500$  mJy) est appliqué, afin de minimiser des effets de hausse du flux. En effet, à bas signal sur bruit, c'est-à-dire ici pour les sources de la limite de confusion du CIB ( $\sim 300$  mJy dans la bande à 545 GHz (NEGRELLO et al., 2004)), HOGG et TURNER, 1998 ayant montré que le flux mesuré avait plus tendance à surestimer le flux réel que le sous-estimer.

Avant de présenter plus en détail les principaux résultats de l'analyse de cet échantillon, notons tout de suite deux points.

1. Il est attendu que l'échantillon soit composé de surdensités de galaxies gravitationnellement liées en phase de formation stellaire à des redshifts de l'ordre de 2, qui sont les objets recherchés, mais aussi de systèmes amplifiés par effet de lentille gravitationnelle (qu'on désignera aussi sous le nom de systèmes lentillés) et d'alignements fortuits de galaxies.

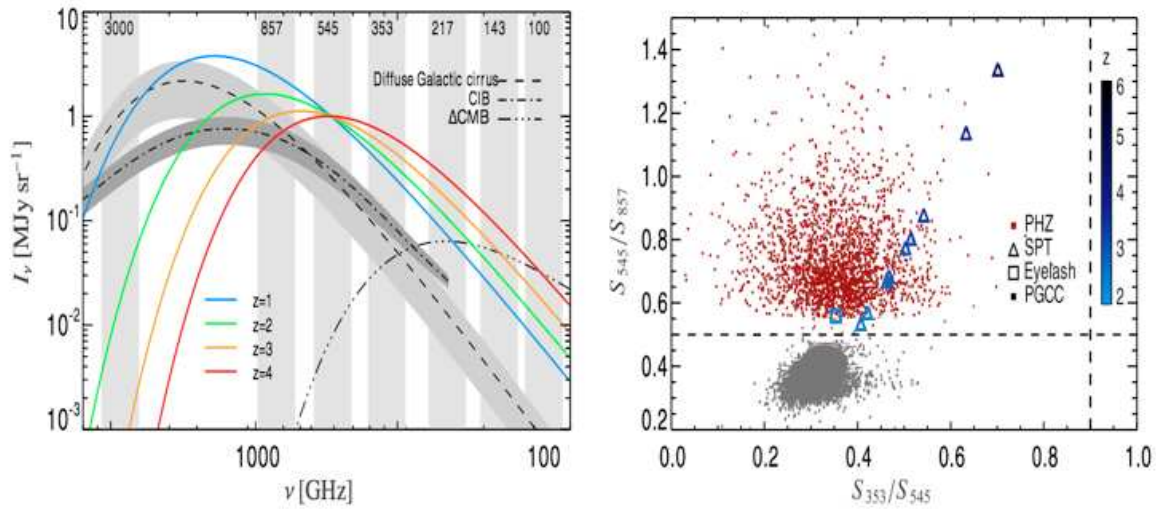


FIGURE 2.3 – *Gauche* : Brillance de surface  $I_\nu$  en fonction de la fréquence d’observation  $\nu$ . Sont représentées en traits pointillés noirs les brillances de surface des principaux contaminants : le CMB, le CIB et les cirrus galactiques. Les fluctuations à  $\pm 2\sigma$  des cirrus galactiques et du CIB sont représentées par les surfaces ombrées en gris clair et foncé, respectivement. Sont représentées en couleurs les brillances de surface de corps noirs modifiés ( $T_{\text{dust}} = 30\text{K}; \beta = 1.5$ ), correspondants à des spectres typiques d’ULIRGs entre  $z = 1$  et  $z = 4$ , normalisés à 545GHz. Les bandes verticales ombrées gris clair représentent les 6 bandes de HFI, et la bande à  $100\mu\text{m}$  (3THz) de IRAS. On remarque que les ULIRGs dominent l’émission entre 217 et 853 GHz. Le CIB et la composante galactique sont bien tracés par la bande à 3THz d’IRAS. Les fréquences plus basses tracent quant à elles les fluctuations du CMB. *Droite* : Distribution des sources du PHz dans l’espace  $\frac{S_{545}}{S_{857}}$  vs.  $\frac{S_{353}}{S_{545}}$  (Carrés rouges). Sont aussi indiquées : les sources du PGCC (*Planck Catalogue of Galactic Cold Clumps* - PLANCK COLLABORATION et al., 2015j) (Carrés gris), 9 galaxies poussiéreuses en phase de formation d’étoiles découvertes par le SPT, confirmées à des redshifts allant de 2.5 à 4.5 (VIEIRA et al., 2010; GREVE et al., 2012) et une galaxie submillimétrique confirmée à  $z = 2.33$  (SWINBANK et al., 2011). Le redshift de ces 10 dernières sources est indiqué par l’échelle de couleur bleue. On remarque que les sources du PHz sont clairement séparées des sources du PGCC. Les sources du PHz occupent ici un domaine différent des sources submillimétriques confirmées à des redshifts  $z > 2$ , phénomène expliqué par l’impact du nettoyage des cartes (PLANCK COLLABORATION et al., 2015l). Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l.

2. Même si, comme nous l’allons montrer, il est impossible avec uniquement les données Planck de déterminer finement la nature des objets observés, remarquons que ce nombre de 2151 candidats est au moins en accord grossier avec la prédiction de NEGRELLO et al., 2010.

### 2.1.3 Premières interprétations

Après construction du PHz, l’analyse menée par PLANCK COLLABORATION et al., 2015l révèle plusieurs propriétés des 2151 candidats.

Le redshift de ces objets est estimé par un ajustement de paramètres d’un spectre de corps noir modifié ( $\beta = 1.5$ ) sur les flux mesurés. Pour une température de poussière de 35K, que de récentes études laissent entendre pour de tels objets (HWANG et al., 2010; ELBAZ et al., 2011; GREVE et al., 2012), la distribution de redshifts photométriques pique autour de  $z \simeq 2.5$ , voir Fig. 2.4.

Cette estimation de redshift en main, il est possible d’estimer la luminosité infrarouge  $L_{\text{IR}}$  et le taux de formation d’étoiles de ces objets. La luminosité infrarouge est estimée par intégration du corps noir

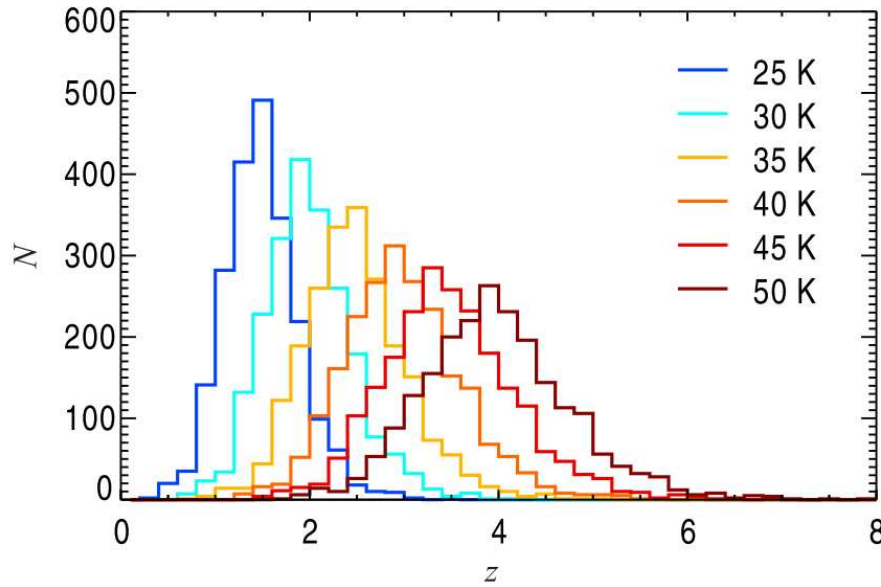


FIGURE 2.4 – Distribution des redshifts estimés pour les sources du PHz, pour différentes hypothèses de température de poussière ( $T = 25, 30, 35, 40, 45, 50\text{K}$ ). Plus la température est élevée, plus la distribution de redshifts obtenue à son maximum à haut redshift. Dans l’hypothèse la plus probable *a priori* où  $T = 35\text{K}$ , la distribution correspondante pique à  $z \simeq 2.5$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015I.

modifié ajusté entre  $8 \mu\text{m}$  et  $1\text{mm}$ . Le taux de formation d’étoiles (SFR) est ensuite estimé suivant la prescription de KENNICUTT, 1998 :

$$\text{SFR}[M_{\odot}.\text{yr}^{-1}] = 4.5 \times 10^{-44} L_{\text{IR}}[\text{erg}.\text{s}^{-1}] \quad (2.1)$$

Toujours dans l’hypothèse où la température de poussière vaut  $T = 35\text{K}$ , la distribution de luminosité infrarouge correspondante pique à  $2 \times 10^{14} L_{\odot}$ , et la distribution du taux de formation d’étoiles pique autour de  $3 \times 10^4 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ . Ces distributions sont représentées Fig. 2.5.

Les galaxies submillimétriques ayant des luminosités valant typiquement  $10^{11} - 10^{13} L_{\odot}$ , une autre explication doit donc être trouvée pour expliquer de telles luminosités pour les sources du PHz, dans l’hypothèse où ces estimations sont correctes. Trois explications plausibles peuvent être invoquées : un effet de lentille gravitationnelle, les surdensités de galaxies, ou des alignements fortuits de sources submillimétriques.

Ce malheureux dernier cas ne peut formellement pas être exclu, même s’il est difficile d’expliquer l’ensemble de l’échantillon par de telles configurations. La résolution angulaire de HFI présentait l’avantage d’agir comme un filtre lors de la recherche de tels objets, étant comparable à la taille angulaire attendue des structures, elle devient un facteur limitant lorsqu’il s’agit de trancher devant ces trois différents cas de figures.

Si Planck a permis de révéler des structures exceptionnellement brillantes dans le domaine submillimétrique, un suivi est donc nécessaire afin de confirmer la nature de ces candidats, suivi effectué à l’aide de l’instrument SPIRE du satellite Herschel, qui apporte à la fois une meilleure sensibilité et une meilleure résolution angulaire.

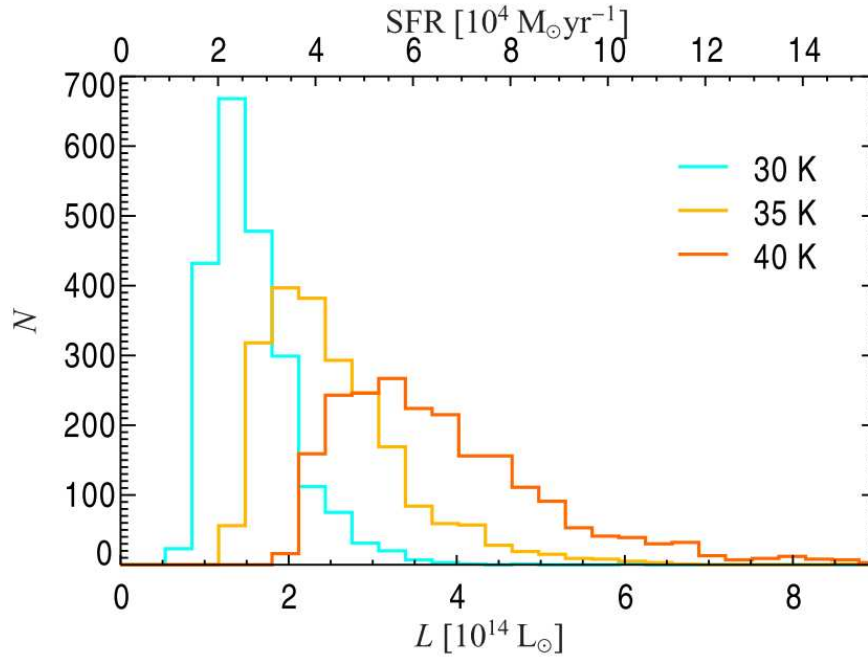


FIGURE 2.5 – Distribution des luminosités infrarouges estimées pour les sources du PHz, pour différentes hypothèses de température de poussière ( $T = 30 - 35 - 40\text{K}$ ). Dans ces trois cas la distribution des luminosités infrarouges pique entre  $10^{14}L_{\odot}$  et  $4 \times 10^{14}L_{\odot}$ . Ces valeurs, trop élevées pour des galaxies individuelles, suggèrent que les sources du PHz sont des systèmes lentillés gravitationnellement ou des surdensités de galaxies submillimétriques. L'axe du haut indique le SFR correspondant à la luminosité infrarouge, tel que calculé à l'aide de la prescription de KENNICUTT, 1998, Eq. 2.1. Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015I.

## 2.2 Suivi avec Herschel/SPIRE : l'échantillon HPASSS

### 2.2.1 Présentation de l'instrument

Herschel<sup>4</sup> (PILBRATT et al., 2010) est un télescope spatial de l'ESA lancé le 14 mai 2009 (en même temps que Planck) et opérationnel jusqu'au 29 avril 2013. Herschel comportait un miroir primaire de 3.5 mètres de diamètre<sup>5</sup> et était destiné à réaliser des observations dans l'infrarouge lointain (de 50 à 650 microns) afin d'étudier principalement la formation des galaxies et la formation d'étoiles dans l'Univers local. À son lancement, Herschel embarquait trois instruments au point focal, refroidis à très basse température ( $\sim 300\text{mK}$ ) à l'aide d'hélium liquide :

- PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer) (POGLITSCH et al., 2010) était capable d'effectuer de la photométrie dans des bandes centrées autour de 70 microns, 100 microns et 160 microns, parfaitement adaptées à l'étude du milieu interstellaire. Il était aussi capable d'effectuer de la spectroscopie de 55 à 210 microns.
- SPIRE (Spectral and Photometric Imaging Receiver) (GRIFFIN et al., 2010), comportait un photomètre observant dans 3 bandes centrées autour de 250, 350 et 500 microns, et un spectromètre observant entre 194 – 671 microns.
- HIFI (Heterodyne Instrument for the Far-Infrared) (DE GRAAUW et al., 2010), spectromètre haute résolution qui observait entre 157 et 625 microns.

4. Nommé en l'honneur de William Herschel, astronome britannique notamment découvreur des rayonnements infrarouges.

5. Le plus grand miroir de l'astronomie spatiale.

Ayant une couverture spectrale recouvrant partiellement celle de Planck/HFI, mais possédant une bien meilleure résolution angulaire ( $18''$  à  $250\mu\text{m}$ , à comparer aux  $270''$  de Planck à  $545\text{GHz}$ ), rendant ainsi possible la résolution de l'émission Planck, l'instrument SPIRE est parfaitement adapté pour suivre les sources du PHz et déterminer leur nature. Schématiquement, on cherchera à déterminer si l'émission Planck/HFI est associée à une unique détection par Herschel/SPIRE (dans le cas d'un système lentillé) ou à plusieurs (dans le cas d'une surdensité) - Voir Fig. 2.6 et Fig. 2.7. Afin de distinguer les surdensités physiques des alignements fortuits, une sélection dans un espace couleur-couleur sera adoptée. Ce sous-échantillon du PHz observé par Herschel/SPIRE sera nommé Herschel Planck All-Sky Source Snapshot Legacy Survey (HPASSS), et est présenté dans PLANCK COLLABORATION et al., 2015k et le manuscrit de thèse de David Guéry (GUÉRY, 2015).

### 2.2.2 Choix des cibles SPIRE : Constitution de HPASSS

L'échantillon HPASSS a été construit lors de trois programmes d'observations avec Herschel, l'analyse de données Planck et la constitution du PHz évoluant et se raffinant avec le temps. L'exceptionnalité des sources Planck fut en effet réalisée rapidement, avant même la constitution du PHz tel qu'il existe maintenant. Étant donné la pertinence d'Herschel et sa durée de vie, il fut décidé de démarrer la campagne de suivi avec Herschel durant l'analyse des données Planck. Une première demande de temps fut donc déposée et acceptée lors du premier appel de temps libre pour observer 10 candidats Planck avec Herschel (OT1 ; P.I. : Ludovic Montier). Les sources furent observées avec SPIRE et PACS pour un total de 11.6h d'observation (3147s par champ). Au vu des résultats de ce premier programme, il fut réalisé que :

- Le temps d'intégration demandé s'est révélé être trop important par rapport à la sensibilité requise pour la détection de ces sources à  $z \sim 2$ . Ceci ne pouvait être prévu, la nature de ces objets étant totalement inconnue auparavant.
- PACS nécessite trop de temps d'intégration par rapport à SPIRE pour pouvoir suivre un nombre statistiquement significatif de candidats. Seul SPIRE fut donc demandé par la suite afin de pouvoir couvrir plus de sources en un temps raisonnable.
- Les sources Planck du PHz correspondent à des surdensités importantes de sources brillantes découvertes par SPIRE.

Le deuxième programme de suivi accepté durant le deuxième appel pour le temps libre (OT2 ; P.I. : H.Dole) adopta donc une stratégie légèrement différente : le temps d'intégration par champ fut réduit (838s) et seul SPIRE servit aux observations. 70 sources Planck furent alors observées pour une durée totale d'environ 10h.

Enfin, au vu des résultats préliminaires de ces premiers programmes, et la fin de la mission Herschel approchant, une demande de temps "Must-do" afin de suivre 100 candidats supplémentaires du PHz fut déposée et acceptée, dans le but d'atteindre une statistique suffisante pour nos besoins. Cette demande comportait aussi des observations de 25 amas détectés par Planck à l'aide de l'effet SZ (PLANCK COLLABORATION et al., 2015i), et 75 sources du *Planck Catalogue of Compact Sources* (PLANCK COLLABORATION et al., 2015h). Au total, 152 de ces sources observées concernent notre étude.

*L'ensemble des données SPIRE collectées sur en définitive 232 sources Planck différentes constitue alors l'échantillon HPASSS.*

### 2.2.3 Interprétations

L'analyse des données prises par l'instrument SPIRE du satellite Herschel de 232 candidats de l'échantillon PHz a révélé les résultats suivants (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k) :

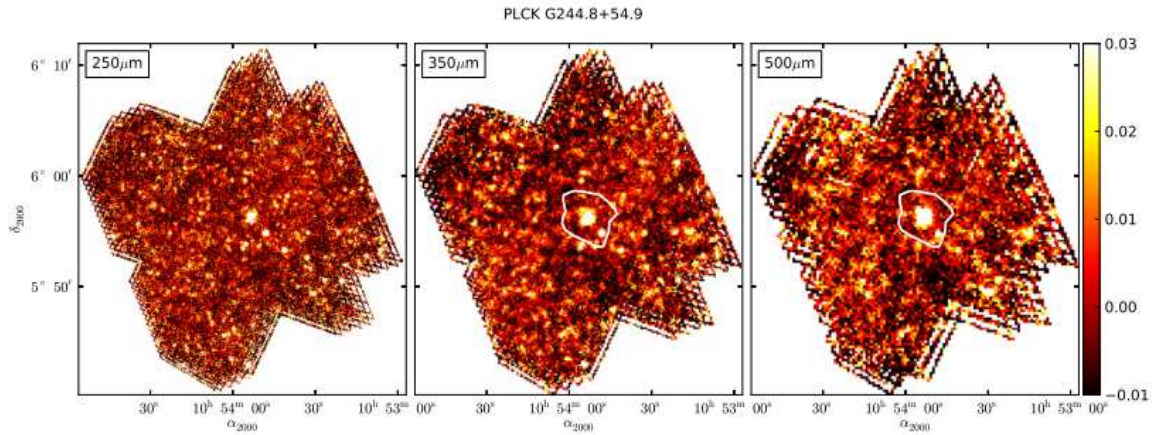


FIGURE 2.6 – Cartes Herschel/SPIRE à 250, 350 et 500 microns d'un champ contenant une source lentillée confirmée. Le trait blanc dans la carte à 350 microns montre le contour d'émission à 50% du maximum à 857GHz de la source Planck. Idem pour la carte à 500 microns, avec cette fois le contour à 545GHz. La source Planck correspond à une unique détection SPIRE. Ces données viennent d'un scan SPIRE de  $7' \times 7'$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k.

1. Seulement  $\sim 2\%$  des sources de l'échantillon<sup>6</sup> sont identifiées comme cirrus galactiques. Ceci montre l'efficacité de la sélection de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l pour identifier des structures extragalactiques.
2. 3% de l'échantillon consistent en des systèmes lentillés. Ces systèmes exceptionnels, au nombre de 11, sont présentés par CAÑAMERAS et al., 2015, et possèdent tous des confirmations spectroscopiques à des redshifts  $2.2 \leq z \leq 3.6$ , les objets responsables de l'effet de lentille gravitationnelle étant situés eux à des redshifts  $\lesssim 0.5$ . Cet échantillon contient la galaxie lentillée la plus brillante observée actuellement, avec une densité de flux de 1Jy à  $350\mu\text{m}$ , et un facteur d'amplification estimé à  $\mu = 10 - 20$ . Cet objet est représenté Fig. 2.6.
3. 94% de l'échantillon environ sont des systèmes compatibles avec des surdensités de galaxies, ayant pour 97% de ce sous-échantillon un pic d'émission observé entre  $350$  et  $500\mu\text{m}$ . Un tel candidat est représenté Fig. 2.7.

Afin d'estimer les redshifts photométriques de ces derniers candidats, PLANCK COLLABORATION et al., 2015k ont procédé de la façon suivante.

Les grains de poussière chauffés par les étoiles jeunes, traceurs de la formation d'étoiles, émettent suivant une loi de corps noir modifié :

$$\text{MBB}(\nu) \propto \nu^\beta \cdot B_\nu(\nu, T_{\text{dust}}) \quad (2.2)$$

avec  $\beta$  valant typiquement  $1 - 2$ , et  $B_{\nu,T}$  la loi de Planck  $B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(k_B T)} - 1}$ . Les températures typiques sont de l'ordre de quelques dizaines de Kelvins, correspondant à un pic d'émission autour de  $100\mu\text{m}$ .

Une telle loi est donc ajustée sur les trois flux mesurés par SPIRE de chaque source détectée associée à une détection par Planck (environ 2200), afin d'estimer la température de poussière  $T_{\text{dust}}$  de ces objets ainsi que leur redshift  $z$ . Le paramètre  $\beta$  du corps noir modifié est fixé à 1.5. Du fait de la dégénérescence entre température de poussière et redshift, la température de poussière est fixée à des valeurs de  $T_{\text{dust}} = 25, 30, 35, 40, 45\text{K}$ , et le redshift est le seul paramètre courant. La distribution de redshifts obtenue pour chaque température est montrée en Fig. 2.8. De précédentes études (voir par exemple HWANG et al., 2010; ELBAZ et al., 2011; GREVE et al., 2012) semblent indiquer que la température des sources à  $z \sim 2$  est de l'ordre de 35K. En faisant cette hypothèse, comme elle a été faite par PLANCK COLLABORATION

6. 4 Champs sur 232.

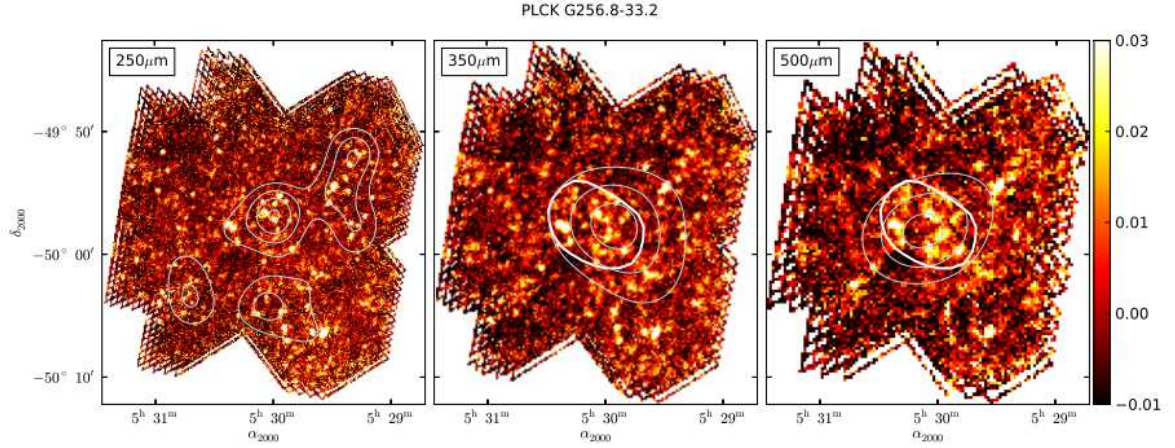


FIGURE 2.7 – Cartes Herschel/SPIRE à 250, 350 et 500 microns d’une surdensité typique. Les traits fins représentent les contours de surdensité à  $2\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $4\sigma$  etc... Le trait blanc dans la carte à 350 microns montre le contour d’émission à 50% du maximum à 857GHz de la source Planck. Idem pour la carte à 500 microns, avec cette fois le contour à 545GHz. La source Planck correspond à plusieurs détections SPIRE (typiquement  $\sim 5 - 10$ ). Ces données viennent d’un scan SPIRE de  $7' \times 7'$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k.

et al., 2015l, la distribution obtenue de redshifts a son maximum à  $z \sim 2$ , en accord grossier avec la distribution de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l.

La luminosité infrarouge  $L_{IR}$  est ensuite obtenue par intégration du corps noir modifié ajusté entre 8 microns et 1 millimètre. La relation de BELL, 2003 est utilisée pour estimer le taux de formation d’étoiles SFR à partir de cette luminosité infrarouge (Eq. 2.3). On pourra remarquer que les équations 2.3 et 2.1 donnent des résultats compatibles à  $\pm 5\%$ . Les distributions de luminosité et de SFR ainsi obtenus ont leur maxima à respectivement  $4 \times 10^{12} L_{\odot}$  et  $750 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$  (Voir Fig. 2.9). Ces chiffres sont plus en accord avec les valeurs obtenues généralement pour les galaxies submillimétriques présentant une formation stellaire intense. Si par ailleurs les estimations SFR de toutes les sources SPIRE associées à une source Planck sont sommées, l’estimation du SFR total est en accord avec les estimations de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l.

$$SFR[M_{\odot} \text{yr}^{-1}] = \begin{cases} 1.57 \times 10^{-10} L_{IR} (1 + \sqrt{10^9/L_{IR}}) & L_{IR} > 10^{11} L_{\odot} \\ 1.17 \times 10^{-10} L_{IR} (1 + \sqrt{10^9/L_{IR}}) & L_{IR} \leq 10^{11} L_{\odot}. \end{cases} \quad (2.3)$$

L’analyse des données SPIRE a aussi révélé qu’une partie au moins des candidats du PHz était constitué de surdensités de sources compatibles avec  $z \sim 2$  vues par Herschel. En effet, en imposant  $\frac{S_{857}}{S_{1200}} > 0.7$  et  $\frac{S_{600}}{S_{857}} > 0.6$ , on sélectionne les objets présentant un pic d’émission entre 350 et 500 microns, et donc compatible avec  $z \gtrsim 2$ . De tels objets seront désignés comme *rouges*.

Afin d’estimer les contrastes de densité, PLANCK COLLABORATION et al., 2015k répartit les sources dans deux régions : IN et OUT. La frontière de la région IN est délimitée par le contour à 50% du maximum d’émission à 545 GHz de la source Planck. La région OUT désignera l’ensemble de ce qui est hors de ce contour. Le contraste de densité est alors estimé avec :

$$\delta_{\lambda} = \frac{\rho_{IN}}{\rho_{OUT}} - 1 \quad (2.4)$$

avec  $\rho_{IN(OUT)}$  la densité de sources SPIRE dans la région IN (OUT). L’indice  $\lambda$  réfère à la longueur d’onde d’observation. La distribution du contraste de densité de sources détectées à  $350 \mu\text{m}$  est représentée Fig. 2.10. Trois exemples de surdensités sont visibles Fig. 2.11.

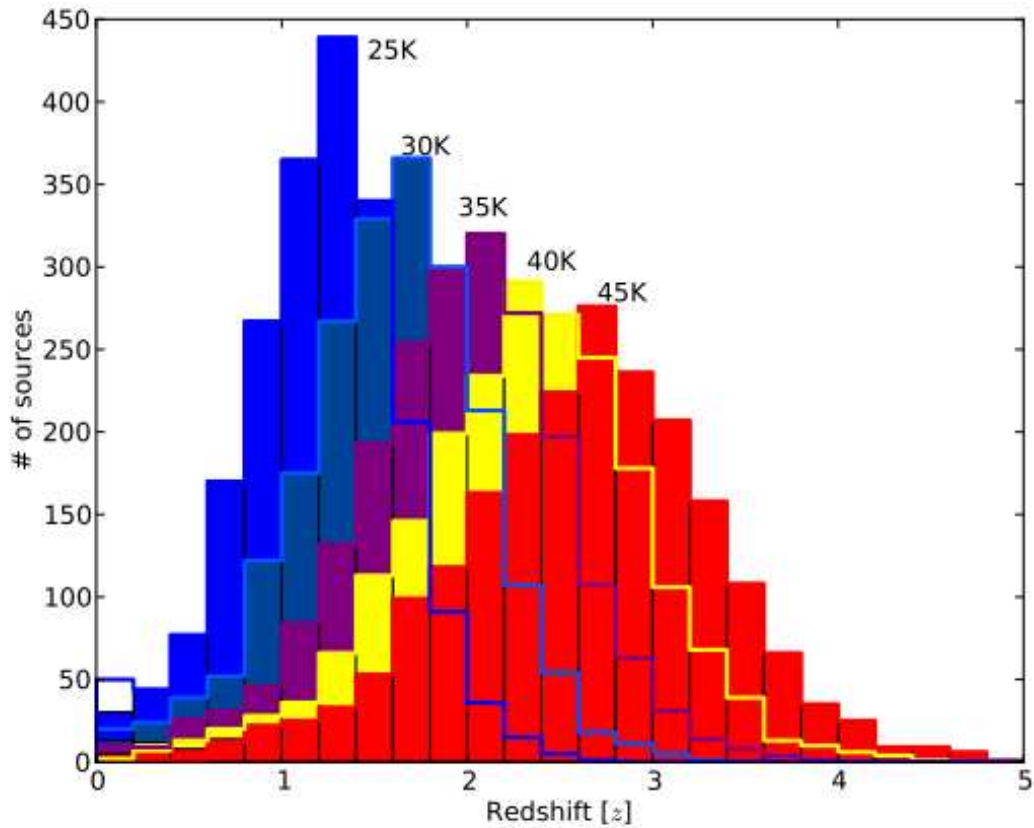


FIGURE 2.8 – Distribution des redshifts photométriques estimés à température de poussière fixée. Dans le cas le plus probable *a priori* où  $T \simeq 35K$ , la distribution correspondante pique à  $z \sim 2$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k.

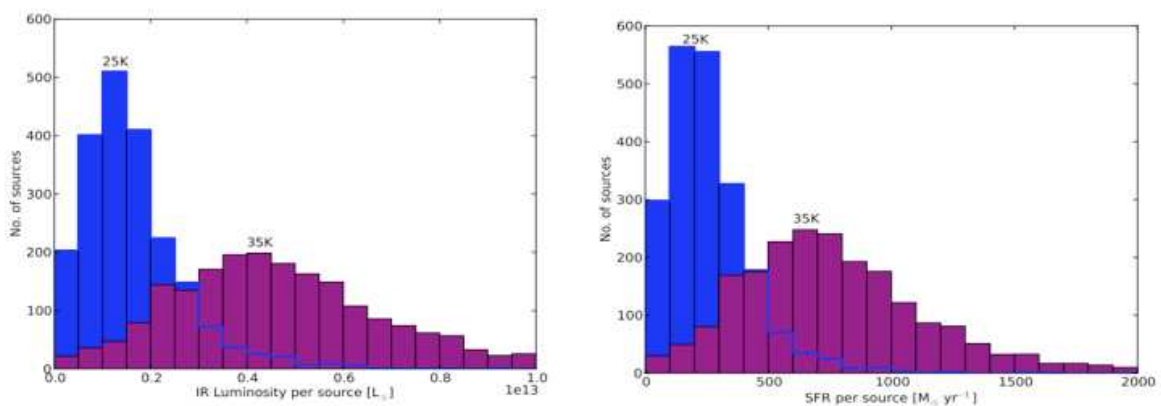


FIGURE 2.9 – *Gauche* : Distribution des luminosités infrarouges estimées pour les sources SPIRE individuelles. *Droite* : Distribution des taux de formation d'étoiles estimés pour les sources SPIRE individuelles. Les distributions obtenues sont plus en accord, comparativement aux estimations Planck, avec les valeurs généralement obtenues pour des galaxies individuelles. Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k.



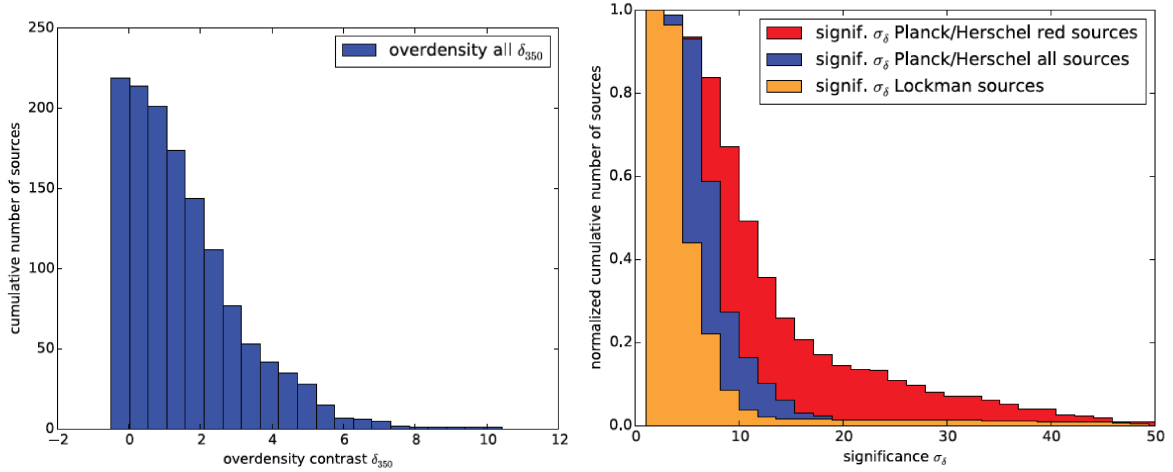


FIGURE 2.10 – *Gauche* : Distribution cumulative des contrastes de densité des sources SPIRE à  $350\mu\text{m}$  dans chaque source Planck. *Droite* : Distribution cumulative des significances des contrastes de densité  $\sigma_\delta$  des sources SPIRE à  $350\mu\text{m}$  dans chaque source Planck. *Bleu* : Toutes les sources SPIRE. *Rouge* : Sources SPIRE rouges. *Orange* : 500 positions aléatoires dans le champ Lockman. Tiré de (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k).

Cette analyse a révélé que les sources SPIRE associées à une source Planck du PHz formaient des surdensités importantes : 19 champs présentent un contraste de densité  $\delta_{350\mu\text{m}} > 5$ , et 59 champs ont  $\delta_{350\mu\text{m}} > 3$ . La signification de ces surdensités a ensuite été estimée à l'aide de la méthode AKDE (Voir Sect. 4.4.2). En calculant l'écart type  $\bar{\sigma}$  de la distribution de densité surfacique de sources SPIRE dans le champ Lockman, la signification de la surdensité  $\delta$  est ensuite quantifiée comme  $\sigma_\delta = \frac{\delta}{\bar{\sigma}}$ . La même procédure est effectuée à 500 positions aléatoires dans le champ Lockman. Le résultat est visible Fig. 2.10. La signification des surdensités en considérant toutes les sources SPIRE est déjà plus importante qu'autour des positions aléatoires, la majorité des candidats ayant  $\sigma_\delta > 4$ , mais l'effet est grandement accentué en ne considérant que les sources SPIRE rouges,  $\sim 20\%$  des champs présentant alors  $\sigma_\delta \gtrsim 20$ . Ceci montre l'exceptionnalité des sources SPIRE rouges associées aux sources Planck en termes de densité surfacique.

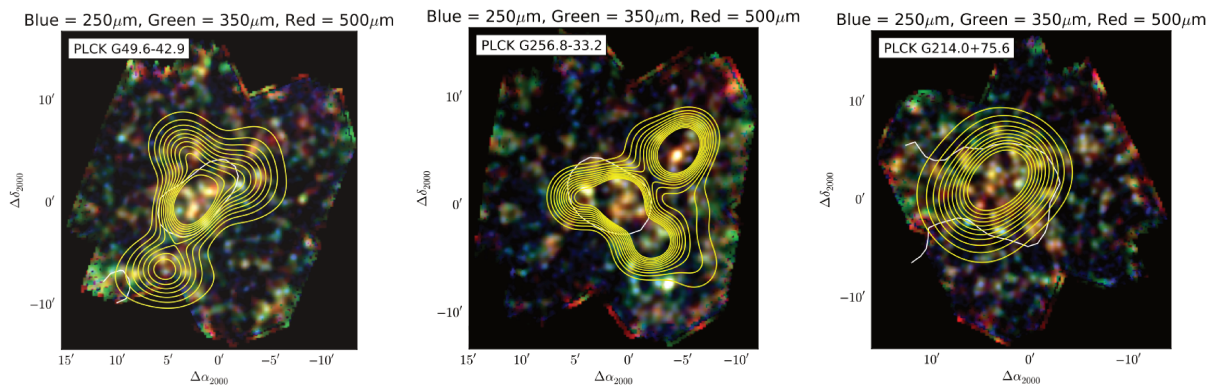


FIGURE 2.11 – Images en fausses couleurs de trois candidats du PHz observés par Herschel SPIRE. (Bleu :  $250\mu\text{m}$  ; Vert :  $350\mu\text{m}$  ; Rouge :  $500\mu\text{m}$ ). Le trait blanc indique le contour à 50% du maximum de l'émission Planck à 857 GHz. Les traits jaunes indiquent les contours de signification de surdensités, à  $2\sigma, 3\sigma, 4\sigma \dots$  de la moyenne. Tiré de (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k).

Le fait que les candidats du PHz correspondent à des surdensités exceptionnelles est visible en comparant l'échantillon HPASSS avec les amas de galaxies observés à  $z < 1$  par le *Herschel Lensing Survey*

(HLS, EGAMI et al., 2010) et les sources Herschel détectées par le *Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey* (HerMES; OLIVER et al., 2012) piquant à  $350\mu\text{m}$  et ayant une densité de flux à  $350\mu\text{m} > 50\text{mJy}$ . Cette comparaison est effectuée à l'aide d'une méthode d'empilement (DOLE et al., 2006), dont le résultat est présenté Fig.2.12. Il s'agit de coadditionner des images centrées à des positions choisies, ce qui aura pour effet, si une majorité de positions correspondent à de vraies sources, d'augmenter le signal de façon statistique et ainsi révéler des propriétés globales de l'échantillon.

Sont alors empilées les cartes SPIRE à  $350\mu\text{m}$  aux positions d'une part des surdensités de notre échantillon (220), d'autre part des 278 amas observés par le HLS et enfin des 500 sources observées par le HerMES. 500 positions tirées aléatoirement dans le champ Lockman constitueront un échantillon testant l'hypothèse nulle. Il ressort alors que les candidats Planck sont associés à une émission intense et étendue ( $\sim 2 - 3$  arcmin), émission qui n'est pas visible dans les échantillons de comparaison. Si une émission intense est visible en empilant les données HerMES, le caractère étendu de cette émission est absent. L'empilement aux positions des sources du HLS ne révèle aucune émission, et l'empilement aux positions aléatoires révèle l'absence d'effets systématiques. Ceci montre de façon statistique la nature exceptionnelle des sources de l'échantillon HPASSS par comparaison aux sources du HLS ou du HerMES.

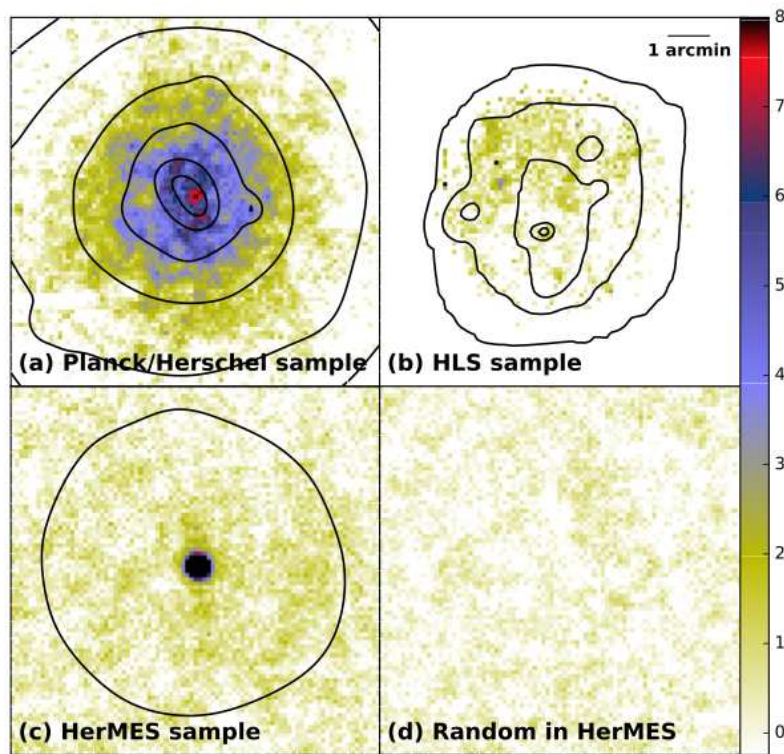


FIGURE 2.12 – Images SPIRE à  $350\mu\text{m}$  (de taille  $8.7' \times 8.7'$ ) empilées. a) Échantillon HPASSS (220); b) Amas  $z < 1$  HLS (278) c) Sources HerMES ayant leur pic d'émission à  $350\mu\text{m}$  (500). d) Positions aléatoires dans le champ Lockman (500). Les contours noirs représentent les contours de densité de sources rouges. L'émission intense et étendue observée dans le cas de l'échantillon HPASSS n'est pas visible dans les autres échantillons. L'échelle indique le flux à  $350\mu\text{m}$  (Unités arbitraires). Tiré de (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k).

Malgré la richesse des données SPIRE, un certain nombre de questions restent sans réponse à la suite de leur analyse. Les sources SPIRE sont-elles réellement des galaxies individuelles? Quel est le contenu stellaire de ces galaxies? Quel est le contenu en gaz de ces galaxies? Quel est leur redshift? Sont-ce des galaxies normales en termes de formation d'étoiles, ou sont-elles en phase de formation stellaire

intense (*Starburst* en anglais) ? Dans le cas où l'on observe de réelles surdensités de galaxies, s'agit-il de structures déjà évoluées (à l'équilibre viriel et hydrodynamique), ou de structures en formation (*i.e.* des proto-amas) ?

Afin d'apporter des réponses à ces questions, un suivi en proche infrarouge avec l'instrument IRAC du satellite Spitzer a donc été lancé, et dont j'ai pris la responsabilité à mon arrivée dans l'équipe. Ce suivi avait initialement comme double objectif de corroborer les observations SPIRE, en termes d'estimation de redshift et de structure, et de déterminer le contenu stellaire des objets observés. Ce suivi aboutira à la construction de l'échantillon nommé SPHerIC ("*Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters*").

Dans le but de montrer la pertinence d'un suivi Spitzer/IRAC des candidats de HPASSS, je présente dans la section qui suit l'instrument Spitzer/IRAC ainsi que le choix des candidats qui furent observés.

## 2.3 Vers la constitution de SPHerIC : suivi Spitzer/IRAC

### 2.3.1 Présentation de l'instrument

Spitzer<sup>7</sup> (WERNER et al., 2004) est un télescope spatial de la NASA lancé le 25 août 2003, et toujours en opération bien que sa couverture spectrale soit désormais sévèrement réduite, le télescope ayant épuisé son hélium liquide en mai 2009<sup>8</sup>. Spitzer comporte un miroir primaire de 85 cm, et observe le ciel dans l'infrarouge proche et moyen. Spitzer a été conçu dans une optique impliquant 4 axes majeurs de recherches, bien que ces contributions ne se limitent pas à ceux-ci : l'étude de l'Univers jeune et notamment des premières étoiles, l'étude des naines brunes et des superplanètes, l'étude des galaxies ultra-lumineuses et des noyaux de galaxies actifs, et enfin l'étude des disques protoplanétaires.

À son lancement, Spitzer embarquait trois instruments à son point focal :

- L' "InfraRed Spectrograph" (IRS) (HOUCK et al., 2004) était un spectrographe refroidi à basse température et qui observait dans la gamme de 5 à 38 microns. Il est hors service depuis la fin de mission cryogénique.
- Le "Multiband Imaging Photometer" (MIPS) (RIEKE et al., 2004), un photomètre observant à 24, 70 et 160 microns et capable de faire de la spectroscopie simple. Les détecteurs à 70 microns sont en effet capables de produire des spectres entre 50 et 100 microns. Les détecteurs de MIPS étaient refroidis à 1.7K, et MIPS est hors service depuis la fin de la mission cryogénique.
- L' "InfraRed Array Camera" (IRAC) (FAZIO et al., 2004b ; HORA et al., 2004), un photomètre observant à 3.6, 4.5, 5.8 et 8 microns dans un champ de vue de 5.2' par 5.2'. Les deux détecteurs observant à 3.6 et 4.5 microns fonctionnent à l'aide d'un alliage d'antimoniure d'indium alors qu'un alliage d'arséniure de silicium est utilisé pour ceux à 5.8 et 8 microns. Ces derniers nécessitent d'être refroidis, et sont hors service depuis la fin de la mission cryogénique.

Seuls les deux détecteurs à courte longueur d'onde de la caméra IRAC sont donc toujours opérationnels sur Spitzer durant la mission chaude. C'est pendant cette phase que les observations avec Spitzer des candidats SPHerIC ont été menées, entre 2012 et 2015. Voir Sect. 2.3.4. IRAC est présentée plus en détail Sect. 3.2.2.

### 2.3.2 Pertinence de Spitzer/IRAC pour le suivi du PHz et de HPASSS

Les populations stellaires suffisamment évoluées (âge > 10 Millions) présentent un pic d'émission à 1.6 microns dans leur référentiel propre, dû à un minimum d'opacité de l'ion  $H^-$  dans l'atmosphère des étoiles (JOHN, 1988). Cette particularité spectrale permet de contraindre le redshift  $z$  des galaxies (SAWICKI, 2002). Pour des galaxies à  $z \sim 1 - 3$ , ce pic est déplacé dans les bandes d'IRAC. Ceci permet de sélectionner les sources à  $z > 1.3$  à l'aide seulement des deux bandes à 3.6 et 4.5 microns d'IRAC

7. Nommé en l'honneur de Lyman Spitzer Jr, impliqué dans le développement du télescope spatial Hubble.

8. L'épuisement de la réserve d'hélium liquide de Spitzer met fin à la mission cryogénique, et signe le début de la mission chaude.

(PAPOVICH, 2008). Voir Sect. 5.1. Ce pic d'émission étant dû aux étoiles, il est alors possible d'estimer le contenu stellaire des galaxies observées.

Ces deux simples faits, ajoutés au fait que la résolution de IRAC est de  $\sim 1.6''$ , font déjà de Spitzer/IRAC l'instrument idéal pour suivre les candidats du PHz. En effet, cette résolution angulaire permet d'observer les galaxies individuelles, et ainsi de rechercher des surdensités de galaxies aux positions des sources SPIRE, afin de déterminer leur nature.

La figure 2.13 représente le gain en résolution angulaire depuis l'observation Planck jusque l'observation IRAC. La figure 2.14 représente une source SPIRE vue par Spitzer/IRAC.

La figure 2.15 représente le spectre d'émission typique d'une galaxie en phase de formation d'étoiles, ainsi que les filtres des trois instruments utilisés.

Spitzer possède d'autres intérêts et avantages dans le cadre de notre étude, notamment par rapport à des observations dans l'optique ou le proche infrarouge avec des télescopes terrestres :

- Le déplacement du saut à 4000 Angströms et du saut de Balmer<sup>9</sup> dans les bandes IRAC à 3.6 et  $4.5\mu\text{m}$  pour des galaxies à  $z \sim 3 - 4$  rend impossible l'obtention de redshifts photométriques robustes depuis le sol, ces bandes étant situés hors des fenêtres atmosphériques. Spitzer seul a le potentiel unique pour découvrir des structures contenant de tels objets.
- Les galaxies elliptiques massives des amas locaux présentent toutes une relation étroite entre leur couleur et leur magnitude (Interprétée comme un lien entre masse et métallicité, voir Sect. 1.3), relation nommée *séquence rouge*. Pour des structures à  $z \gtrsim 2$ , les bandes IRAC sont nécessaires pour identifier si une telle relation existe à de tels redshifts, et si elle est comparable à celle des galaxies des amas locaux.
- Afin d'identifier les contreparties des sources détectées par Herschel/SPIRE, IRAC possède non seulement la résolution angulaire suffisante, mais le domaine de longueur d'onde observé est aussi moins soumis à l'extinction par la poussière des galaxies à  $z \sim 2$ , en comparaison aux observations pouvant être menées depuis le sol. IRAC est donc adapté afin d'identifier la contrepartie stellaire des sources SPIRE.

Notons enfin que le satellite WISE (WRIGHT et al., 2010), qui a observé le ciel complet à 3.3, 4.7, 12 et  $23\mu\text{m}$ , n'est pas adapté à nos besoins ici. Avec son miroir de 40cm de diamètre, la résolution angulaire atteinte n'est pas suffisante pour étudier la nature de nos objets (6.1", 6.4", 6.5" et 12.0" dans les 4 bandes respectives). Voir Fig. 2.16. Les bandes à 13 et  $23\mu\text{m}$  pourraient éventuellement contraindre une composante AGN, mais seulement dans les cas extrêmes puisque sa sensibilité dans ces deux bandes est de 1 et 6 mJy respectivement (à  $5\sigma$ ). De plus, la sélection Planck exclut du catalogue les AGN les plus extrêmes.

### 2.3.3 Choix des cibles

Une fois l'exceptionnalité de l'échantillon Planck démontrée par Herschel, une première demande de temps d'observation avec Spitzer/IRAC fut déposée et acceptée durant le neuvième cycle de demandes de temps (PID : 11004 ; P.I. : Hervé Dole). Cette demande a d'abord consisté en un programme pilote de type *Director's Discretionary Time*, où 5 candidats furent observés dans le but de mieux contraindre les propriétés des sources SPIRE dans la partie centrale de la source Planck ( $R < 1'$ ). La stratégie d'observation adoptée pour ce programme fut la même pour les programmes suivants et est présentée Sect. 2.3.4. 35 autres candidats furent ensuite observés. Ces candidats furent choisis car ayant été observés par Herschel/SPIRE à l'époque de la demande mais aussi dans les domaines optique et/ou proche infrarouge (CFHT, VLT) et/ou submillimétrique/millimétrique (SCUBA-2, APEX, IRAM/30m). Cette demande comportait aussi bien des candidats de galaxies magnifiées par effet de lentille gravitationnelle que des candidats (proto)-amas ou groupes de galaxies en phase de formation stellaire intense, les objectifs des

9. Propriété spectrale étant un excellent indicateur du redshift (photométrique) et de l'âge et la masse des galaxies ; Voir Sect. 6.2.1

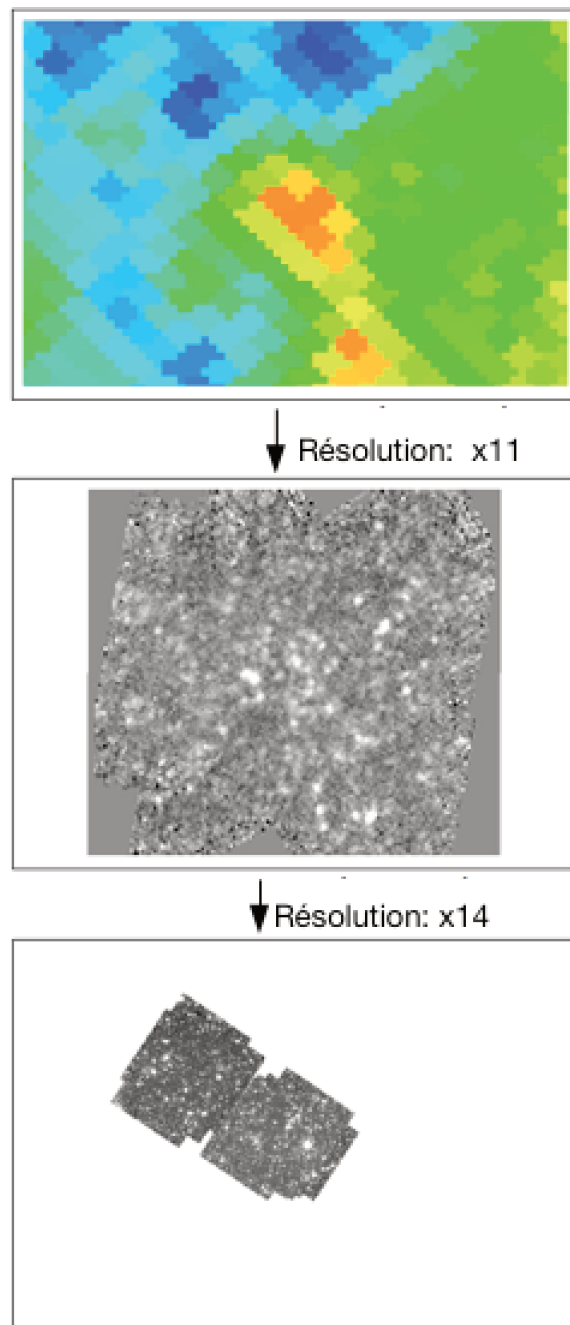


FIGURE 2.13 – *Haut* : Un candidat du PHz tel que vu par Planck à 857 GHz. *Milieu* : Le même candidat vu par Herschel/SPIRE à 350 microns. *Bas* : Le même candidat observé par Spitzer/IRAC. Dans les trois cas la boîte noire a une taille angulaire de  $30' \times 30'$ . On remarque que l'observation SPIRE résout en plusieurs objets la source Planck, et de la même façon l'observation IRAC résout en plusieurs galaxies les sources SPIRE. Ce dernier effet est plus visible dans la Fig. 2.14.

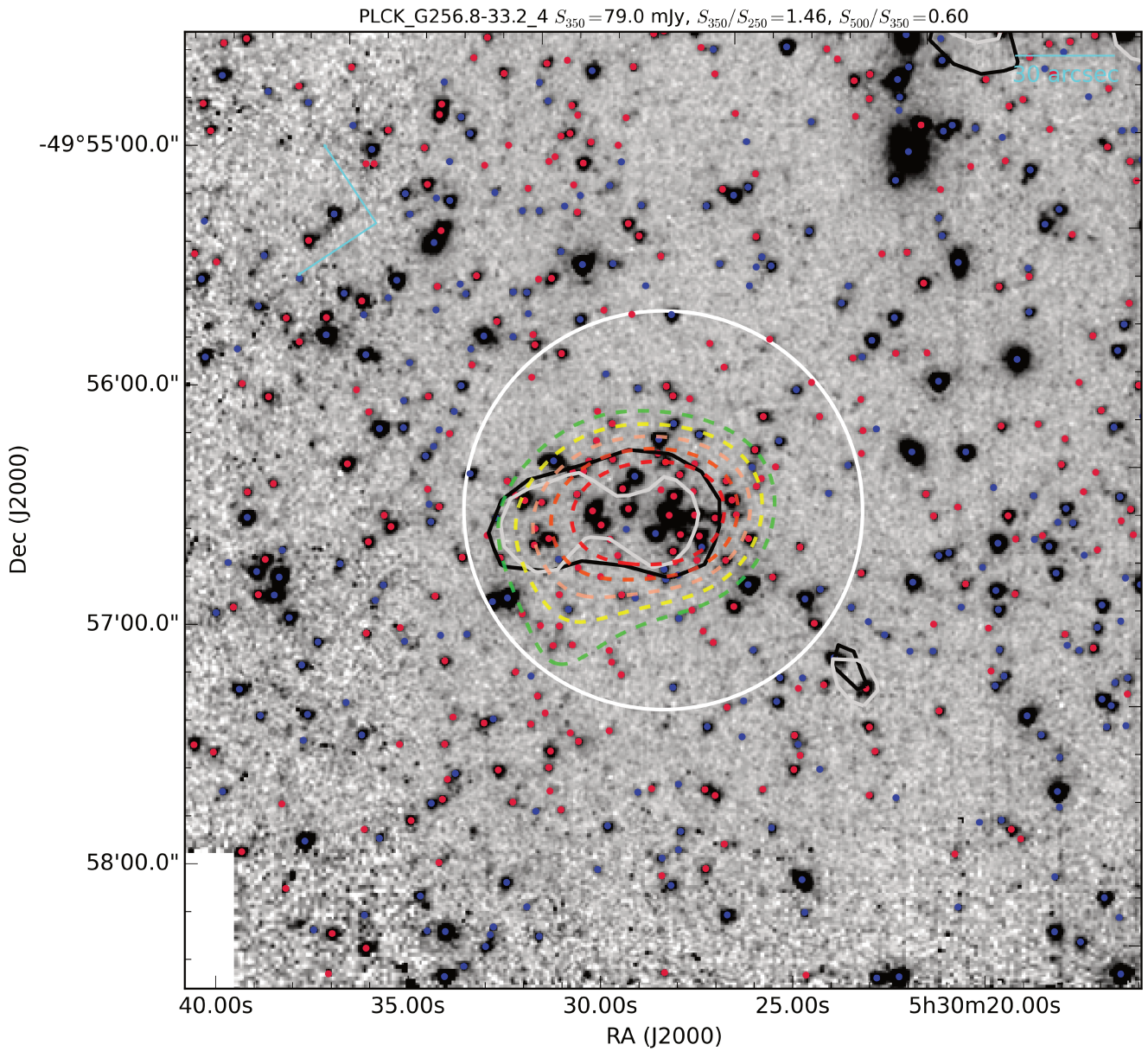


FIGURE 2.14 – Mosaïque à 4.5 microns d'un candidat du PHz observé par IRAC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) microns. Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . Le cercle blanc a un rayon angulaire de  $1'$ . Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à  $2.5 - 3 - 3.5 - 4 - 4.5 \sigma$  calculés à l'aide de la méthode AKDE (Voir 4.4.2 et 5.1). On voit que l'émission SPIRE au centre de l'image est associée à de nombreuses galaxies rouges (*i.e.* haut-redshift;  $z > 1.3$ ) vues par IRAC. Voir les chapitres 4 et 5.

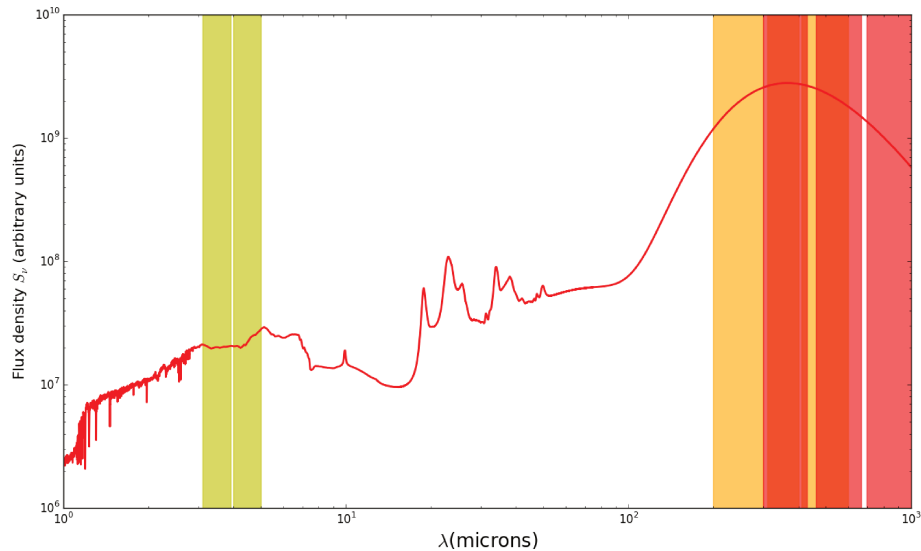


FIGURE 2.15 – Densité de flux  $S_\nu$ , en fonction de la longueur d’onde  $\lambda$  d’une galaxie en phase de formation d’étoile à  $z = 2$ , tirée de BERTA et al., 2013. Les parties ombragées respectivement jaunes ( $\times 2$ ), oranges ( $\times 3$ ), rouges ( $\times 2$ ) représentent respectivement les filtres IRAC (3.6 et 4.5 microns), SPIRE (250, 350 et 500 microns) et HFI (uniquement 353, 545 et 857 GHz). On constate que les filtres SPIRE et HFI se recouvrent partiellement, et qu’ils échantillonnent le pic d’émission du corps noir modifié de la poussière réchauffée, alors que les filtres IRAC échantillonnent l’émission stellaire de la galaxie.

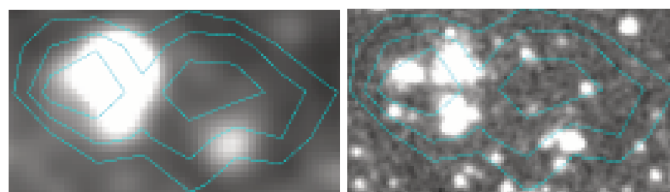


FIGURE 2.16 – *Gauche* : Une source SPIRE vue par WISE ( $3.3\mu\text{m}$ ). Les traits bleus représentent les contours d’émission de la source SPIRE. *Droite* : La même source, vue par IRAC ( $3.6\mu\text{m}$ ). On constate que IRAC résout en 3 sources l’unique source vue par WISE.

Échantillon	Instrument	Nombre de candidats	$\lambda^a$	$\alpha^b$
PHz	HFI	2152	350 $\mu\text{m}$ - 3 mm	$\sim 5'$
HPASSS	SPIRE	232	250, 350, 500 $\mu\text{m}$	$\sim 25''$
SPHerIC	IRAC	84	3.6, 4.5 $\mu\text{m}$	$\sim 2''$

TABLE 2.1 – Propriétés des trois échantillons utilisés ici  $a$  : Longueurs d'ondes d'observation.  $b$  : Résolution angulaire de l'instrument.

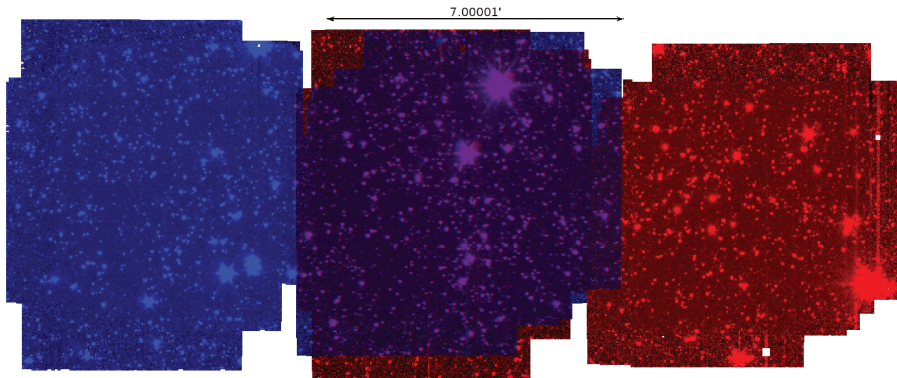


FIGURE 2.17 – *Bleu* : Champ de vue observé par le détecteur à 3.6 $\mu\text{m}$  d'IRAC. *Rouge* : Champ de vue observé à 4.5  $\mu\text{m}$ . La partie observée par les deux détecteurs apparaît au centre en violet.

observations Spitzer/IRAC étant similaires pour ces deux types d'objets. Au total 40 champs furent observés lors de ce premier cycle pour une durée totale d'observation de 28h. Les premières observations révélèrent des systèmes exceptionnels qui seront détaillés au Chapitre 5.

Une fois l'analyse des sources SPIRE à un stade plus avancé, il fut réalisé que les sources SPIRE suivies par Spitzer/IRAC lors de ce premier programme n'étaient pas nécessairement les plus prometteuses parmi les 228, notamment en termes de surdensité. Une deuxième demande de temps d'observation pour 52 champs supplémentaires, soit 41.6h d'observations (PID : 80238 ; P.I. : Hervé Dole) fut proposée et acceptée afin d'avoir une vision plus complète des objets découverts par Planck et Herschel.

**En définitive, 90 candidats surdensités du PHz, aussi observés par SPIRE, furent observés par Spitzer/IRAC à 3.6 et 4.5 $\mu\text{m}$ .**

La table 2.1 résume les propriétés des trois échantillons nommés dans ce chapitre.

L'étude des images obtenues avec Spitzer/IRAC est alors détaillée aux chapitres 4 et 5.

### 2.3.4 Stratégie d'observation pour SPHerIC

La stratégie d'observation choisie est la même pour les deux programmes d'observations IRAC (GO9 - 1004 ; GO11 - 80238). Pour chaque source Planck un champ de  $6.6' \times 6.6'$ , correspondant à la partie la plus centrale des surdensités révélées par Herschel, est observé dans les deux bandes à 3.6 et 4.5  $\mu\text{m}$ . Les deux détecteurs n'observent pas la même zone du ciel : seule une partie de chaque champ de vue est observée par les deux détecteurs (Voir Fig. 2.17). Chaque champ est observé 12 fois pendant 100s en mode *dithering*. Le temps d'exposition par pixel est de 1200s au centre, et de 200-500s aux bords. Chaque AOR (Voir Sect. 3.3) a au total une durée de 2877s (48min). Le flux attendu des galaxies observées étant de l'ordre de  $2\mu\text{Jy}$ , ce temps est requis pour atteindre une sensibilité telle que la limite de détection à  $5\sigma$  soit de 1  $\mu\text{Jy}$  à 3.6  $\mu\text{m}$ .



## Chapitre 3

# De la Lumière au Nombre : Observations astronomiques

### 3.1 Éléments d'observations astronomiques et de photométrie

La lumière est généralement le seul vecteur d'information qui nous parvient des objets astrophysiques, à l'exception notable des rayons cosmiques et des ondes gravitationnelles. Il est donc absolument nécessaire d'étudier finement cette lumière qui nous parvient des confins de l'Univers afin de pouvoir en déduire les caractéristiques physiques des objets observés. Cette section a pour objectif de présenter les notions de photométrie et d'observations astronomiques nécessaires à une telle étude. Ici on considèrera une émission indépendante du temps étant donné les temps d'évolution typiques de nos objets et les durées d'observations.

#### 3.1.1 Généralités

Les observations astronomiques sont toujours menées dans une bande spectrale donnée, chaque fréquence différente transportant des informations sur des processus et objets différents. Distinguons immédiatement deux types principaux d'observations.<sup>1</sup> Lorsque la dépendance spectrale du flux émis par l'objet observé est mesurée on parle d'observation *spectroscopique*. Si le flux est au contraire intégré dans une bande donnée, on parle alors d'observation *photométrique*. Les observations spectroscopiques sont donc nécessairement plus riches en termes d'information reçue mais souffrent de problèmes liés à la difficulté de leur mise en œuvre (durée d'observation, faible champ de vue). Différentes technologies d'observations spectroscopiques existent. La plus ancienne, et la plus répandue, consiste à masquer la zone observée par la caméra, à l'exception d'une fente fine dans laquelle se trouvera la ou les sources observées. La lumière diffusée par un prisme ou réseau frappant la caméra à différents emplacement suivant la longueur de la lumière, il est alors possible de reconstruire le spectre de la source observée. D'autres technologies existent comme les *MultiObject Spectrograph* (MOS) (par exemple MOSFIRE sur le Keck, voir le chapitre 6.), capables d'obtenir de nombreux spectres simultanément, ou la technologie *Integral Field Unit* (IFU) permettant d'obtenir un cube hyperspectral, c'est à dire une carte du ciel où chaque pixel contient un spectre (e.g. MUSE<sup>2</sup> ou SINFONI (EISENHAUER et al., 2003)).

Des observations spectroscopiques<sup>3</sup> d'une fraction de l'échantillon SPHerIC seront présentées plus en détail au Chapitre 6. Je m'intéresserai ici particulièrement aux observations photométriques, qui sont le type d'observations menées avec Spitzer/IRAC. L'observation photométrique livre une information intégrée (et donc dégradée), mais possède la vertu de nécessiter moins de moyens que l'observation spectroscopique, notamment en termes de temps d'observation.

---

1. On pourra rajouter à ces deux types d'observations l'observation polarimétrique, qui s'intéresse à la polarisation de la lumière émise, mais qui ne sera pas abordée dans ce manuscrit.

2. [eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/muse.html](http://eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/muse.html)

3. Dans le domaine millimétrique

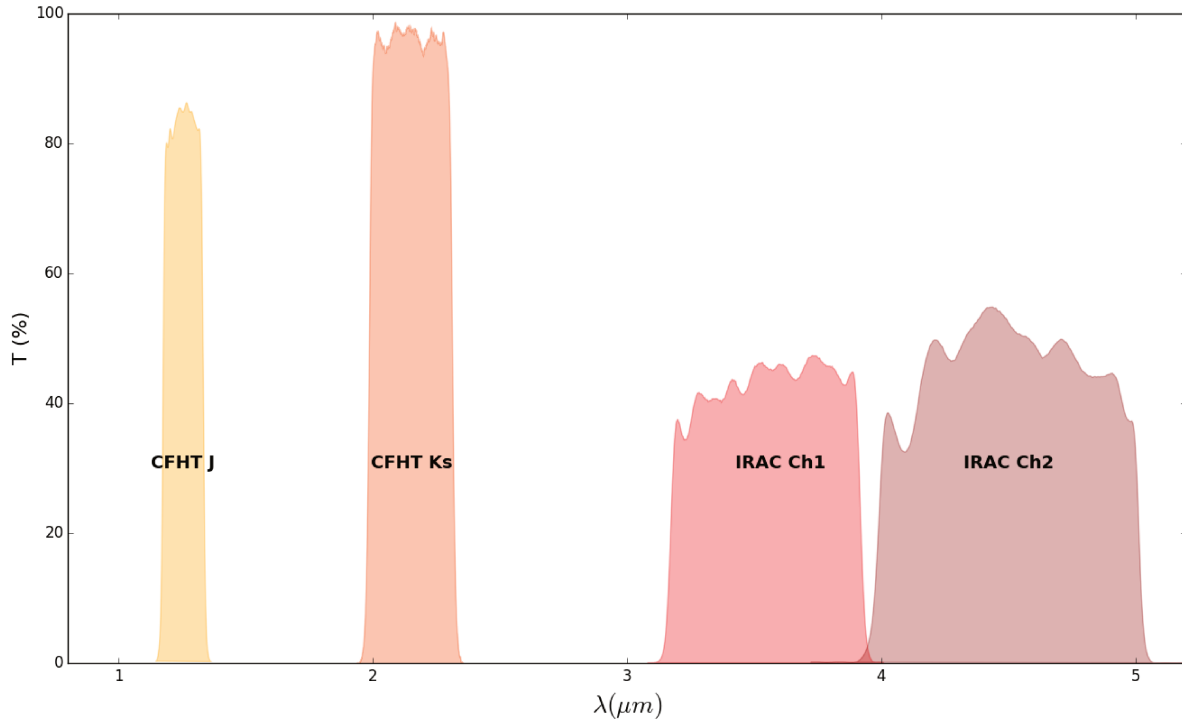


FIGURE 3.1 – Transmission en fonction de la longueur d’onde d’observation pour les deux filtres à plus courtes longueurs d’ondes d’IRAC. Sont aussi représentés les filtres J et Ks du CFHT, qui serviront au suivi photométrique. Voir chapitre 6.

Dans le cas d’observations photométriques, l’intégration dans une bande de fréquence se réalise à l’aide de filtres photométriques<sup>4</sup>, généralement spécifiques à chaque instrument, même si la standardisation des filtres est de plus en plus importante. Idéalement, un filtre photométrique aura un coefficient de transmission nul en dehors d’une bande de fréquence, et valant 1 en dedans. En pratique, les filtres ne sont pas parfaitement uniformes, et atteignent rarement une transmission de 1. Les filtres Spitzer/IRAC de plus courtes longueurs d’onde, ainsi que les filtres J et K sont par exemple représentés Fig. 3.1.

De manière plus générale, on peut définir la photométrie comme un ensemble de méthodes cherchant à mesurer l’intensité lumineuse d’un objet céleste dans une bande spectrale donnée. La principale difficulté réside dans le fait qu’il faut séparer l’émission due à l’objet (le signal), de l’émission due aux autres sources astrophysiques et au détecteur lui-même (le bruit). Ce bruit peut prendre différentes formes, et dépend de la bande spectrale considérée. Rappelons aussi que le bruit dépend du contexte, et le bruit d’une étude peut très bien constituer le signal d’une autre. Quelle que soit la stratégie d’observation choisie ou les objets observés, le premier travail de l’astronome cherchant à analyser des images du ciel sera de comprendre et d’étudier les différentes sources de bruit affectant l’observation.

### 3.1.2 Mesures d’intensité lumineuse

**Luminosité** La luminosité d’un astre (étoile, planète, galaxie) ou d’un phénomène astrophysique (sursaut gamma, supernova) est une grandeur homogène à une puissance qui quantifie la quantité de lumière émise d’un point de vue *intrinsèque*. On parle de luminosité bolométrique, généralement notée  $L$ , lorsque l’on considère l’ensemble du spectre électromagnétique. Si l’on s’intéresse à la luminosité d’une source dans une bande infinitésimale d’énergie, l’on parlera plutôt de luminosité monochromatique, notée  $L_\lambda$  ou  $L_\nu$  suivant que l’on parle en longueurs d’onde  $\lambda$  ou en fréquence  $\nu$ .

4. Des verres teintés placés à l’entrée du télescope.

On a alors :

$$L = \int_0^{+\infty} L_\lambda d\lambda = \int_0^{+\infty} L_\nu d\nu \quad (3.1)$$

Luminosité bolométrique et luminosité monochromatique ne sont donc pas des grandeurs homogènes.  $L$  est une puissance,  $L_\nu$  une puissance divisée par une fréquence et  $L_\lambda$  une puissance divisée par une longueur.

En appliquant la conservation de l'énergie on obtient le lien entre  $L_\lambda$  et  $L_\nu$  :

$$L_\lambda d\lambda = L_\nu d\nu \Rightarrow L_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} L_\nu \quad (3.2)$$

Dans la suite de cette section, on ne considérera que des quantités exprimées par rapport à la fréquence d'observation, qui peuvent facilement être adaptées pour une longueur d'onde d'observation en appliquant cette transformation.

**Flux** Le flux est une quantité physique dépendante à la fois de la luminosité intrinsèque de l'objet observé et de la distance de l'observateur à l'objet observé. Le flux est homogène à une puissance divisée par une surface. Le flux  $F$  est relié à la luminosité  $L$  par l'équation suivante :

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad (3.3)$$

où  $D_L$  est la distance-luminosité entre la source et l'observateur. Deux objets de même luminosité intrinsèques paraîtront donc briller différemment s'ils ne sont pas à la même distance de l'observateur. On parle de dilution géométrique.

**Densité de flux** La densité de flux est au flux ce que la luminosité monochromatique est à la luminosité bolométrique. On a en effet la densité de flux  $S_\nu$  :

$$S_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi D_L^2} \quad (3.4)$$

La densité de flux est donc une grandeur homogène à une puissance divisée par une surface divisée par une fréquence. Son unité dans le SI est le  $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ . En astronomie des grandes longueurs d'ondes, une telle quantité est généralement exprimée en Jansky (du nom du physicien Karl Jansky, pionnier de la radioastronomie), abrégé en Jy. Dans le SI,  $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$ . Cette unité est adaptée pour mesurer les flux des radiosources depuis la Terre, valant typiquement 1Jy.

**Brillance de surface** Dans le cas où l'objet observé n'est pas ponctuel, mais étendu, on utilise le concept de brillance de surface. La brillance de surface indique la quantité de photons émis par une surface angulaire sur le ciel. Ainsi une brillance de surface est homogène à une densité de flux par unité d'angle solide. On l'exprime généralement en  $\text{Jy.sr}^{-1}$  ou en  $\text{mag.arcsec}^{-2}$ . La densité de flux totale de l'objet sera alors la brillance de surface intégrée sur l'ensemble de la surface de l'objet. Dans les cas d'une galaxie, ou plus généralement tout objet n'ayant pas de frontières clairement définies, on introduira des longueurs caractéristiques dans lesquelles la brillance de surface sera intégrée.<sup>5</sup>

**Magnitudes** Les magnitudes sont une mesure de rapports de flux, de densités de flux ou de luminosités trouvant leurs origines dans l'Antiquité. Il s'agit d'échelles logarithmiques de ces quantités. Au vu de leur très large utilisation encore de nos jours, je présente ici les différents systèmes de magnitude utilisés.

5. Par exemple le rayon à l'intérieur duquel la moitié de la lumière totale est émise dans le cas des galaxies. Voir *e.g.* DE VAUCOULEURS, 1948.

Les magnitudes furent introduites par Hipparque<sup>6</sup> afin de classer les étoiles en fonction de leur intensité lumineuse depuis la terre. Hipparque répartit les objets qu'il voyait en 6 grandeurs différentes, de 1 pour les plus brillantes, jusqu'à 6 pour celles presque indiscernables. On parle de nos jours de magnitude *apparente*, puisque mesurée depuis la Terre. Ce n'est que 20 siècles plus tard que Norman Pogson remarqua en 1856 que ces grandeurs correspondaient à une échelle logarithmique du flux, et suggéra d'en faire un standard : une étoile de magnitude 1 est définie comme 100 fois plus brillante qu'une étoile de magnitude 6 (POGSON, 1856). Ceci se formule mathématiquement :

$$m_2 - m_1 = -\sqrt[5]{100} \log_{10}\left(\frac{F_2}{F_1}\right) \simeq -2.512 \log_{10}\left(\frac{F_2}{F_1}\right) \quad (3.5)$$

où  $F_i$  est le flux de l'objet  $i$  et  $m_i$  sa magnitude apparente. Une magnitude est sans dimension. Si l'on souhaite définir la magnitude d'un objet seul, l'on a besoin d'une référence. En effet, pour un objet seul, on a alors :

$$m = -\sqrt[5]{100} \log_{10}(F) + C = -\sqrt[5]{100} \log_{10}\left(\frac{F}{F_0}\right) \quad (3.6)$$

Où  $m$  est la magnitude apparente,  $F$  le flux,  $C$  un constante et  $F_0$  le flux d'un objet de référence.

Historiquement, le flux  $F_0$  de l'équation 3.6 était celui de l'étoile Vega. Ceci pose immédiatement deux problèmes :

1. Il est délicat de correctement définir ce flux de référence dans les longueurs d'onde où Vega ne brille pas (Domaines Radio et Gamma par exemple).
2. Puisque le spectre de Vega n'est pas plat<sup>7</sup>, deux magnitudes égales dans deux bandes différentes ne signifieront pas forcément que les flux dans ces deux bandes sont égaux.

Ceci mène à l'introduction du système de magnitude dit "AB" (OKE et GUNN, 1983), basé sur un hypothétique objet au spectre plat. Le flux  $F_0$  est déterminé de telle sorte que la magnitude en bande  $V$  de l'étoile Vega vaille +0.03. On a alors :

$$m_{AB} = m - 2.512 \log_{10}\left(\frac{S_\nu}{3631 \text{Jy}}\right) \quad (3.7)$$

Sauf en cas d'indication contraire explicite, toutes les magnitudes dans ce manuscrit seront exprimées dans le système AB.

Enfin, on définit la magnitude *absolue*, qui est une mesure équivalente à la luminosité de l'objet observé. Pour ce faire, on ramène tous les astres à la même distance pour les comparer, distance conventionnellement fixée à 10 parsecs.

Si on considère un objet de flux  $F$  à la distance  $D$  (en parsecs) de l'observateur, et qu'on note  $m$  sa magnitude apparente et  $F_{10}$  le flux hypothétique qu'aurait l'objet s'il était placé à la distance  $D_0 = 10\text{pc}$ , alors sa magnitude absolue  $M$  est définie comme :

$$M - m = -\sqrt[5]{100} \log_{10}\left(\frac{F_{10}}{F_0}\right) + \sqrt[5]{100} \log_{10}\left(\frac{F}{F_0}\right) = -\sqrt[5]{100} \times \log_{10}\left(\frac{F}{F_{10}}\right) = -2 \times \sqrt[5]{100} \times \log_{10}\left(\frac{D}{D_0}\right) \quad (3.8)$$

et donc finalement en approximant  $\sqrt[5]{100} = 2.5$  :

$$M - m = 5 - 5 \log_{10}(D) \quad (3.9)$$

**Couleur** La couleur est un rapport de flux dans deux bandes différentes<sup>8</sup> qui cherche à estimer la dérivée première du spectre d'émission de l'objet. Un objet ayant un flux plus important dans la bande

6. v.190 av. J.-C. – v. 120 av. J.-C.

7. Densité de flux constante sur l'ensemble du spectre électromagnétique.

8. Et donc une différence de magnitude.

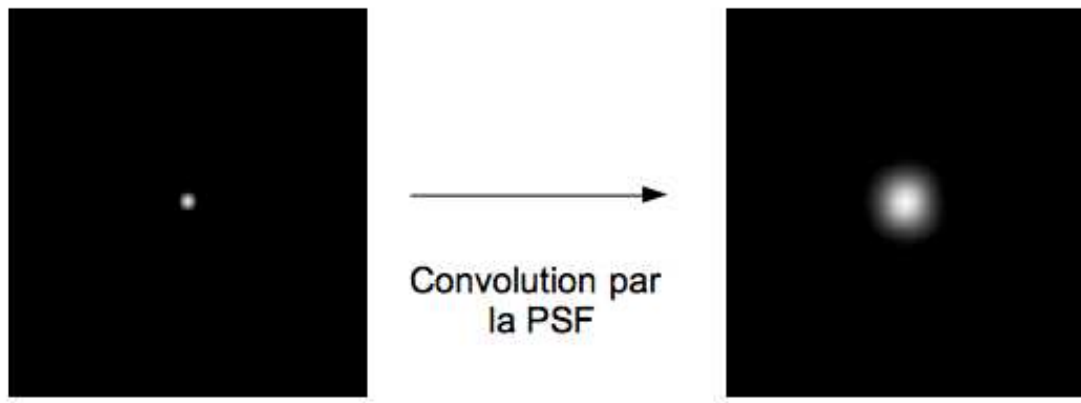


FIGURE 3.2 – Illustration de l'effet de la fonction d'étalement du point. Un objet initialement ponctuel (gauche) apparaît comme étendu après observation (droite), ce qui s'exprime mathématiquement par une convolution avec la PSF.

à plus haute longueur d'onde, et donc une couleur  $> 1.$ , est dit *rouge*. De la même façon il est désigné comme *bleu* dans le cas contraire. Notons que cette terminologie s'applique même en dehors du domaine visible.

### 3.1.3 Estimation du flux de sources ponctuelles

#### Fonction d'étalement du point

Après m'être intéressé aux différentes mesures de l'émission lumineuse d'un objet, je présente ici un élément essentiel de toute observation astrophysique : le concept de Fonction d'Étalement du Point.

L'infinitésimalité de leur extension physique comparée à la distance au point d'observation qu'est la Terre fait que les objets célestes peuvent être très largement considérés comme ponctuels. C'est ce cas qui sera abordé ici.

Cependant, un objet ponctuel apparaîtra toujours comme étendu lors d'observations astronomiques. Si des défauts de construction du télescope ou d'alignement des lentilles peuvent diminuer la résolution angulaire d'un système optique, une limite plus fondamentale est posée par la diffraction de la lumière incidente au télescope. Cet effet se décrit à l'aide de la *Fonction d'étalement du Point* (Abrégé en PSF, pour *Point Spread Function en anglais*). Dans le cas le plus simple cette fonction est la fonction d'Airy mais elle dépend des caractéristiques du télescope, c'est-à-dire tout ce qui est susceptible d'affecter le chemin optique : taille, forme, composition,... Dans le cas d'observations avec un télescope au sol, les effets de diffraction dus à la turbulence atmosphérique domineront généralement ceux dus au télescope.

Cette fonction peut être vue comme la réponse impulsionnelle à deux dimensions du télescope, *i.e.* la réponse optique du télescope lorsque que le signal d'entrée est une distribution de Dirac. Le signal de sortie (l'image) sera donc la convolution de la PSF avec le signal d'entrée (les sources de la zone du ciel observée). Voir Fig. 3.2. En principe, la connaissance parfaite de la PSF doit permettre de remonter à l'image originelle, cependant ce genre de problèmes inverses s'avèrent complexes à résoudre, notamment à cause de la présence du bruit.

La connaissance de cette fonction est aussi nécessaire pour mesurer correctement le flux de l'objet observé, puisque ce flux sera réparti dans plusieurs pixels de l'image. Puisque la forme de chaque source ponctuelle est connue et donnée par la PSF, il est possible d'ajuster sur chaque objet détecté un niveau de fond, le flux de la source et sa position afin d'obtenir une photométrie précise. Cette méthode dite

d'ajustement de PSF nécessite cependant une excellente estimation de la PSF, et ne fonctionne que sur des objets ponctuels. Elle ne sera pas plus abordée ici. Voir e.g. BETHERMIN, 2011.

### Photométrie d'ouverture

**Principe** La photométrie d'ouverture fournit alors une alternative simple. Elle consiste à mesurer le flux total d'un objet dans une *ouverture* de forme et de taille comparables à celle de la PSF. Cette ouverture sera généralement un cercle de rayon comparable à la taille caractéristique de la PSF.

Cependant en mesurant le flux de cette façon, on mesure non seulement le flux de l'objet, mais aussi le fond de ciel (Voir Sect. 3.1.5). Afin d'estimer la valeur de ce fond de ciel (qui constitue un bruit), on considère deux cercles concentriques centrés sur la source formant un anneau dans lequel le flux mesuré est pris comme valeur du fond. Il convient de choisir les rayons intérieur et extérieur de cet anneau afin qu'il contienne une fraction négligeable du flux de la source, mais suffisamment proche pour que les variations du fond de ciel puissent être négligées. Voir Fig. 3.3.

**Correction d'ouverture** Si le rayon de l'ouverture utilisée est faible ou comparable à la taille angulaire typique des objets observés (la taille angulaire caractéristique de la fonction d'étalement du point pour les sources ponctuelles), la mesure du flux dans cette ouverture ne contiendra pas l'intégralité du flux de l'objet. Il est alors nécessaire d'appliquer un facteur multiplicatif correctif à cette mesure. Afin d'estimer ce facteur, l'on va observer des sources connues pour être ponctuelles et dont le flux est supposé parfaitement connu (étoiles, mesures en laboratoire). Ces observations servent à construire une PSF empirique. Il est possible de calculer le facteur correctif à appliquer en mesurant la fraction de flux enclose dans ces sources en fonction du rayon de l'ouverture. La détermination de la correction d'ouverture à appliquer pour nos observations avec IRAC est présentée Sect. 4.2.3.

**Choix de l'ouverture** Le choix de la taille de l'ouverture à utiliser est guidé par plusieurs considérations. Idéalement, l'ouverture choisie doit être en lien avec la PSF du système, afin de minimiser la correction d'ouverture à appliquer ( $\lesssim 1.5$ ). On utilise généralement un diamètre valant entre une et deux fois la largeur à mi-hauteur du système. Supposons une source de flux  $F$  avec un profil de flux à 2 dimensions de forme gaussienne circulaire. Le flux enclos dans l'ouverture de rayon  $R$  centrée sur la source vaut alors

$$f(R) = \int_0^{2\pi} \int_0^R A \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) r dr d\theta \quad (3.10)$$

où  $A$  est la valeur maximum et  $\sigma$  l'écart-type. La relation entre  $A$  et  $F$  est donnée par

$$F = f(+\infty) = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} A \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) r dr d\theta \quad (3.11)$$

et donc

$$F = 2\pi A \sigma^2 \quad (3.12)$$

En calculant l'expression 3.10 on obtient :

$$f(R) = F \times \left(1 - \exp\left(-\frac{R^2}{2\sigma^2}\right)\right) \quad (3.13)$$

Cette équation nous indique le comportement de la fraction enclose en fonction du rayon de l'ouverture. Lorsque ce flux est évalué dans une image réelle, il s'agit en fait d'une somme des valeurs individuelles des pixels sur un nombre de pixels  $N_{\text{pix}}$ , de telle sorte que  $N_{\text{pix}} A_{\text{pix}} = \pi R^2$ , où  $A_{\text{pix}}$  est l'aire d'un pixel dans la même unité que  $R^2$ . En supposant les pixels indépendants et tous affectés du même bruit  $\sigma_p$  (en unités de l'image), on a :

$$\sigma_{f(R)} = \sqrt{N_{\text{pix}}} \sigma_p \propto R \quad (3.14)$$

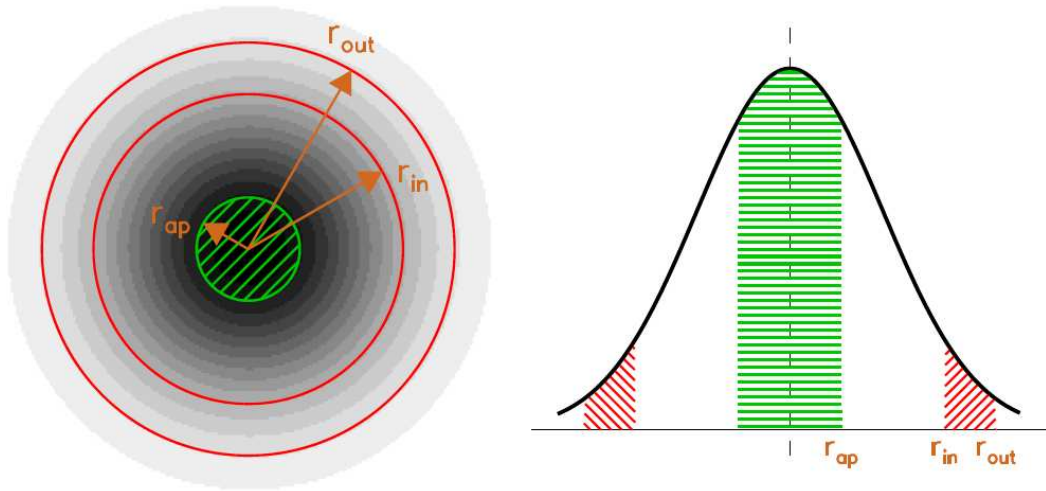


FIGURE 3.3 – Illustration du principe de photométrie d'ouverture. *Gauche* : Vue de dessus, en niveaux de gris inversés. Le flux est mesuré dans le rayon  $r_{ap}$ . Le fond de ciel est estimé dans l'anneau de rayons  $r_{in}$  et  $r_{out}$ . *Droite* : Vue en coupe, le profil d'intensité de la source étant représenté en trait noir. Tiré de la thèse de Nicolas Bavouzet (BAVOUZET, 2008).

Le rapport signal sur bruit  $RSB(R)$  de la détection en fonction du rayon de l'ouverture vaut alors :

$$RSB(R) = \frac{f(R)}{\sigma_{f(R)}} = \frac{F \times (1 - \exp(-\frac{R^2}{2\sigma^2}))}{\sqrt{\frac{\pi R^2}{A_{pix}} \sigma_p}} \quad (3.15)$$

En dérivant cette dernière expression par rapport à  $R$ , et en cherchant les valeurs pour lesquelles elle s'annule, on peut montrer que le rapport signal sur bruit possède un maximum lorsque

$$y + 1 = \exp\left(\frac{y}{2}\right) \quad (3.16)$$

avec  $y = (\frac{R}{\sigma})^2$ . Cette équation accepte deux solutions  $y = 0$  et  $y \simeq 2.5$ . Ceci revient à dire que l'ouverture pour laquelle le  $RSB$  est maximal a pour rayon  $R_{max} \simeq 1.6\sigma$ , ou bien pour diamètre  $D_{max} \simeq 1.36FWHM$  avec  $FWHM$  la largeur à mi-hauteur de la  $PSF$ <sup>9</sup>.

Cependant notre hypothèse de pixels indépendants est assez éloignée de la réalité des observations astronomiques. On aura plutôt  $\sigma_{f(R)} \propto R^\beta$ , avec  $\beta > 1$ . (Voir la table 4.1 pour le cas de nos images prises avec IRAC). Ceci diminue encore la valeur de la solution non-nulle de l'équation 3.16 ( $y = 1.42$ , soit  $D_{max} \simeq 0.8FWHM$  dans le cas de nos observations IRAC).

Si cette modélisation simple possède l'avantage de nous indiquer le comportement du  $RSB$  avec lequel nos sources seront détectées suivant la taille de l'ouverture, la valeur obtenue est trop faible pour être utilisée, la correction d'ouverture à appliquer étant trop importante ( $> 2$ ). En pratique, le choix de l'ouverture sera guidé par un compromis entre  $RSB$  et correction d'ouverture, et aussi par les valeurs utilisées dans la littérature afin de faciliter les comparaisons. Il est aussi possible de procéder plus empiriquement, ce qui fut fait pour nos observations avec IRAC. Voir Sect. 4.2.3.

9. On rappelle que  $FWHM \simeq 2.35\sigma$ .

### 3.1.4 Généralités sur les détecteurs quantiques

L'immense majorité des télescopes observant dans des longueurs d'ondes allant du proche ultraviolet au proche infrarouge utilisent des capteurs quantiques. Ces capteurs fonctionnent sur la base de l'effet photo-électrique, convertissant les photons reçus en photo-électrons. Il s'agit d'obtenir une valeur numérique correspondant à la quantité de lumière ayant frappé le capteur (Conversion analogique-numérique). Cette valeur sera ensuite convertie en un flux lumineux suite à un processus de calibration sur des objets dont le flux est pris comme référence<sup>10</sup>. Afin d'illustrer le principe des détecteurs quantiques, je m'intéresse au fonctionnement des capteurs CCD (*Charge-Coupled Device*), qui sont les plus répandus actuellement.

**Les capteurs CCD** Un capteur CCD comporte une région photosensible semi-conductrice et un système de transport et d'amplification de charges. Avant de commencer l'observation, l'obscureur est fermé et aucun photon ne vient frapper la surface photo-sensible. Lorsque l'obscureur est ouvert et que l'exposition commence, les photons d'énergie suffisante atteignant la surface détectrice vont arracher des électrons aux atomes du réseau cristallin<sup>11</sup>, et créer ainsi des paires électron-trou. L'efficacité quantique des détecteurs modernes, *i.e.* le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre d'électrons créés, est de l'ordre de 90%. Le nombre d'électrons ainsi créés est directement proportionnel au nombre de photons reçus tant que le flux ne dépasse pas une valeur seuil. Si cette valeur seuil est dépassée, l'on parle de *saturation*, et l'estimation du flux devient incorrecte. Les électrons ainsi arrachés sont maintenus dans un puits de potentiel électromagnétique le temps de l'exposition. La capacité MOS (*Metal Oxide Semi-conductor*) empêche la recombinaison de ces électrons. La profondeur du puits de potentiel indique la valeur de saturation. Lorsque l'exposition se termine et que l'obscureur se ferme, les électrons sont déplacés par un jeu de potentiels cycliques dans une unité où ils sont comptés et convertis en une tension mesurée électroniquement (conversion analogique/numérique). C'est cette valeur qui sera finalement convertie en flux suite à un processus de calibration.

Une caméra moderne sur un télescope au sol actuel va comporter des millions de pixels CCD, qui serviront à former les pixels de l'image finale. Ces capteurs sont conçus de façon à être largement indépendants, cependant il arrive que la valeur d'un pixel puisse affecter celle de ses voisins. En effet, le puits de potentiel de chaque pixel ne peut maintenir qu'un certain nombre d'électrons. Si plus d'électrons que ne peut contenir ce puits sont arrachés au réseau cristallin (saturation), ces électrons surnuméraires se déplaceront dans les puits de potentiels des pixels voisins, un effet contenu sous le nom de "bleeding" (saignement). Ceci corréle les valeurs de pixels proches, et biaise ainsi l'estimation du flux. Ainsi la présence d'un objet très brillant dans le champ d'observation contaminera nettement les estimations de luminosité des autres objets si les temps d'exposition ne sont pas adaptés ou cet effet correctement traité.

### 3.1.5 Sources de bruit physiques

Toute observation est affectée de bruit, qui peut avoir plusieurs origines et formes. En fonction de la longueur d'onde d'observation, des caractéristiques de l'instrument, de l'échantillonnage (spatial ou fréquentiel) et de la stratégie d'observation, les bruits dominants seront différents. La détection de sources passe donc d'abord par l'estimation des différents bruits présents, afin de pouvoir extraire le signal d'intérêt parmi le vacarme lumineux de l'image.

Supposons une source monochromatique de luminosité  $L$  que l'on observe à la longueur d'onde  $\lambda$ .

10. Généralement les planètes ou certaines étoiles, mais aussi parfois d'autres objets tels les astéroïdes ou par exemple la nébuleuse du crabe dans les cas des observations en rayons gammas.

11. Généralement avec de la silice ( $\text{SiO}_2$ ), dont l'énergie de libération de l'électron vaut 1.1 eV.



### Bruit de photons

Le bruit de photons est lié au comptage des photons arrivant sur le détecteur. Le nombre moyen de photons émis par unité de temps par la source considérée est  $N = \frac{L}{h\nu} = \frac{L\lambda}{hc}$ . Il s'agit là d'un processus poissonien, dont la variance vaut donc  $\sqrt{N}$ . C'est ce terme, lié simplement au comptage des photons, que l'on nomme bruit de photons.

### Fond du ciel

Lorsque que l'on observe l'objet étudié, d'autres émissions viennent s'ajouter au signal recherché qu'est le flux de la source, contaminant ainsi la mesure. Ces émissions peuvent avoir différentes origines physiques : les rayons cosmiques, l'atmosphère terrestre, les sources en dessous de la limite de sensibilité, et l'environnement thermique des détecteurs<sup>12</sup>. On exclura ici une possible contamination par une source angulairement voisine, qui sera traitée différemment. La somme de toutes ces émissions prend le nom de *fond du ciel*, et sera supposée constante pendant toute la durée de l'observation.

Afin d'estimer sa valeur, on peut masquer l'objet observé et mesurer le flux reçu qui correspondra au fond du ciel. On peut aussi pointer dans une région proche de la source observée, et vide de sources, afin d'estimer cette valeur. On aura soin d'effectuer un tel pointage à une distance raisonnable de la source, car le fond de ciel varie d'une position à l'autre<sup>13</sup>. Supposons que pour un temps de pose  $t$  le nombre moyen de photons frappant le détecteur soit  $N$ . Ce nombre se découpe alors en  $N = N_{\text{source}} + N_{\text{fond}}$ . Ces deux quantités suivent une distribution de Poisson, et peuvent être considérées comme indépendantes. On a donc  $\sigma_{\text{source}} = \sqrt{N_{\text{source}}}$  et  $\sigma_{\text{fond}} = \sqrt{N_{\text{fond}}}$ .

L'incertitude totale sur le flux mesuré est alors  $\sigma_{\text{obs}}^2 = \sigma_{\text{source}}^2 + \sigma_{\text{fond}}^2 = N_{\text{source}} + N_{\text{fond}}$ . Cette incertitude contient et complète l'incertitude due au bruit de photons.

### Bruit thermique

L'agitation thermique des électrons va générer un courant résiduel dans toute résistance électrique, un effet nommé effet Nyquist-Johnson. Ce courant résiduel, qui existe donc même en l'absence de signal (lorsque l'obscureur est fermé) participe à ce qui est dénommé *courant d'obscurité*, (*In english : dark current*), et a pour intensité efficace (en ampères) :

$$\sigma_{\text{Therm.}}^2 = \frac{4k_B T \Delta f}{R} \quad (3.17)$$

avec  $T$  la température du conducteur en Kelvins,  $R$  sa résistance en Ohms et  $\Delta f$  la bande passante du système en Hz. Il ne s'agit donc pas là de photons thermiques émis par l'environnement du détecteur, qui constitue une source de bruit potentielle différente.

La diminution de cette source de bruit passe par le refroidissement de l'électronique et des détecteurs.

### Bruit de lecture

Le bruit de lecture est dû au circuit électronique de lecture, qui convertit le signal analogique en une valeur numérique. Il s'agit de la deuxième contribution principale au courant d'obscurité. Il s'agit d'une composante de bruit importante dans le cas des capteurs CCD.

### Bruit de confusion

Le bruit de confusion est d'une nature différente de tous ceux abordés jusqu'ici. Il s'agit d'un bruit astrophysique dû à la distribution angulaire des sources. En effet, pour un relevé profond, ou pour toute

12. Particulièrement en infrarouge, rendant ainsi nécessaire le refroidissement à très basse température de la carcasse.

13. et est fonction de la longueur d'onde d'observation.

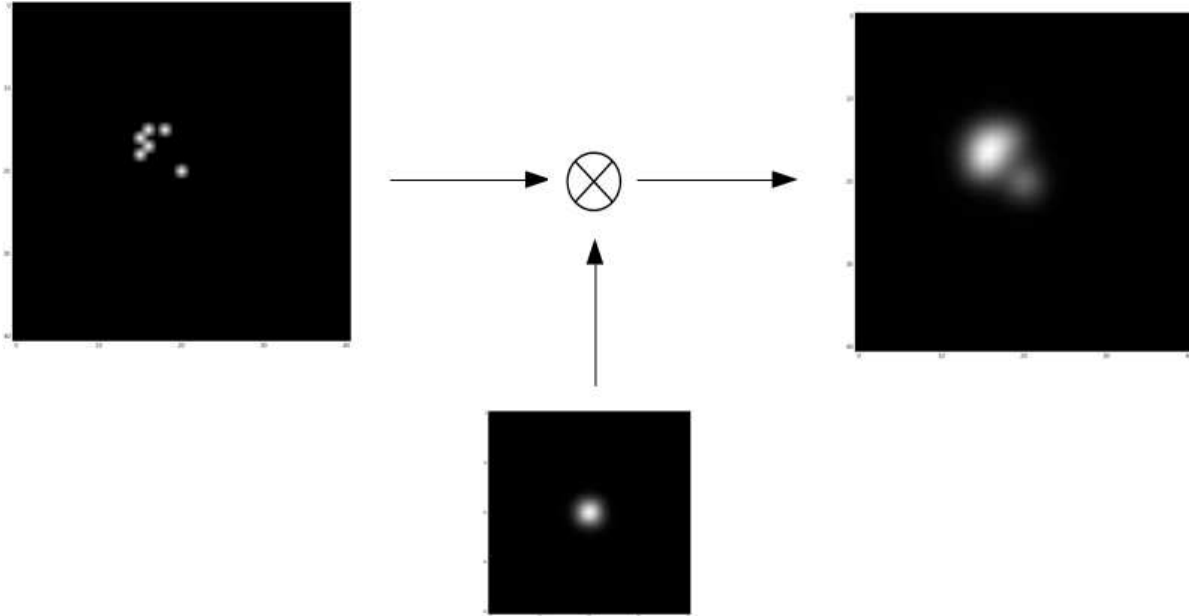


FIGURE 3.4 – Illustration du bruit de confusion. Des sources ponctuelles proches initialement distinguables (Gauche) deviennent indistinguables après convolution avec la PSF (Droite).

observation impliquant une grande densité surfacique de sources, la présence de sources angulairement proches (à une distance inférieure à la largeur à mi-hauteur de la PSF) va rendre difficile voire impossible la détection des sources de faible flux et induire une source d'incertitude supplémentaire lors de l'estimation des flux. Ceci est illustré Fig. 3.4. L'intensité de ce bruit est difficile à estimer, car elle dépend de la répartition physique des galaxies, tant en termes de position que de luminosité, largement inconnue. Son estimation passe donc par l'utilisation de modèles de distributions de galaxies, qui sont encore peu contraints à faible luminosité et haut redshift. Voir DOLE, LAGACHE et PUGET, 2003 pour une discussion sur le bruit de confusion dans le domaine infrarouge.

La seule façon de diminuer ce bruit est de réduire la taille de la PSF, en diminuant la longueur d'onde d'observation ou en augmentant la taille du télescope. Dans le cas où des observations à plusieurs longueurs d'onde sont menées, il est en effet possible d'estimer pour chaque source détectée dans l'image à la meilleure résolution son flux à toutes les autres longueurs d'observations, pourvu que la différence de résolution entre chaque image à chaque longueur d'onde ne soit pas trop importante, et que l'on connaisse finement la PSF de chaque instrument (Voir *e.g.* MEN'SHCHIKOV et al., 2012 ou MERLIN et al., 2015).

### 3.1.6 Déroulement d'une observation astronomique

Pour mener à bien une observation astronomique, il est nécessaire de d'abord bien connaître les propriétés de l'instrument et les bruits affectant le signal, d'origines instrumentale, terrestre ou astrophysique. Si des modèles d'instrument permettent d'estimer le bruit instrumental, il est souvent estimé de façon empirique, notamment lors de l'utilisation de télescopes au sol. Dans le cas de l'utilisation de capteurs CCD, la principale composante du bruit instrumental sera le courant d'obscurité. Afin de déterminer cette composante, on fera plusieurs acquisitions de durées égales à celles des observations scientifiques, mais avec l'obscureur fermé. Le signal mesuré est alors uniquement dû au bruit thermique et au bruit de lecture, et donne accès au courant d'obscurité. On appelle ces images des images de noir, souvent désignées comme "darks".

Ces images contiennent en réalité le biais de l'instrument, c'est-à-dire la valeur qu'il retourne à flux nul (son niveau zéro). Pour déterminer ce biais, on peut effectuer des observations avec l'obscureur

fermé, avec un temps de pose le plus court possible. Il n'est pas toujours nécessaire d'acquérir de telles images, puisque le biais est contenu dans les images de noir, et que c'est généralement la somme de tous les bruits qui nous intéressera.

La réponse des pixels de l'instrument ne sera en général pas uniforme spatialement, d'abord parce que tous les pixels ne sont pas identiques, mais aussi à cause du système optique. Pour corriger cette non-uniformité, on observera une zone du ciel d'éclairage uniforme, et on mesurera la réponse de l'instrument. Les images obtenues sont appelées images de plat ou "flat-fields".

Ce type d'observations de calibrations est mené par le SSC pour mesurer la réponse de Spitzer/IRAC. Voir 3.3.2.

## 3.2 Le télescope Spitzer et la caméra IRAC

### 3.2.1 Nécessité d'un télescope spatial pour les observations dans l'infrarouge

Les premières observations astronomiques étaient menées dans le domaine visible, et c'est seulement au début du XXème siècle que des observations ont commencées à être menées à d'autres fréquences (infrarouge et radio notamment). Au cours du XIXème siècle, il fut réalisé que l'atmosphère terrestre affectait le rayonnement reçu des objets célestes, voire était complètement opaque à ce rayonnement (Fig. 3.5). C'est seulement par l'envoi de télescopes spatiaux qu'il devint possible d'observer le ciel à d'autres longueurs d'onde, idée proposée dans les années 1920 (SPITZER, 1979 ; OBERTH et VON BRAUN, 1923).

Un télescope spatial possède un autre avantage important par rapport aux télescopes terrestres. La lumière reçue des objets célestes arrivant sur la Terre est en effet diffusée par l'atmosphère turbulente, phénomène bien connu des observateurs du ciel puisqu'il cause la scintillation des étoiles. Cette diffusion limite la résolution angulaire des images obtenues. La quantité nommée en anglais *seeing*<sup>14</sup> indique alors la résolution angulaire maximale atteignable suivant les conditions météorologiques. L'utilisation de télescopes spatiaux permet de s'affranchir de cette limite, ce qui justifie aussi leur intérêt.

En dehors de quelques fenêtres atmosphériques (*i.e.* des bandes de fréquences où l'absorption de l'atmosphère est moindre), des observations dans l'infrarouge proche ne sont pas réalisables depuis la surface terrestre. La mise en orbite d'un télescope spatial est alors nécessaire. Ceci est la raison d'être du *Spitzer Space Telescope* (SST).

Spitzer a été introduit Sect. 2.3.1. Je présente ici sa caméra IRAC.

### 3.2.2 La caméra IRAC de Spitzer

La *InfraRed Array Camera* (IRAC ; FAZIO et al., 2004b ; HORA et al., 2004) de Spitzer est une caméra infrarouge capable d'observer à 4 longueurs d'ondes différentes (4.6, 4.5, 5.8, 8.  $\mu\text{m}$ ).

Les détecteurs d'IRAC à courtes longueurs d'onde sont basés sur un alliage InSb<sup>15</sup>, et ceux à grande longueur d'onde sur un alliage SiAs<sup>16</sup>. Les premiers fonctionnent à une température de 15K (pour la mission cryogénique), et les deux autres à une température de 6K. Le bruit des images individuelles est dominé par le bruit de lecture et le fond de ciel. Ces bruits seront réduits en moyennant les images individuelles.

Seuls les deux détecteurs à 3.6 et 4.5  $\mu\text{m}$  fonctionnent toujours sur IRAC depuis l'épuisement de la réserve d'hélium liquide de Spitzer en 2009, date de début de la mission chaude. C'est durant la mission chaude que les observations de nos candidats furent menées. Les détecteurs à 5.8 et 8  $\mu\text{m}$  ne seront donc pas plus discutés ici.

14. Le terme français de qualité d'image n'étant virtuellement pas utilisé.

15. Étain-Antimoine

16. Silicène-Arsenic

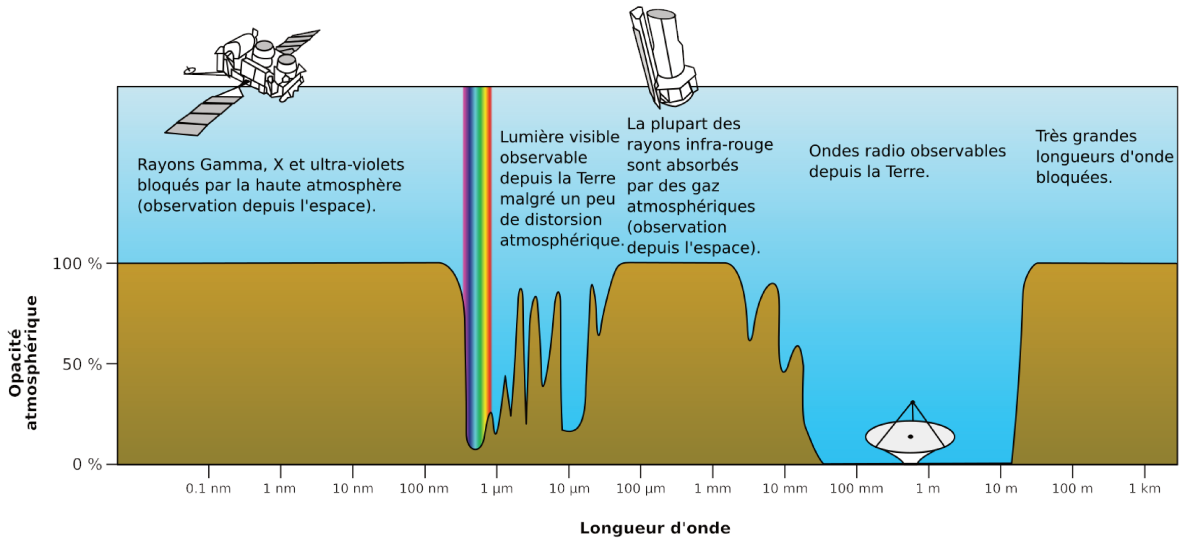


FIGURE 3.5 – Opacité de l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde d’observation. L’opacité est minimale dans les domaines visible, infrarouge proche et radio. En dehors de ces domaines, l’observation depuis le sol est impossible, et l’envoi de télescope spatiaux est nécessaire. (Image NASA).

Canal	Longueur d’onde effective ( $\mu\text{m}$ )	Largeur de bande ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda$ (Arcsecondes) <sup>a</sup>	Sensibilité ( $1\sigma, \mu\text{Jy}$ ) <sup>b</sup>
Ch1	3.550	0.750 (21%)	1.66/1.95	0.6/0.86
Ch2	4.493	1.015 (23%)	1.72/2.02	1.2/1.25

TABLE 3.1 – Quelques caractéristiques de la caméra IRAC. *a* : Largeur à mi-hauteur  $\Lambda$  pour les deux canaux à plus courtes longueurs d’IRAC (3.6 et  $4.5\mu\text{m}$ ). *b* : Sensibilité à  $1\sigma$ , pour 100s d’exposition. Le bruit de confusion n’est pas inclus dans cette estimation, et un modèle de fond de ciel de faible intensité est supposé. Les valeurs avant la barre oblique correspondent à la mission cryogénique, tandis que celles après correspondent à la mission chaude.

Les détecteurs d’IRAC ne sont pas des capteurs CCD, mais le principe de base reste le même (effet photo-électrique). La principale différence est le mode de lecture des électrons. Les détecteurs d’IRAC sont en effet équipés de circuits de lecture de type CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-conductor*).

Les détecteurs InSb ont une réponse quasi-linéaire jusqu’à saturation. Les surfaces détectrices comportent  $256 \times 256$  pixels, chacun ayant une taille angulaire de  $1.2'' \times 1.2''$ .

La largeur à mi-hauteur de la fonction d’étalement du point de IRAC vaut  $\sim 2''$  à  $3.6$  et  $4.5\mu\text{m}$ .

Le champ de vue d’IRAC est de  $5.2' \times 5.2'$ . Deux champs de vue adjacents de cette taille, dont les centres sont séparés de  $6.5'$  sont en réalité observés simultanément : un par les détecteurs à  $3.6$  et  $5.8\mu\text{m}$ , l’autre par ceux à  $4.5$  et  $8\mu\text{m}$ . Voir Fig. 2.17.

La caméra IRAC et ses principaux composants sont représentés Fig. 3.6. La transmission des deux filtres IRAC de plus courtes longueurs d’onde est représentée Fig. 3.1. Certaines caractéristiques de IRAC sont compilées Table. 3.1.

Le document de référence pour les observations avec IRAC est le *Spitzer/IRAC instrument handbook*<sup>17</sup> (IH).

17. [irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/irac/iracinstrumenthandbook/1/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/irac/iracinstrumenthandbook/1/)

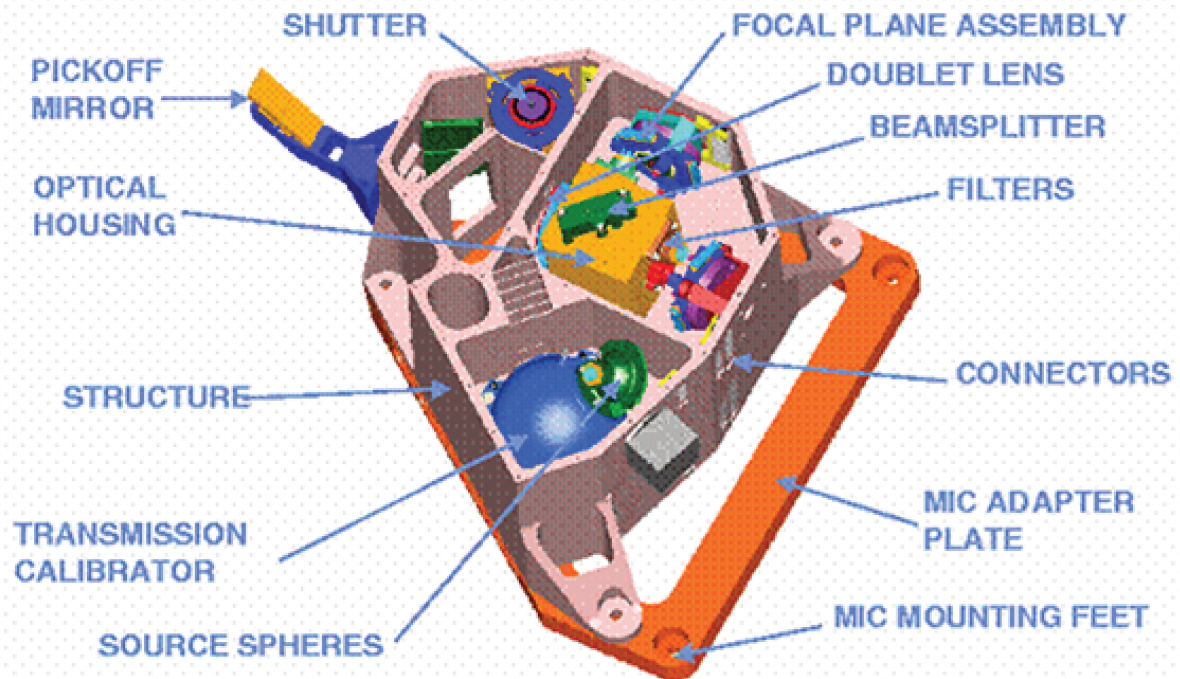


FIGURE 3.6 – Schéma de la caméra IRAC. La lumière est réfléchiée et entre dans l'instrument par deux ouvertures : une pour les canaux 1 et 3, une pour les canaux 2 et 4. La lumière entrant dans chaque ouverture est ensuite dispersée entre courte (canaux 1 et 2) et grande longueur d'onde (canaux 3 et 4) à l'aide du *beamsplitter*, avant d'être envoyée sur les détecteurs. Tiré du IRAC Instrument Handbook

### 3.3 Traitement des images Spitzer/IRAC par le SSC

Spitzer est administré par le Spitzer Science Center (SSC), qui est chargé d'envoyer les commandes au télescope, de recevoir les données brutes et d'appliquer un traitement à ces données afin de produire des images utilisables à des fins scientifiques. L'ensemble des étapes menant à la production de ces images nettoyées des contaminants instrumentaux et astrophysiques est nommée *pipeline*. Avant de détailler ces étapes, il est important de spécifier le vocabulaire des observations avec IRAC (IH, Sect. 1.2).

Un AOT (*Astronomical Operation Template*) est une liste de paramètres pour un mode d'observation avec Spitzer. Ces paramètres spécifient entre autres le temps d'exposition et la stratégie d'observation (IH, Sect. 3.).

Une AOR (*Astronomical Observation Request*) est un AOT avec tous les paramètres spécifiés. Une AOR sera souvent désigné comme simplement "une observation". Chaque AOR comporte plusieurs "*single frame exposures*", qui seront combinées pour former l'image finale. Ces "*single frame exposures*" sont appelées dans le cas de Spitzer des *Data Collection Events* (DCE).

Le pipeline développé par le SSC a pour objectif de produire des données calibrées en flux (Niveaux 1 et 2) à partir des données brutes (Niveau 0). Les données en sortie de pipeline ont aussi été nettoyées de tous les effets instrumentaux. Ce pipeline est présenté au chapitre 5 du IRAC instrument Handbook, et résumé ici. La figure 3.7 en schématise les différentes étapes. Toutes ces étapes ne seront pas abordées ici, et le diagramme a pour principal objectif de souligner la complexité de ce pipeline.

### 3.3.1 Données mises à disposition

Le SSC met à disposition plusieurs types de données après les observations et leur traitement, classées par niveau (IH, Sect. 1.2 et Sect. 6) :

- Niveau 0 : Données brutes en sortie de l'instrument. (DCE)
- Niveau 1 : *Basic Calibrated Data* (BCD). Données en sortie du pipeline. Les données brutes sont traitées de façon automatique afin de produire des images utilisables pour un but scientifique. (IH, Sect. 5.).
- Niveau 2 : *Post-Basic Calibrated Data* (PBCD). Il s'agit de la combinaison des BCD de l'AOR. (IH, Sect. 5&8.)

Ce sont les données de niveau 2 (PBCD) qui seront le point de départ de mon analyse.

Toutes ces données sont archivées sur le Spitzer Heritage Archive<sup>18</sup>. Ces images sont fournies au format FITS. Les *headers* de ces fichiers contiennent notamment des informations sur le pointage du télescope, le mode d'observation, des indications sur le fonctionnement du télescope, et sur le déroulement des étapes du pipeline.

Notons aussi que Spitzer met à disposition des cartes de couverture spatiale, qui indiquent effectivement le temps durant lequel chaque pixel a été observé, et qui seront utilisées comme carte de poids lors de l'extraction de sources. Voir Sect. 4.2.

### 3.3.2 Calibration des données brutes

**Skydarks et flatsfields** Le SSC effectue régulièrement des observations d'objets astronomiques servant à calibrer les données. Notamment, des images de *skydark* et *flatfield* (Voir Sect. 3.1.6) sont obtenues plusieurs fois par campagne (Sect. 4, IH).

L'obtention des images de *dark* avec Spitzer se fait de façon différente par rapport à ce qui est généralement fait au sol. Le choix fut en effet fait de ne pas fermer l'obscureur en vol, de crainte de ne pouvoir le rouvrir. Des images de *skydarks* sont donc obtenues, au moins au début et à la fin de chaque campagne, en observant une zone du ciel au pôle nord de l'écliptique. Les sources sont exclues des données pour former une image du fond de ciel uniforme. Cette image contient le biais et le courant d'obscurité. Cette image est alors soustraite à l'image produite par le pipeline, ces deux composantes de bruits étant alors éliminées, en plus d'une partie du fond de ciel. L'impossibilité de fermer l'obscureur en vol limite la capacité de IRAC à estimer le fond de ciel. Le SSC inclut un modèle du fond de ciel afin de pallier à cette déficience, basé sur les données du satellite COBE.

Des images de *flatfield* sont obtenues en observant des régions du plan de l'écliptique telles que l'illumination est la même sur chaque pixel, afin de pouvoir attribuer la variation pixel à pixel aux effets instrumentaux seuls. Une image de *skydark* est alors soustraite pour former le *flatfield*. Les changements pixels à pixels sont de l'ordre de 1 – 2% pour les détecteurs à 3.6 et 4.5 $\mu$ m, et aucun changement n'a été observé lors du passage de la mission cryogénique à la mission chaude.

**Calibration en flux** Des étoiles prises comme standards sont observées lors de chaque campagne instrumentale, qui procurent une calibration du flux absolu (IH, Sect. 4.3). Ces étoiles sont observées plusieurs fois par campagne afin de surveiller les variations de cette calibration. Ces étoiles sont par ailleurs observables à tout moment si nécessaire. Les variations de courte période sont inspectées par l'observation d'une telle étoile toutes les 12h.

La calibration de flux absolu est précise à 3% (l'incertitude dominante étant sur les modèles), mais seulement après une série d'étapes nécessaires pour supprimer les effets systématiques. Si ces étapes ne

18. [irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/spitzerdataarchives/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/spitzerdataarchives/)

sont pas effectuées, la photométrie sera affectée d'une incertitude de 10%. La calibration apparaît stable au cours du temps.

Après cette calibration et l'application d'une correction supplémentaire (*Color-Correction* (IH, Sect. 4.4), les mosaïques PBCD fournies par le SSC sont exprimées en brillance de surface, en MJy.sr<sup>-1</sup>.

**Pointage** La précision astrométrique de IRAC est initialement estimée à 0.5". Afin d'améliorer la qualité du pointage, les positions des étoiles détectées dans les observations sont corrélées avec le catalogue 2MASS. Ce raffinement améliore la qualité du pointage à < 0.3" et supprime tout effet systématique. (IH, Sect. 8.1.1)

### 3.3.3 Effets instrumentaux et astrophysiques

**Muxbleed** Les détecteurs à 3.6 et 4.5 μm sont affectés d'un effet nommé *muxbleed*. Lorsqu'une colonne de pixels contenant une source brillante est lue, il faut un temps important pour que l'électronique retourne à son état initial. Ceci mène à une augmentation artificielle du flux des pixels dans la colonne lue : le flux n'est pas empruntée à la source, et doit être enlevé, ce qui est effectué par le pipeline (IH, Sect. 5.1.11).

**Rayons cosmiques** Les rayons cosmiques sont des particules chargées (à 86% des protons), dont les origines peuvent être multiples<sup>19</sup>, qui vont venir frapper les pixels de la caméra, déposer leur énergie, et ainsi fausser la mesure. L'influence de ces particules peut être désastreuses pour les observations scientifiques, et rendre les données obtenues inutilisables. Durant une tempête solaire survenue en janvier 2005, le flux important de protons solaires a rendu inutilisables plusieurs heures de données. Voir Fig. 7.23 du IH.

Afin de repérer les pixels ayant été frappés par un rayon cosmique dans chaque image individuelle, un filtre médian est appliqué. L'image filtrée est soustraite à l'image initiale, et les pixels au-delà d'un certain seuil sont masqués. (IH, Sect. 5.1.18)

**Stray light** On désigne sous le nom de *Stray light* (en français lumière parasite)<sup>20</sup> toute lumière observée non prévue lors du design de l'instrument. Il peut s'agir de lumière de la source ayant pris des chemins optiques secondaires, ou émise par une autre source. Les origines de cette lumière parasite sont nombreuses (défauts dans les miroirs, défauts dans les lentilles, réflexions sur la carcasse de l'instrument, fuites de lumière...).

Le pipeline du SSC traite la lumière parasite due aux étoiles brillantes dans le champ de vue ou hors du champ de vue. Le catalogue de sources 2MASS est examiné afin de rechercher les sources brillantes potentiellement capables de produire de la lumière diffusée. Les aires affectées par cette lumière diffusée sont ensuite identifiées, et ne seront pas utilisées lors de combinaison des BCD afin de produire les mosaïques PBCD.

### 3.3.4 Coaddition des image individuelles

Les mosaïques PBCD sont créées par co-addition des images BCD. Les images BCD sont reconstruites sur un champ de vue plus grand, et moyennées afin d'augmenter le RSB. Les pixels ayant des valeurs aberrantes sont rejetés. Les pixels morts ou défectueux ne sont pas pris en compte lors de ce processus, et les rayons cosmiques ont été pris en compte auparavant. La taille angulaire des pixels des mosaïques PBCD est de 0.6" × 0.6" (IH, Sect. 8.1.6). Je rappelle que ces mosaïques sont en unités de MJy.sr<sup>-1</sup>. Elles constituent le point départ de mon étude.

19. Soleil, AGN, Supernovæ, pulsars,...

20. Littéralement lumière vagabonde

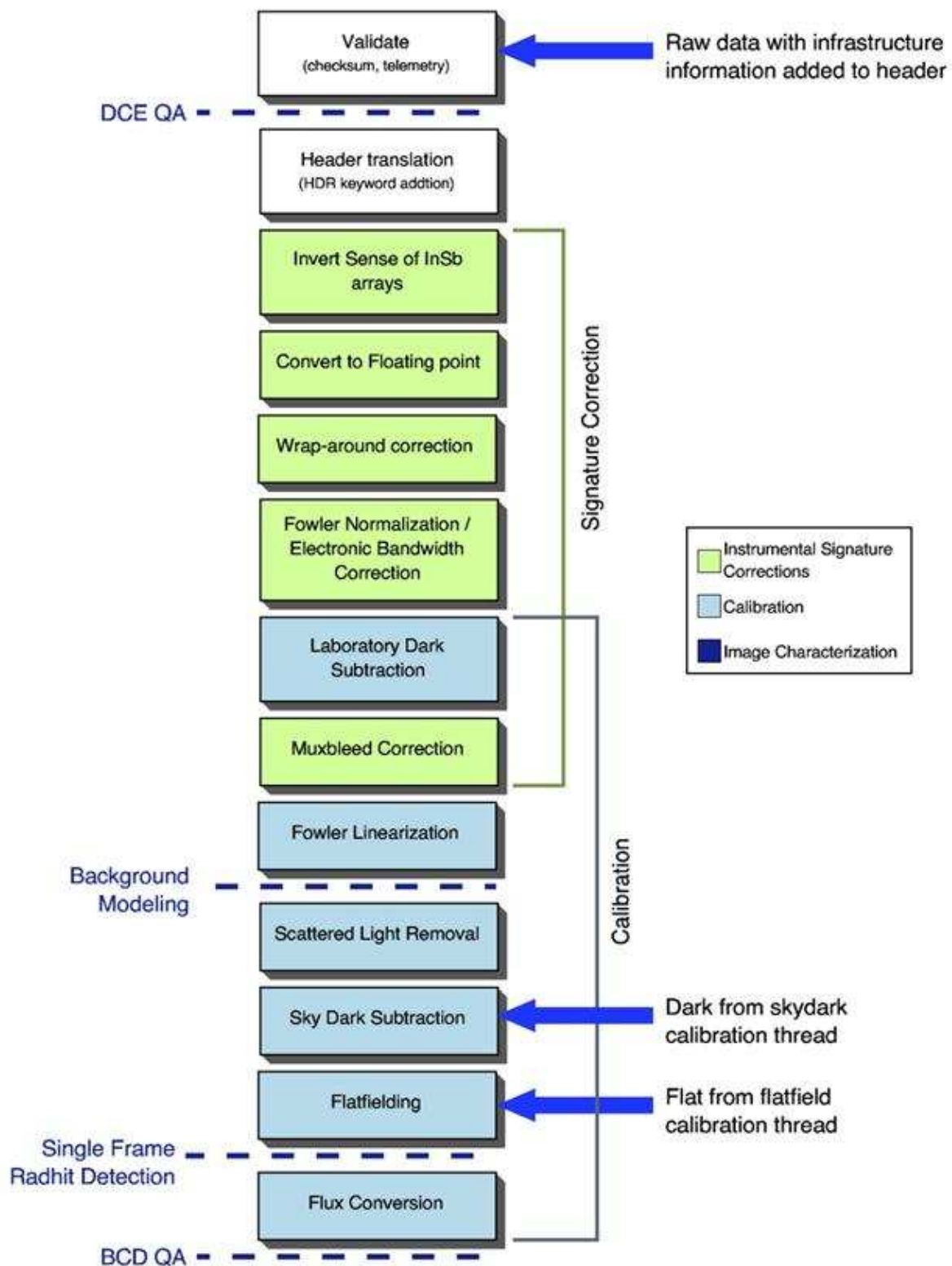


FIGURE 3.7 – Diagramme schématisant les différentes étapes du pipeline du SSC pour fournir les mosaïques BCD. Tiré du IRAC Instrument handbook



## Chapitre 4

# SExtractor et les champs SPHerIC : détection de sources dans les images Spitzer/IRAC

Afin de pouvoir extraire l'information sur les galaxies de l'échantillon SPHerIC à partir des images prises par la caméra IRAC du télescope Spitzer, il est d'abord nécessaire d'identifier les sources dans ces images, et de construire un catalogue des sources détectées, c'est-à-dire une liste de positions et de propriétés associées<sup>1</sup>. Une fois les sources détectées, leurs propriétés sont quantifiées (en position, flux, etc..) pour finalement constituer le catalogue de sources présentes dans l'image. Une fois ce catalogue en main, il est nécessaire de le qualifier et le valider. On se pose alors les questions suivantes : Vois-je toutes les sources à un flux donné ? Quelle est l'incertitude sur l'estimation de mes flux ? Quelle est l'incertitude sur la position de mes objets ? Quelle est la proportion de fausses détections ? C'est seulement une fois que ces questions auront trouvé des réponses que des conclusions solides sur les objets observés pourront être tirées, la construction de catalogues validés étant la première étape nécessaire à la caractérisation des structures de l'échantillon SPHerIC.

Ce chapitre est organisé comme suit. Dans un premier temps, je présenterai le logiciel SExtractor, qui est un logiciel libre de détection automatique de sources. Je présenterai comment j'ai utilisé ce logiciel pour générer les catalogues de sources de l'échantillon SPHerIC, avant de décrire les tests que j'ai mis en place pour valider ces catalogues. J'introduirai ensuite les outils que j'ai utilisés pour obtenir des estimations de densité surfacique de sources, indispensables à l'identification de structures. La dernière section sera consacrée aux différentes données ancillaires utilisées à des fins de comparaison.

### 4.1 Le logiciel SExtractor

#### 4.1.1 Présentation

La génération de catalogues de sources est réalisée ici à l'aide du logiciel Source Extractor (BERTIN et ARNOUITS, 1996), généralement abrégé SExtractor, qui est un logiciel libre de détection automatique de sources dans les images astronomiques<sup>2</sup>. SExtractor prendra en entrée une image et un jeu de paramètres pour générer un catalogue de sources présentes dans l'image.

SExtractor possède de nombreux avantages. Sa rapidité d'exécution, sa capacité à traiter de grands champs et de grands volumes de données<sup>3</sup>, ainsi que le fait qu'il soit très largement paramétrable en font un des logiciels de détection de sources les plus utilisés<sup>4</sup>. SExtractor offre aussi la possibilité d'effectuer

1. Suivant les informations accessibles, un catalogue contiendra les flux des objets, leurs redshifts, leurs morphologies, etc... ainsi que des informations relatives à l'extraction de ces objets.

2. C'est-à-dire mathématiquement des matrices à deux dimensions.

3. SExtractor été initialement conçu pour traiter les images de la caméra MEGACAM du CFHT dont le champ de vue couvre 1 deg<sup>2</sup>.

4. 5268 citations sur l'ADS.

la détection des sources dans une image et la photométrie dans une autre (*dual mode*). Ce dernier point me sera d'un intérêt tout particulier. En effet, cherchant des objets rouges dans les images prises par IRAC (Voir Sect. 5.1), une détection dans les deux bandes d'IRAC n'est pas requise : une détection unique à la longueur d'onde la plus grande permet de contraindre la couleur de la source. L'autre intérêt de ce mode est que la photométrie est faite pixel-à-pixel, de telle sorte que l'estimation des couleurs des sources s'en trouve facilitée. Notons que l'utilisation de ce mode n'est possible que si les deux images possèdent les mêmes dimensions et la même taille de pixel.

Parmi les inconvénients du logiciel, on notera une documentation incomplète, et une classification étoile/galaxie très limitée.

Rappelons enfin que SExtractor acceptera virtuellement n'importe quel jeu de paramètres en entrée, y compris ceux donnant les résultats les plus absurdes. Afin d'enjoindre ses utilisateurs à être vigilants lors de son utilisation, Dr. Berne Holwerda, auteur de l'excellent guide *Source Extractor for Dummies* (HOLWERDA, 2005), cite ainsi Charles Babbage :

*"On two occasions, I have been asked [by members of Parliament], 'Pray, Mr. Babbage, if you put into the machine wrong figures, will the right answers come out?' I am not able to rightly apprehend the kind of confusion of ideas that could provoke such a question."*

### 4.1.2 Fonctionnement

Afin d'extraire les sources d'une image astronomique, SExtractor procède en deux temps.

Dans un premier temps, le fond de ciel de l'image est estimé, ainsi que l'incertitude sur cette estimation. Dans un deuxième temps, le fond de ciel est soustrait à l'image, et les sources sont détectées, triées et séparées si nécessaire, et leurs propriétés mesurées. Les différentes étapes effectuées par SExtractor peuvent être résumées ainsi :

1. Estimation de la valeur du fond locale et de son incertitude
2. Soustraction du fond dans l'image
3. Filtrage (Optionnel)
4. Seuil : détection d'objets
5. Séparation des sources
6. Astrométrie, morphologie
7. Photométrie
8. Génération du catalogue

Ceci est résumé schématiquement Fig. 4.1, et l'intégralité du processus effectué par SExtractor est schématisé Fig. 4.2.

Je détaille dans la suite certaines des étapes essentielles, ainsi que certains des paramètres affectant le fonctionnement de SExtractor, dont la compréhension est nécessaire afin d'être capable de porter un jugement sur le catalogue en sortie. Une description plus complète pourra être trouvée dans la documentation officielle<sup>5</sup> ou dans HOLWERDA, 2005.

#### Estimation du fond de ciel

La valeur de chaque pixel des objets d'intérêts est la somme du signal étudié et du fond de ciel local (Voir Sect. 3.1.5). La détection d'objets passe donc par la séparation de ces deux composantes.

Le fond de ciel est donc estimé en chaque point de l'image pour construire une carte du fond de ciel, ainsi que la carte d'incertitude associée. La carte du fond de ciel sera soustraite à l'image afin de séparer les deux composantes, alors que la deuxième servira à l'estimation des erreurs photométriques. Comme le fait remarquer Emmanuel Bertin, une telle carte du fond de ciel devrait être construite pour *chaque*

5. [www.astromatic.net/software/sextractor](http://www.astromatic.net/software/sextractor)

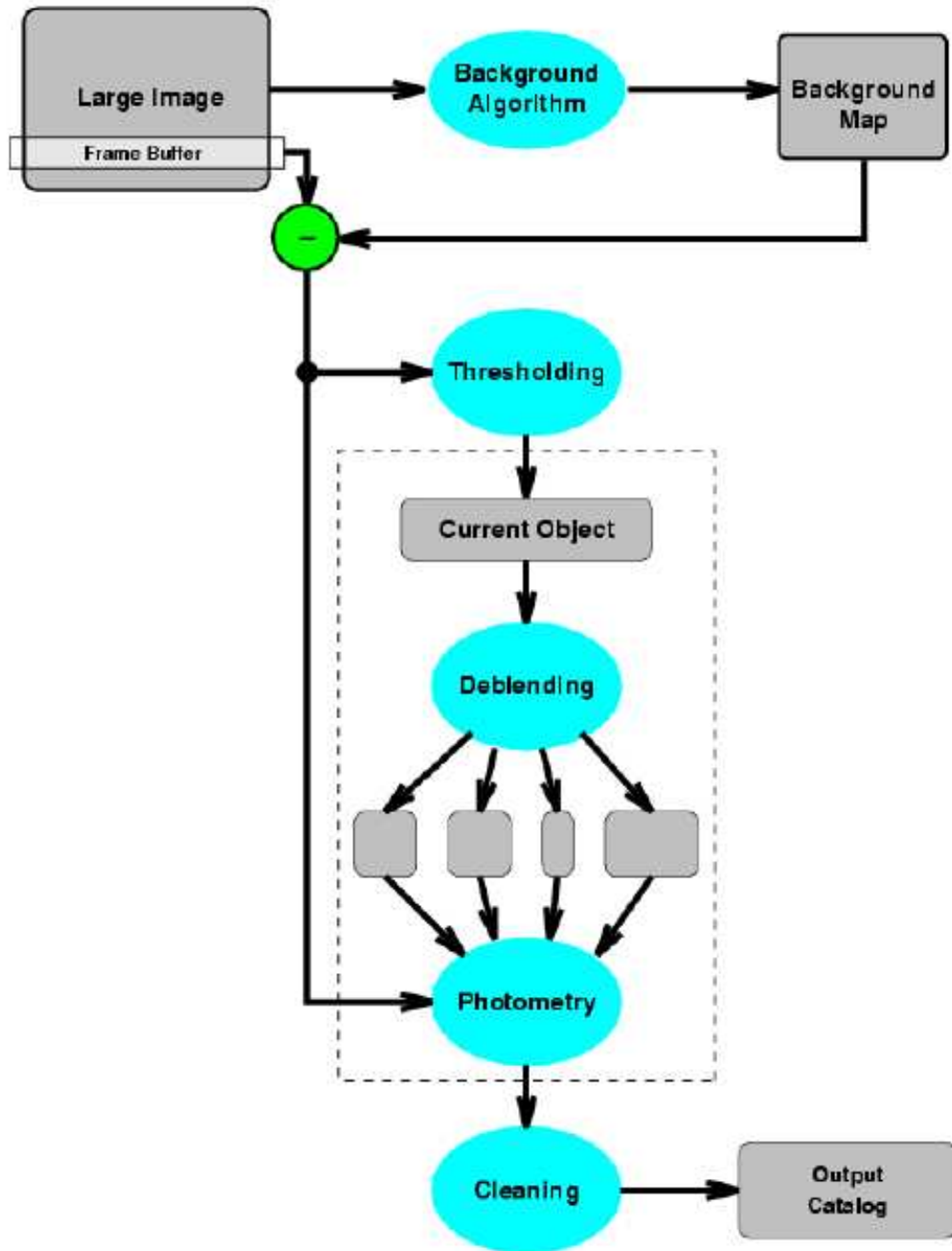


FIGURE 4.1 – Résumé des principales étapes de SExtractor. L'image en entrée est indiquée en haut à gauche. Les bulles bleues correspondent aux différentes étapes, les carrés gris aux objets. Tiré de HOLWERDA, 2005.

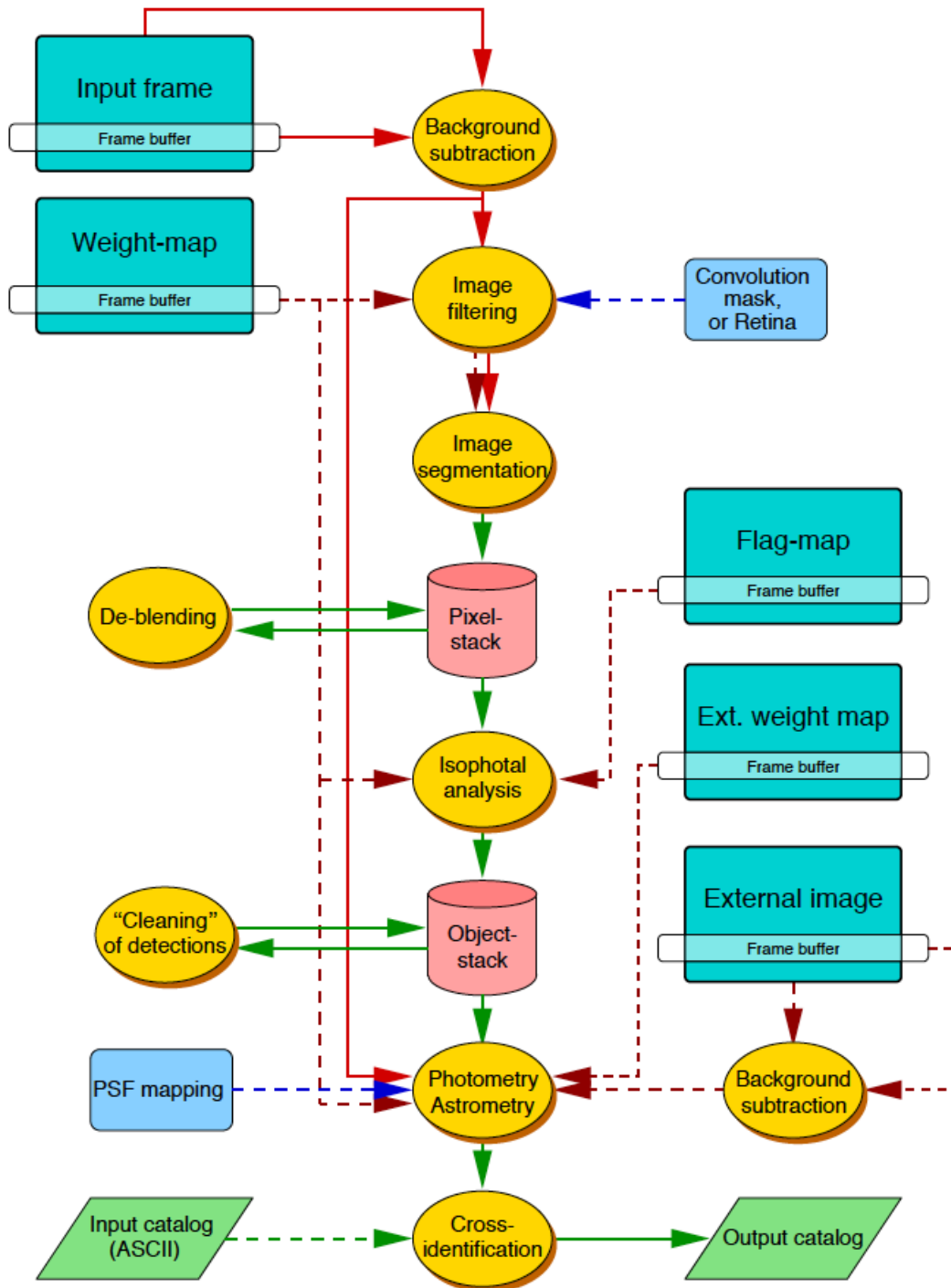


FIGURE 4.2 – Détails de toutes les opérations effectuées par SExtractor. Toutes ces étapes ne seront pas détaillées dans ce manuscrit. Tiré de la documentation officielle.

objet, cependant une telle approche est difficilement menable sans être trop préjudiciable au temps de calcul. Ainsi on supposera que chaque objet peut être considéré comme suffisamment loin de chaque autre pour ne pas biaiser significativement l'estimation du fond.

Afin de construire cette carte du fond de ciel, l'image est découpée en différentes parties de taille indiquée par le paramètre `BACK_SIZE`, en pixels de l'image initiale. Dans une surface de taille `BACK_SIZE` pixels, la moyenne  $\mu$  et l'écart type  $\sigma$  de la distribution des valeurs des pixels est calculée. À l'aide d'une méthode de type *sigma-clipping*, les valeurs les plus extrêmes sont rejetées, et la moyenne et l'écart-type de la distribution recalculés. Ce processus est répété jusqu'à ce que les valeurs des pixels tombent dans l'intervalle  $\mu \pm 3\sigma$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  étant la moyenne et l'écart type calculés lors de la dernière itération. Dans le cas où  $\sigma$  a changé de plus de 20% lors d'une itération, le champ est considéré comme dense. La valeur du fond de ciel  $V_{\text{BACK}}$  dans cette surface vaut alors :

$$V_{\text{BACK}} = \begin{cases} 2.5m - 1.5\mu & \text{si le champ est dense} \\ \mu & \text{sinon} \end{cases}$$

où  $m$  est la médiane de la distribution des valeurs des pixels après la procédure de sigma-clipping. Il est ensuite possible de filtrer cette carte de fond, afin notamment de supprimer la contamination locale possible due aux étoiles très brillantes. La carte de fond estimée est ensuite interpolée à la résolution de la carte initiale.

Le choix de `BACK_SIZE` est donc important : une valeur trop faible entraînera une contamination de la valeur de fond de ciel par les objets de l'image et une sensibilité accrue aux fluctuations statistiques, une valeur trop importante entraînera une perte de variations à petites échelles du fond de ciel.

À noter que la valeur du fond du ciel peut être indiquée par l'utilisateur à l'aide du paramètre `BACK_VALUE` et en changeant la valeur de `BACK_TYPE` de `AUTO` à `MANUAL`. Ce mode ne sera pas utilisé ici.

### Détection de sources

La majorité des sources de l'image pouvant être considérées comme ponctuelles, la connaissance parfaite de la PSF devrait en principe pouvoir simplifier le problème de la détection de sources en un problème de détection de formes. Cependant la présence de bruit dans l'image, qui dépend des propriétés locales, et la difficulté de séparer des sources spatialement proches, complexifient le problème. L'approche adoptée par SExtractor est donc plus pédestre<sup>6</sup>. Les sources sont détectées dans les images en tant qu'ensemble de pixels, où la valeur de chacun de ces pixels dépasse une valeur seuil. La principale difficulté réside alors dans l'estimation de cette valeur seuil, qui est directement dépendante des différents bruits affectant le signal.

Cette valeur seuil est fixée par l'utilisateur à l'aide du paramètre `DETECT_THRESH`. Ce paramètre peut être fixé de façon relative ou absolue.

Dans le premier cas, un pixel est considéré comme au dessus du seuil si sa valeur  $V$  respecte :

$$V > V_{\text{BACK}} + n \times \sigma_{\text{BACK}}$$

où  $\mu_{\text{BACK}}$  est la valeur du fond locale (Voir paragraphe précédent),  $\sigma_{\text{BACK}}$  la déviation standard du fond, et  $n$  le nombre de déviations standard.  $n$  est le seul paramètre contrôlé par l'utilisateur,  $V_{\text{BACK}}$  et  $\sigma_{\text{BACK}}$  étant déterminés par SExtractor.

Si le seuil est déterminé de façon absolue, deux valeurs doivent être indiquées par l'utilisateur : la valeur seuil  $M_S$  en  $\text{mag.arcsec}^{-2}$ , et le point zéro de l'image  $M_0$  (qui permet de convertir l'image en unités de  $\text{mag.arcsec}^{-2}$ ). Ainsi notre pixel de valeur  $V$  est au dessus du seuil s'il respecte

$$V > V_{\text{BACK}} + 10^{-0.4(M_S - M_0)}$$

---

6. Aux dires de l'auteur.

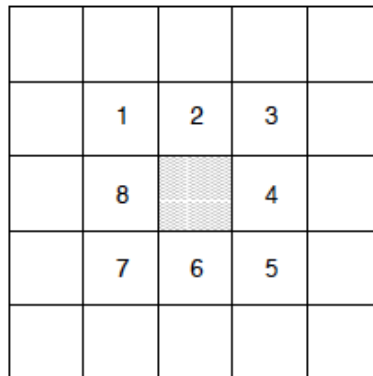


FIGURE 4.3 – Les 8 pixels numérotés sont considérés comme voisins du pixel grisé. Tiré de HOLWERDA, 2005.

Le choix du seuil est donc la responsabilité de l'utilisateur, et devra être choisi pour servir son but. Dans le cas de grands relevés cherchant à déterminer des propriétés statistiques sur les objets observés, il sera important de veiller à ce que l'échantillon ne soit pas contaminé trop significativement par des fausses détections. Un seuil de détection élevé pourra alors être fixé. Dans le cas d'une observation avec un *a priori* important, l'observateur dans l'expectative pourra se permettre un seuil de détection plus faible (Voir aussi Sect. 4.3.4). Nos observations possédant un prior important aux positions des sources SPIRE, c'est cette deuxième stratégie que j'adopterai. Voir Sect. 4.2.

Le paramètre `DETECT_MINAREA` permet de contrôler la surface minimale que doit avoir une source, c'est à dire le nombre de pixels au-delà de la valeur seuil. Ce paramètre peut servir à détecter les sources les plus brillantes, ou étendues, mais augmente surtout la fiabilité des détections : une détection sur un ou deux pixels est plus facilement affectée par les rayons cosmiques ou un défaut de pixel qu'une détection sur 5 pixels. SExtractor cherchera donc des groupes de pixels connectés<sup>7</sup> au-dessus de la valeur seuil, dont la taille totale en pixels dépasse `DETECT_MINAREA`.

Notons qu'il est aussi possible de spécifier une taille maximale à l'aide du paramètre `DETECT_MAXAREA`, ceci afin d'écarter les sources les plus brillantes et/ou étendues.

## Filtrage

Avant de s'appliquer à rechercher ces groupes de pixels dépassant le seuil dans l'image (les futures sources du catalogue), le choix peut être fait d'appliquer un filtre de détection, *i.e.* une convolution avec un noyau, ceci afin de maximiser la détection de sources de faible flux. N'appliquant pas un tel filtrage (Voir 4.2), ce processus ne sera pas détaillé ici, et j'en réfère à la documentation.

## Séparation de sources

Après cette première extraction d'objets, SExtractor va chercher à identifier les groupes de pixels où plusieurs sources sont présentes, et dont les lumières se mélangent (*In english : blended*).

Pour réaliser cette séparation de sources (*In english : deblending*), SExtractor va d'abord construire un profil d'intensité à deux dimensions de chaque source à travers l'utilisation d'un processus de seuils

7. 8 voisins potentiels par pixel, sur les côtés et aux angles ; Voir Fig. 4.3.

multiples : chaque source détectée est ainsi échantillonnée sur  $N$  niveaux espacés exponentiellement, la valeur de  $N$  étant indiquée à l'aide du paramètre `DEBLEND_NTHRESH`.

Ensuite, les pics secondaires avec un contraste suffisant sont extraits. Le contraste  $\delta_c$  est défini comme le rapport entre l'intensité de la source secondaire par rapport à l'intensité totale de l'objet composite.

Cette valeur est spécifiée par l'utilisateur à l'aide du paramètre `DEBLEND_MINCONT`. Un contraste de 1 signifie qu'aucune séparation n'est effectuée, un contraste de 0 signifiera que tous les pics secondaires, y compris les moins significatifs, seront extraits en tant que sources séparées. La documentation indique que le choix de  $\delta_c = 0.005$  (valeur par défaut) devrait permettre de séparer des objets ayant une différence d'intensité inférieure à 6 magnitudes.

Cette séparation de sources échouera lorsque les deux sources sont trop proches les unes des autres (typiquement à une distance angulaire inférieure à la largeur à mi-hauteur de la PSF).

### Cartes de poids

Une autre point fort de SExtractor est la possibilité d'utiliser des *cartes de poids*.

Suivant la géométrie du détecteur, ou la stratégie d'observation choisie, les propriétés du bruit peuvent varier de façon importante d'un bout à l'autre de l'image. Une carte de poids est simplement une carte de mêmes dimensions que l'image à traiter, avec chaque valeur de pixel encodant l'intensité du bruit à la position du pixel. L'utilisation de cartes de poids permet d'écarter les pixels trop bruités lors de l'estimation du fond, d'adapter la valeur du seuil en fonction du niveau de bruit et d'estimer les incertitudes affectant les différentes propriétés mesurées, et notamment les erreurs photométriques.

SExtractor accepte plusieurs types de carte de poids en entrée, indiqué par le paramètre `WEIGHT_TYPE`. Ce paramètre peut prendre les valeurs `BACKGROUND`, `MAP_RMS`, `MAP_VAR`, `MAP_WEIGHT`. En mode `BACKGROUND`, la carte de poids utilisée est directement créée à partir de l'image : il s'agit de la carte de déviation standard du fond du ciel. En mode `MAP_RMS`, la carte de poids doit contenir des valeurs en unités de déviations standards. Le mode `MAP_VAR` attendra une carte en unités de variance. Enfin, le mode `MAP_WEIGHT` prendra en entrée une carte de poids relatifs, et la variance est calculée comme :  $\text{variance} \propto \frac{1}{\text{poids}}$ .

C'est ce dernier mode qui sera utilisé pour l'extraction de sources dans les images IRAC des champs SPHERIC, le SSC mettant à disposition des cartes de couverture par le télescope. Voir Sect. 4.2 et 3.3.1.

### Photométrie

Une fois les sources détectées et séparées, leurs flux sont mesurés. Ceci peut se faire de plusieurs façons. SExtractor propose en effet plusieurs estimations de flux pour chaque source du catalogue : Isophotal, Isophotal corrigé, automatique et fixe.

- Le flux `ISO` d'un objet est simplement la somme des flux par pixel de tous les pixels étant identifiés comme appartenant à la source.
- Le flux `ISO_COR` prend en compte le fait que les frontières de chaque source ne sont pas clairement définies, et une partie du flux ne sera pas contenue dans les pixels identifiés comme appartenant à une source. SExtractor est capable de calculer une correction (grossière) à appliquer au flux isophotal.
- Le flux `AUTO` mesure le flux dans une ellipse dont les rayons sont adaptés à chaque source (Rayon de Kron, voir KRON, 1980)
- Le flux `APER` effectue la photométrie d'ouverture dans un cercle de rayon spécifié par l'utilisateur. Voir Sect. 3.1.3.

Les différences surfaces dans lesquelles le flux peut être mesuré par SExtractor sont représentées Fig.

4.4.

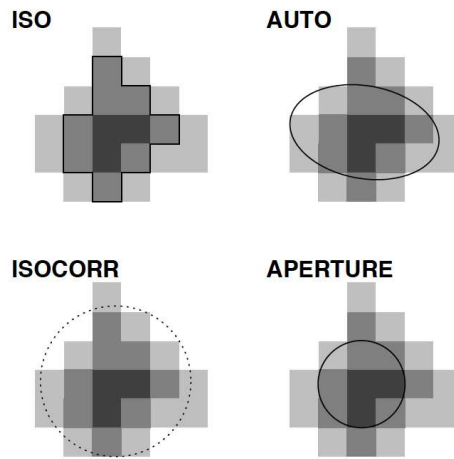


FIGURE 4.4 – Représentation schématique des différentes surfaces dans lesquelles le flux d'une source peut être estimé par SExtractor. Tiré de HOLWERDA, 2005.

*A priori*, le flux automatique utilise une surface adaptée à chaque source, et devrait constituer le meilleur choix. Cependant, dans la pratique, ce n'est pas toujours le cas. Lors de l'estimation de couleurs de sources notamment, il est plus pratique d'utiliser la même ouverture, afin de comparer deux quantités comparables.

Dans la suite de ces travaux, seule la photométrie dans des ouvertures circulaires fixes sera utilisée.

### Erreurs photométriques

Une erreur photométrique  $\Delta F$  est aussi calculée pour chaque estimation de flux  $F$  de la façon suivante :

$$\Delta F = \sqrt{A\sigma^2 + \frac{F}{G}} \quad (4.1)$$

avec  $A$  l'aire en pixels dans laquelle le flux  $F$  en ADU est mesuré,  $\sigma$  la déviation standard du fond de ciel, et  $G$  le gain instrumental. Le gain instrumental est le facteur de conversion entre le nombre d'électrons reçus et le nombre d'ADU.

Cependant, le paramètre `GAIN` attendu par SExtractor n'est pas directement le gain instrumental, mais un gain effectif, dépendant de la stratégie d'observation et de réduction des données.

Dans le cas de nos observations avec IRAC le gain effectif  $G_{\text{SEx}}$  à indiquer à SExtractor vaut :

$$G_{\text{SEx}} = \frac{G_{\text{IRAC}} \times t_{\text{exp}} \times N_{\text{BCD}}}{C} \quad (4.2)$$

avec  $G_{\text{IRAC}}$  le gain instrumental d'IRAC,  $t_{\text{exp}}$  le temps d'exposition par exposition en secondes,  $N_{\text{BCD}}$  le nombre d'expositions utilisées pour générer l'image finale (Voir Sect. 3.3) et  $C$  le facteur de conversion permettant de passer à une mesure en  $\text{ADU} \cdot \text{s}^{-1}$  aux unités de l'image finale (ici,  $\text{MJy} \cdot \text{sr}^{-1}$ ). Dans le cas de nos images, ceci donne une valeur de gain de 66334.2 pour le détecteur à  $3.6 \mu\text{m}$ , et de 58673.0 pour le détecteur à  $4.5 \mu\text{m}$ .

### Cartes de segmentation

SExtractor est capable de retourner des images de vérification en plus du catalogue de sources. Ces images de vérification incluent par exemple une carte de l'estimation du fond, une carte permettant de visualiser les ouvertures utilisées et une carte dite de segmentation. Les pixels de cette dernière carte prennent comme valeur l'identifiant de la source dans le catalogue, ou une valeur nulle s'il s'agit du



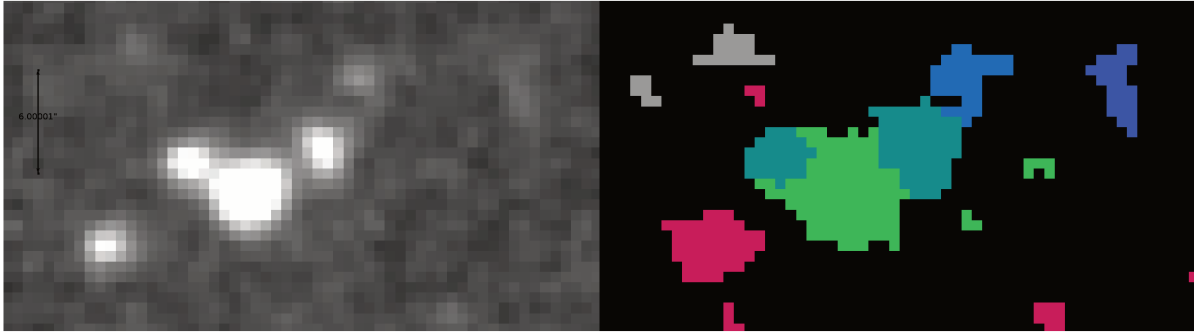


FIGURE 4.5 – *Gauche* : Mosaïque à  $4.5\mu\text{m}$  de sources autour d’un candidat de l’échantillon SPHerIC. *Droite* : Carte de segmentation retournée par SExtractor. Les couleurs correspondent à des sources différentes. Les sources détectées par SExtractor sont clairement identifiables.

pixel appartenant au fond de ciel. Ces cartes s’avèrent extrêmement pratiques pour identifier les pixels du fond et les pixels correspondant à une source. Un exemple est représenté Fig. 4.5.

## 4.2 Génération des catalogues de sources dans les champs SPHerIC

### 4.2.1 Stratégie d’extraction et paramètres SExtractor

Les catalogues de sources présentes dans les images IRAC des 90 champs SPHerIC sont donc générés avec SExtractor. Puisque les sources d’intérêt seront les sources rouges (Voir Sect. 5.1), seule une détection dans la bande à  $4.5\mu\text{m}$  sera requise. Le *dual mode* de SExtractor est donc utilisé : la détection de sources se fait dans l’image à  $4.5\mu\text{m}$ , et la photométrie est effectuée dans les deux images à 3.6 et  $4.5\mu\text{m}$  aux positions des sources détectées à  $4.5\mu\text{m}$ . Je rappelle que l’utilisation de ce mode facilite aussi l’estimation des couleurs, puisque la photométrie est faite pixel à pixel<sup>8</sup>.

Lors de l’utilisation de SExtractor, les paramètres de LACY et al., 2005 sont utilisés. Ces paramètres sont optimisés pour la détection de sources de faible flux dans les images IRAC. Le fichier de configuration utilisé par SExtractor est visible en appendice A. Les paramètres essentiels sont donnés ici.

Le seuil de détection est fixé de façon relative à  $2\sigma$ . La surface minimale de détection est fixée à 3 pixels. Le contraste de séparation de sources est fixé à  $\delta_c = 0.0001$ . Le choix est fait de ne pas appliquer de filtre lors de la détection de sources. Il est en effet attendu que nos champs contiennent des surdensités de sources importantes. Dans un tel cas, le bruit de confusion devient dominant (Voir Sect. 3.1.5), et le filtrage diminue le contraste entre les objets, rendant plus difficile la séparation des sources.

Ces choix sont faits afin de détecter les sources de faibles flux, et manquer un minimum de sources réelles, et car il existe un prior important aux positions des sources SPIRE.

Les cartes de couverture spatiale fournies par le SSC (Voir Sect. 3.3) sont utilisées comme cartes de poids. Puisque les deux détecteurs à 3.6 et  $4.5\mu\text{m}$  ne couvrent pas le même champ de vue, ces cartes sont masquées afin de ne contenir que les pixels observés par les deux détecteurs. Voir Fig. 2.17.

La photométrie des sources est effectuée dans des ouvertures circulaires de rayon angulaire  $r_{\text{aper}} = 2''$ . Le choix de ce rayon est justifié Sect. 4.2.2. La détermination des corrections d’ouverture à appliquer aux

8. L’alignement relatif entre les deux images IRAC des champs SPHerIC a été vérifié comme étant meilleur que 0.2pix.

estimations de flux données par SExtractor est déterminée à partir des courbes de croissances de la PSF, présentées Sect. 4.2.3.

Les cartes fournies par le SSC étant en unités de brillance de surface ( $\text{MJy}\cdot\text{sr}^{-1}$ ), il est nécessaire d'appliquer un facteur de conversion  $C$  afin d'obtenir des images en  $\mu\text{Jy}\cdot\text{pix}^{-1}$ , unité plus adaptée pour l'interprétation des données. On a :

$$C = 10^{12} \times \left( \frac{\pi \cdot \text{pix}_{\text{size}}}{180 \times 3600} \right)^2 \quad (4.3)$$

où  $\text{pix}_{\text{size}}$  est la taille des pixels de l'image en arcsecondes. Le facteur  $10^{12}$  permettant la conversion de MJy vers  $\mu\text{Jy}$ , et le facteur  $\left( \frac{\pi \cdot \text{pix}_{\text{size}}}{180 \times 3600} \right)^2$  prend en compte l'angle solide en pixels.

Les cartes IRAC ayant  $\text{pix}_{\text{size}} = 0.6''$ , on a  $C = 8.46 \mu\text{Jy}\cdot\text{pix}^{-1}\cdot\text{MJy}^{-1}\cdot\text{sr}$

Les erreurs photométriques estimées par SExtractor sous-estiment l'erreur photométrique réelle. Une correction est donc appliquée, correction présentée Sect. 4.2.4. Le calcul du gain instrumental effectif à indiquer à SExtractor (utilisé dans l'estimation des erreurs photométriques) est aussi présenté Sect. 4.1.2. De le cas de nos images, ceci donne une valeur de gain de 66334.2 pour le détecteur à  $3.6 \mu\text{m}$ , et de 58673.0 pour le détecteur à  $4.5 \mu\text{m}$ .

Afin de nettoyer les catalogues des fausses détections, les sources ayant une densité de flux à  $4.5 \mu\text{m}$  inférieure à 50% de complétude ( $2.5 \mu\text{Jy}$ ; Voir Sect. 4.3.4) sont écartées. Les sources ayant une densité de flux à  $3.6 \mu\text{m}$  inférieure à 50% de complétude ( $2.16 \mu\text{Jy}$ ) ont leur densité de flux mise à la limite à 50% de complétude, et sont marquées comme non détectées, ceci afin d'être capable de fournir une limite inférieure sur la couleur.

Pour chercher à identifier les contreparties IRAC aux détections SPIRE, des masques de la carte d'émission SPIRE sont créés, et les sources IRAC sont associées angulairement aux sources SPIRE. Voir Sect. 4.2.5 pour la procédure de création de ces masques.

## 4.2.2 Choix de l'ouverture

La question du choix de l'ouverture maximisant le RSB des détections a été abordée Sect. 3.1.3. Le rayon de l'ouverture circulaire utilisée est ici déterminé de façon empirique, au vu de la difficulté de modéliser toutes les sources de bruit affectant les observations, le bruit dominant étant le bruit de confusion. Dans chaque champ, une extraction est réalisée avec les paramètres de LACY et al., 2005, et les flux des sources sont estimés dans 32 ouvertures circulaires de rayons allant de  $r = 0.2''$  à  $r = 12.2''$ .

Toutes les sources extraites dans les 90 champs SPHERIC sont ensuite regroupées suivant leurs densités de flux dans des intervalles de taille  $3 \mu\text{Jy}$ . Pour toutes les sources dans chaque intervalle, le rapport signal à bruit moyen est estimé en fonction du rayon de l'ouverture. Un exemple est représenté Fig. 4.6. Le RSB atteint son maximum pour des rayons  $r = 4 - 5''$ .

Cependant ce rayon est trop important au vu de la grande concentration de sources de nos candidats, ce qui mènerait à une contamination importante par les sources voisines. Après comparaison avec la littérature (BARMBY et al., 2008; SANDERS et al., 2007; WYLEZALEK et al., 2013; RETTURA et al., 2014), un rayon  $r = 2''$  est choisi. On remarque le RSB pour un tel rayon est à  $\sim 90\%$  du maximum.

## 4.2.3 Courbes de croissance de la PSF Spitzer/IRAC

Afin de déterminer la correction d'ouverture à appliquer aux flux mesurés par SExtractor, je détermine les courbes de croissance de la PSF. Le profil radial de la PSF d'IRAC, mise à disposition par BARMBY

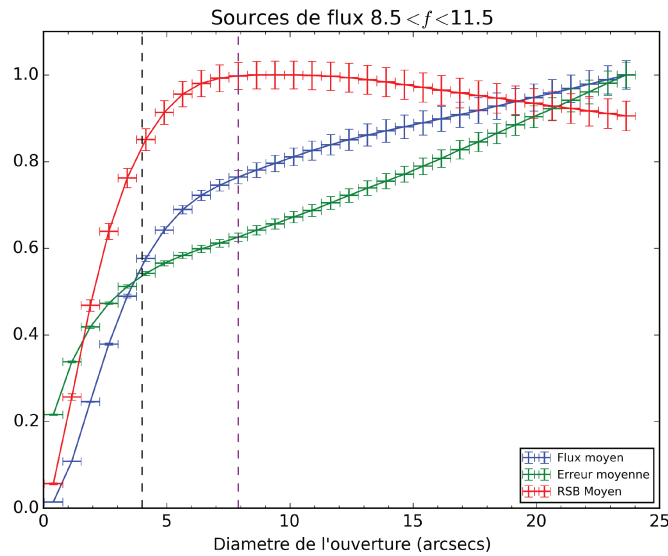


FIGURE 4.6 – Évolution des propriétés photométriques des sources détectées dans les champs SPHerIC en fonction du rayon de l'ouverture utilisée. *Rouge* : Rapport signal à bruit moyen, normalisé à la valeur maximale. *Bleu* : Densité de flux moyenne normalisée à la valeur pour  $r = 12.2''$ . *Vert* : Erreur photométrique moyenne normalisée à la valeur pour  $r = 12.2''$ . Le trait pointillé violet indique le rayon pour lequel le RSB est maximum. Le trait pointillé noir indique le rayon utilisé.

TABLE 4.1 – Correction d'ouverture (Pour des densités de flux en  $\mu\text{Jy}$  :  $F_{\text{corr}} = \alpha F$ ) - Ch1

Rayon de l'ouverture $r$	1.5''	2.0''	3.0''
$\alpha(r)$	1.73	1.37	1.15
$\alpha(r)$ (BARMBY et al., 2008)	1.75	1.38	1.16
$\alpha(r)$ (ASHBY et al., 2009)	1.85	1.42	1.17
$\alpha(r)$ (SCOSMOS <sup>10</sup> )	1.64 ( $r = 1.4''$ )	1.31 ( $r = 1.9''$ )	1.11 ( $r = 2.9''$ )

et al., 2008<sup>9</sup>, est intégré en mesurant la fraction de flux enclose en fonction du rayon de l'ouverture. On détermine la correction d'ouverture à appliquer en inversant cette fraction.

Dans les images de PSF je mesure le flux de l'unique source présente dans 23 ouvertures de diamètres angulaires allant de 2 à 24 arcsecondes à l'aide de SExtractor. Le flux  $f_{24}$  mesuré dans l'ouverture de 24 arcsecondes est pris comme l'unité et la correction d'ouverture  $\alpha$  est alors :

$$\alpha = \frac{f_{24}}{f_r} \quad (4.4)$$

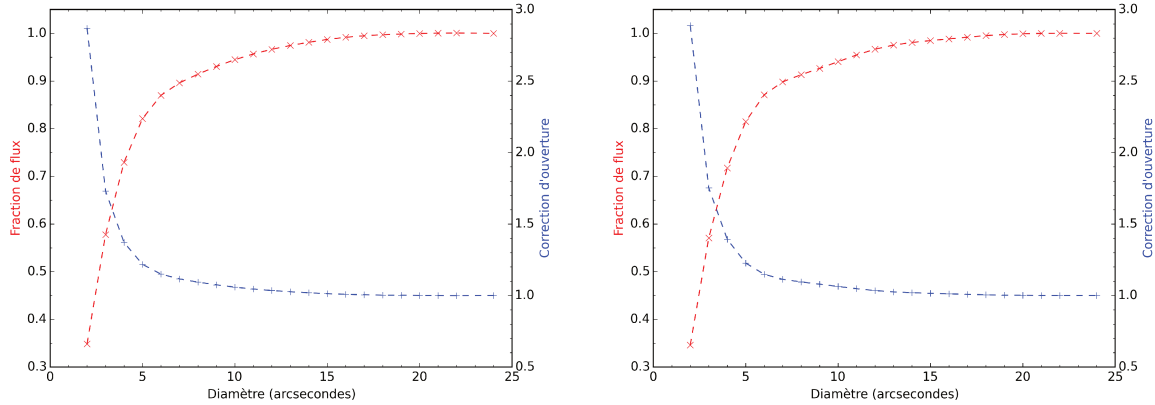
avec  $f_r$  le flux mesure dans l'ouverture de rayon  $r$ .

Après avoir appliqué cette procédure pour les deux longueurs d'onde d'observation, j'obtiens les corrections d'ouverture listées dans les tables 4.1 et 4.2, et représentées Fig. 4.7. Ces corrections sont en accord avec celle trouvées dans la littérature, notamment BARMBY et al., 2008 et ASHBY et al., 2009. Ces valeurs sont systématiquement supérieures à celle présentes dans le IRAC instrument handbook (Table 4.7, Section 4.10). ASHBY et al., 2009 attribue ces différences à des différences dans l'estimation du fond et la PSF utilisée. On notera que l'incertitude sur ces facteurs de corrections sont de l'ordre de 5 – 10% (BARMBY et al., 2008).

9. Générée en empilant des sources brillantes observées dans le relevé EGS.

TABLE 4.2 – Correction d’ouverture (Pour des densités de flux en  $\mu\text{Jy}$  :  $F_{\text{corr}} = \alpha F$ ) - Ch2

Rayon de l’ouverture $r$	1.5''	2.0''	3.0''
$\alpha(r)$	1.75	1.39	1.15
$\alpha(r)$ (BARMBY et al., 2008)	1.77	1.35	1.16
$\alpha(r)$ (ASHBY et al., 2009)	1.89	1.45	1.17
$\alpha(r)$ (SCOSMOS <sup>11</sup> )	1.69 ( $r = 1.4''$ )	1.35 ( $r = 1.9''$ )	1.11 ( $r = 2.9''$ )

FIGURE 4.7 – Rouge : Fraction de flux enclose en fonction du diamètre  $d$  de l’ouverture. Bleu : Correction d’ouverture en fonction du diamètre de l’ouverture. Gauche : Ch1 ; Droite : Ch2

#### 4.2.4 Correction des erreurs photométriques SExtractor

Les erreurs photométriques estimées par SExtractor sont une sous-estimation des erreurs photométriques réelles. En effet, SExtractor suppose un bruit uniquement poissonien, et ne tenant pas compte des corrélations entre pixels voisins (Voir Sect. 4.1.2). Ceci n’est pas réaliste pour nos mosaïques PBCD, qui résultent de la coaddition de plusieurs BCD et sont rééchantillonnées spatialement. Au vu de la difficulté d’estimer indépendamment les contributions des différents bruits probables (Voir sect. 3.1.5), l’erreur photométrique est estimée de façon empirique en suivant la démarche de GAWISER et al., 2006.

La stratégie utilisée est de mesurer la densité de flux dans des cercles de rayon  $r$  ( $r$  courant de 1'' à 15'') placés aléatoirement dans les champs observés. 60 cercles sont ainsi placés dans chacun des 90 champs. Les ouvertures sont placées dans des régions vides de sources, comme indiqué par la carte de segmentation de SExtractor (Voir Sect. 4.1.2). La distribution des flux dans ces régions vides est ainsi obtenue pour chaque valeur de  $r$ . Une fonction de forme gaussienne est alors ajustée sur cette distribution, et le moment d’ordre  $2\sigma$  de cette gaussienne nous donne une mesure du bruit de nos mosaïques, en unités de l’image ( $\text{MJy.sr}^{-1}$ ). Une loi de puissance est alors ajustée sur la relation  $\sigma(r)$  : (Voir Fig. 4.8)

$$\sigma(r) = \sigma_1 \alpha r^\beta \quad (4.5)$$

avec  $\sigma_1$  le bruit affectant chaque pixel (Voir Sect. 4.3.2) et où  $\alpha, \beta$  sont les paramètres ajustés. Les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$  obtenues sont indiquées dans la Table. 4.3. Ces valeurs varient de champ à champ, et seules les valeurs moyennes sont indiquées ici.

TABLE 4.3 – Valeurs des paramètres ajustés sur la relation  $\sigma(r)$  (Eq. 4.5). Voir aussi Fig. 4.8.

Paramètre	ch1	ch2
$\alpha$	0.98	1.32
$\beta$	1.76	1.56

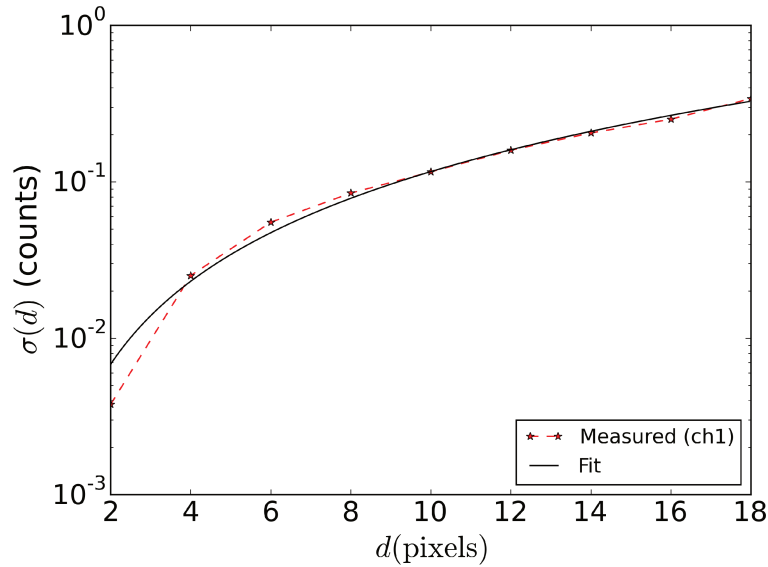


FIGURE 4.8 – Évolution de l'écart-type  $\sigma$  de la distribution du flux de pixels contenus dans un cercle de diamètre  $d$  en fonction de  $d$  (Étoiles rouges). Le trait plein noir est le résultat de l'ajustement d'une fonction de la forme de l'eq. 4.6.  $\sigma(r)$  est exprimé en unités de l'image ( $\text{MJy.sr}^{-1}$ ). On a  $1\text{pix} = 0.6''$ .

Les erreurs photométriques fournies par SExtractor sont alors corrigées de la façon suivante (GAWISER et al., 2006) :

$$\sigma_{corr}(r) = \left( \frac{\sigma^2(r) + \frac{F}{G}}{\sigma_1^2 \pi r^2 + \frac{F}{G}} \right)^{\frac{1}{2}} \sigma_{SEX}(r) \quad (4.6)$$

avec  $F$  le flux de la source fourni par SExtractor,  $G$  le gain instrumental effectif et  $\sigma_{SEX}$  l'erreur photométrique fournie par SExtractor.

#### 4.2.5 Tentative d'association Proche/Lointain Infrarouge : création de masques des cartes d'émission SPIRE

La différence de résolution angulaire entre IRAC et SPIRE ( $\sim \times 10$ ) fait qu'il est difficile d'identifier immédiatement la ou les contreparties IRAC des détections SPIRE. Pour rechercher les contreparties IRAC probables, je vais d'abord sélectionner les sources uniquement en termes de positions. L'hypothèse sous-jacente est qu'une source IRAC située "trop loin" (par rapport à la taille de la PSF de SPIRE, e.g. la demi-largeur à mi-hauteur) de l'émission SPIRE n'y contribuera pas significativement. Cependant, au vu de l'aspect étendu de certaines SPIRE, une simple association angulaire dans un rayon autour du centre de l'émission SPIRE laissera de côté des sources contribuant potentiellement à l'émission.

Un seuil à  $3\sigma$  ( $37.4\text{mJy}$ ) est alors appliqué dans les cartes d'émission SPIRE à  $350\mu\text{m}$ . Les pixels en dessous de ce seuil sont mis à zéro. Chaque pixel au-dessus du seuil est ensuite associé à une source du catalogue de sources SPIRE.

Les positions des sources IRAC sont alors projetées sur ce masque. Si elles tombent dans des pixels non-nuls, elles sont associées aux sources SPIRE correspondantes. De cette façon je classe les sources IRAC en deux catégories ; celles dites IN, c'est-à-dire associées à une source SPIRE, et celles dites OUT (les autres).

Des problèmes se sont cependant posés lors de l'utilisation de ces masques, et ils ne seront pas plus discutés ici car pas encore parfaitement contrôlés. La comparaison avec une simple association angulaire

indique toutefois pour le moment que l'utilisation de ces masques ne devrait pas changer les résultats de façon importante. Ceci est un travail en cours.

## 4.3 Qualification et validation des catalogues

### 4.3.1 Validité de la photométrie

Je cherche à vérifier que la création de catalogues de sources avec SExtractor est maîtrisée. À cette fin, j'effectue une extraction de sources dans les images à  $3.6\mu\text{m}$  et  $4.5\mu\text{m}$  des relevés SpUDS (P.I : J.Dunlop) et SCOSMOS (SANDERS et al., 2007) (Voir Sect. 4.5 pour les détails). L'objectif est de reproduire les catalogues mis à disposition par les équipes pour établir l'absence d'effets systématiques, surtout en termes de photométrie.

Je m'intéresse d'abord au relevé SpUDS. La stratégie d'extraction est la même que celle adoptée pour les candidats de l'échantillon SPHerIC (Voir Sect. 4.2), exceptée que l'extraction est effectuée indépendamment à  $3.6$  et  $4.5\mu\text{m}$ . Les détections dans les deux bandes sont associées angulairement sur la bases des détections à  $3.6\mu\text{m}$ , dans un rayon de  $1.5''$ . La photométrie est effectuée dans un rayon de  $2''$ , et une correction d'ouverture est appliquée. Ceci est *a priori* identique à ce qui est fait par l'équipe en charge du relevé SpUDS, sauf que les images ne sont ici pas filtrées, et le rayon d'ouverture utilisé est plus grand de  $0.1''$  (5%). Le catalogue ainsi généré par mes soins sera désigné comme catalogue A. Je compare ce catalogue au catalogue de la deuxième *data-release* du relevé SpUDS (DR2).

Cependant, tous les paramètres ayant servis à la génération du catalogue DR2 sont pas divulgués, il sera donc difficile d'identifier avec certitude la cause de potentielles différences. Néanmoins, il est bon de tester si ces deux approches indépendantes donnent les mêmes résultats.

Chaque source du catalogue DR2 est associée à une source du catalogue A. L'association est faite de façon angulaire, à l'aide de TOPCAT (TAYLOR, 2006), en autorisant 1 pixel de différence entre les deux positions. 10% de sources ne trouvent pas d'association. Ce comportement ne variant pas avec le rayon d'association (entre 1 et 4 pix), j'attribue la différence au filtrage des images lors de la génération du catalogue DR2.

Pour les sources trouvant une association, les estimations de densités de flux des deux catalogues sont comparées. Le résultat est visible Fig. 4.9. L'écart entre les estimations de densité de flux est de l'ordre de 3% à  $3.6\mu\text{m}$  et de 1% à  $4.5\mu\text{m}$ . Les corrections d'ouvertures appliquées pour la génération du catalogue DR2 ne sont pas disponibles, rendant ainsi la détermination de la cause de cette différence difficile. Néanmoins, l'erreur sur la correction d'ouverture étant de l'ordre de 5%, cette erreur systématique peut s'expliquer par l'utilisation d'une correction d'ouverture différente.

La faiblesse de cet écart m'indique que l'utilisation des paramètres SExtractor servant à la photométrie me permet de reproduire des résultats validés par une autre équipe, et m'indique que ma procédure ne souffre pas de problèmes majeurs en ce qui concerne la photométrie.

Cette procédure n'est cependant pas totalement satisfaisante, notamment parce que les corrections d'ouvertures utilisées ne sont pas disponibles. Je me tourne alors vers les catalogues de sources IRAC détectées dans le relevé S-COSMOS, où ces valeurs sont disponibles.

La démarche que j'effectue dans le relevé COSMOS est identique à celle appliquée au relevé SpUDS. J'appelle encore une fois catalogue A le catalogue généré avec la même stratégie que celle utilisée pour les champs SPHerIC, que je compare au catalogue mis à disposition par l'équipe lors de la deuxième *data release*. Les distributions des écarts dans l'estimation des flux photométriques sont représentées Fig. 4.10. Ces écarts valent  $\sim 4\%$  dans les deux bandes IRAC. La correction d'ouverture que j'utilise est 5% plus importante que celle utilisée par l'équipe, même en tenant compte de la différence de 10% dans la surface de l'ouverture utilisée (Voir Table 4.1 et 4.2). Ceci m'indique que ces écarts photométriques sont majoritairement dûs à cette différence. Notons que cet écart est compatible avec l'incertitude sur l'estimation des corrections d'ouvertures.

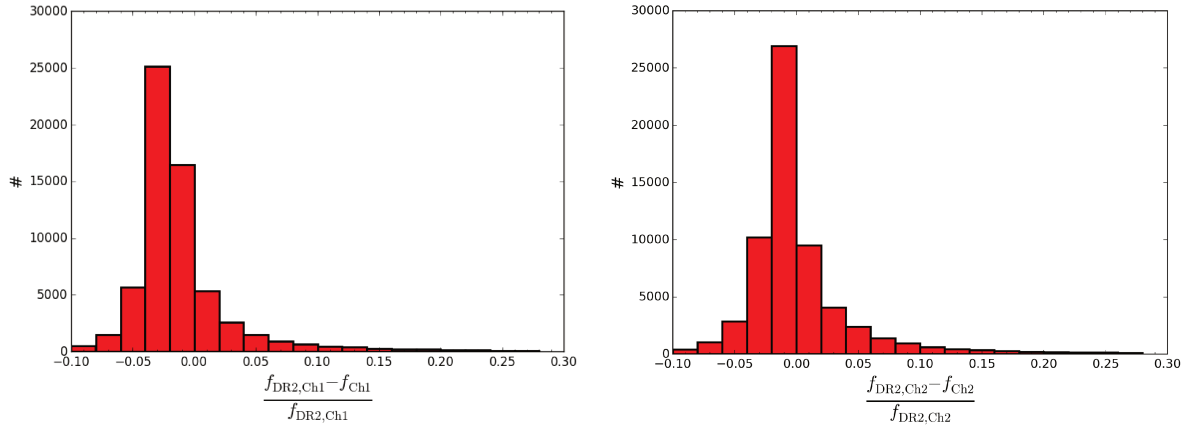


FIGURE 4.9 – Écarts entre les estimations des flux des sources du champ SpUDS, d’une part celles du catalogues C-DR2 ( $f_{DR2}$ ), et celles du catalogue A ( $f$ ). *Gauche* : Écarts à  $3.6\mu\text{m}$ . *Droite* : Écarts à  $4.5\mu\text{m}$ .

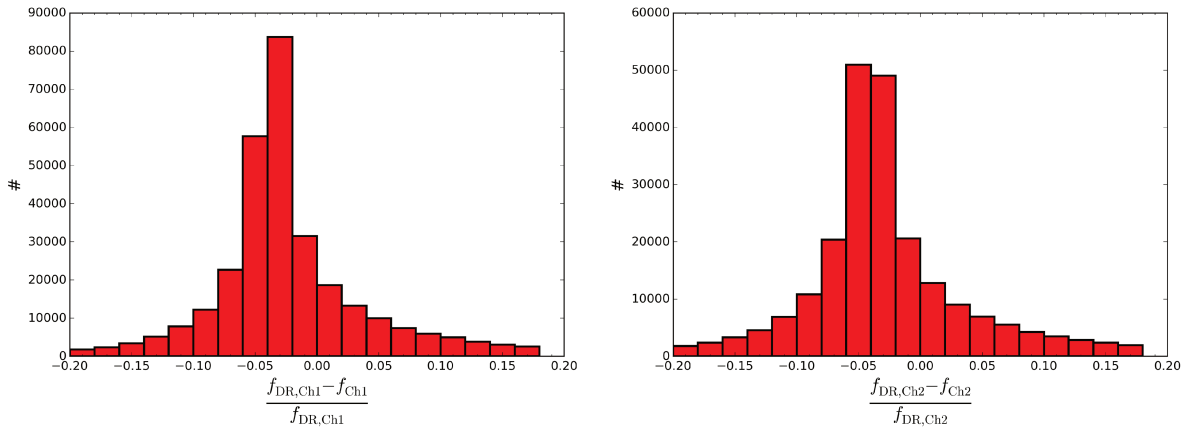


FIGURE 4.10 – Écarts entre les estimations des flux des sources du champ SCOSMOS, d’une part celles du catalogue fourni ( $f_{DR}$ ), et celles du catalogue A ( $f$ ). *Gauche* : Écarts à  $3.6\mu\text{m}$ . *Droite* : Écarts à  $4.5\mu\text{m}$ .

Je n’ai pas cherché à effectuer une extraction en utilisant la même ouverture car mon objectif est avant tout de montrer que la procédure d’extraction de sources appliquée aux champs SPHERIC est capable de reproduire des résultats connus quand elle est appliquée à d’autres relevés.

Cette procédure montre que la photométrie des sources IRAC est effectuée de façon satisfaisante, l’incertitude dominante étant sur la correction d’ouverture utilisée. Certaines sources ne sont pas détectées, comparativement aux catalogues des équipes. Ceci s’explique probablement par des paramètres d’extraction différents, mais ces informations ne sont pas disponibles. La validité de la détection de sources (en termes de nombre de sources détectées) sera examinée à travers les comptages de sources. Voir Sect. 4.3.6.

### 4.3.2 Niveaux de bruit des champs SPHERIC

Les images IRAC sont dominées par le bruit de confusion et le bruit du fond de ciel. Afin de déterminer cette deuxième composante, la distribution du flux des pixels n’appartenant pas à des sources est calculée. Dans chaque champ, tous les pixels ayant une valeur nulle dans la carte de segmentation de SExtractor (Voir Sect. 4.1.2.) sont répartis dans des intervalles de taille  $0.01\mu\text{Jy.pix}^{-1}$ . Une distribution gaussienne est alors ajustée sur cette distribution, et les moments de cette gaussienne donnent accès à

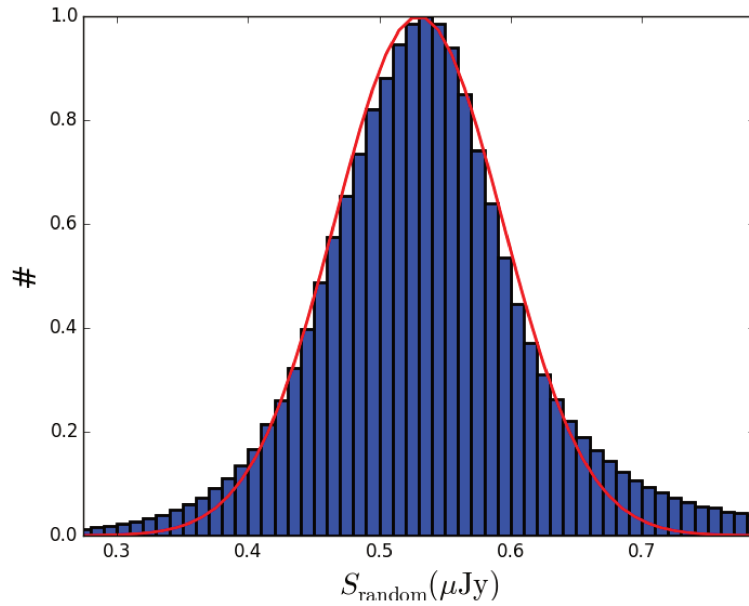


FIGURE 4.11 – Distribution des valeurs de la densité de flux des pixels n'appartenant pas à une source dans un champ SPHerIC, tel qu'indiqué par la carte de segmentation de SExtractor. Le trait rouge est un ajustement d'une distribution gaussienne.

la valeur moyenne des pixels du fond  $\mu$  et à leur dispersion  $\sigma$ . Un exemple d'une telle distribution est représenté Fig. 4.11.

Les paramètres de ces gaussiennes sont en accord avec les valeurs utilisées par SExtractor, le mot clé BACKGROUND donnant accès à  $\mu$ , et THRESHOLD donne accès à  $n\sigma$ , où  $n$  est la valeur DETECT\_THRESH indiqué par l'utilisateur (le seuil de détection). Ceci n'est pas surprenant puisque j'utilise la carte de segmentation de SExtractor. Certains champs présentent une différence. Ceci peut s'expliquer par le fait que SExtractor n'utilise pas la moyenne comme estimation du fond si le champ est déterminé comme étant dense. Voir Sect. 4.1.2. Ceci n'a cependant pas été vérifié.

La distribution des dispersions  $\sigma$  dans les champs SPHerIC est représenté Fig. 4.12. Le bruit typique de nos images est de  $0.04 - 0.07 \mu\text{Jy.pix}^{-1}$  pour ch1 et  $0.05 \mu\text{Jy.pix}^{-1}$  pour ch2.

La distribution des valeurs moyennes du fond  $\mu$  dans les champs SPHerIC est représentée Fig. 4.13. On constate que le fond de ciel varie de façon importante d'un champ à l'autre. De plus, il prend parfois des valeurs négatives, difficiles à interpréter. En effet, si l'on cherche la densité de flux minimale  $S_{\text{lim}}$  que doit avoir une source pour être détectée, ces valeurs posent problème. Le seuil de détection étant fixé à  $\mu + 2\sigma$  lors de l'extraction de sources avec SExtractor, et la surface minimale de détection  $A$  est à 3 pixels, on donc  $S_{\text{lim}} = A \times (\mu + 2\sigma)$ . Cette quantité peut être négative, ce qui est absurde. L'origine de ces valeurs négatives est à chercher dans le traitement appliqué aux images BCD par le SSC (notamment la soustraction du dark). Plutôt que de revenir aux mosaïques BCD, et corriger ces valeurs, j'adopte une approche différente.

En effet, même dans le cas où  $S$  prend des valeurs positives, on a  $S_{\text{lim}} \simeq 0.5 \mu\text{Jy}$ ;  $M_{\text{AB}} \sim 24.6$  (Ch1,  $1 \mu\text{Jy}$  pour Ch2), avec une variation importante de champ à champ ( $\pm 1 \mu\text{Jy}$ ). Si l'on choisit un seuil de détection de  $5\sigma$ , le flux limite vaut  $S_{\text{lim}} \sim 1.5 \mu\text{Jy}$  (Ch1,  $2 \mu\text{Jy}$  Ch2). On note que ces valeurs sont en accord avec celles obtenues à l'aide du *Sensitivity Performance Estimation Tool* mis à disposition par le SSC<sup>12</sup>, en supposant un fond important. On verra une fois la complétude et la précision photométrique estimées que les estimations photométriques des sources à ces flux ne peuvent être crues, et j'adopte une approche différente pour déterminer le flux à partir duquel je considérerai les sources comme étant réelles, basée sur la complétude. Ceci est abordé Sect. 4.3.4.

12. [ssc.spitzer.caltech.edu/warmmission/propkit/pet/senspet/](http://ssc.spitzer.caltech.edu/warmmission/propkit/pet/senspet/)



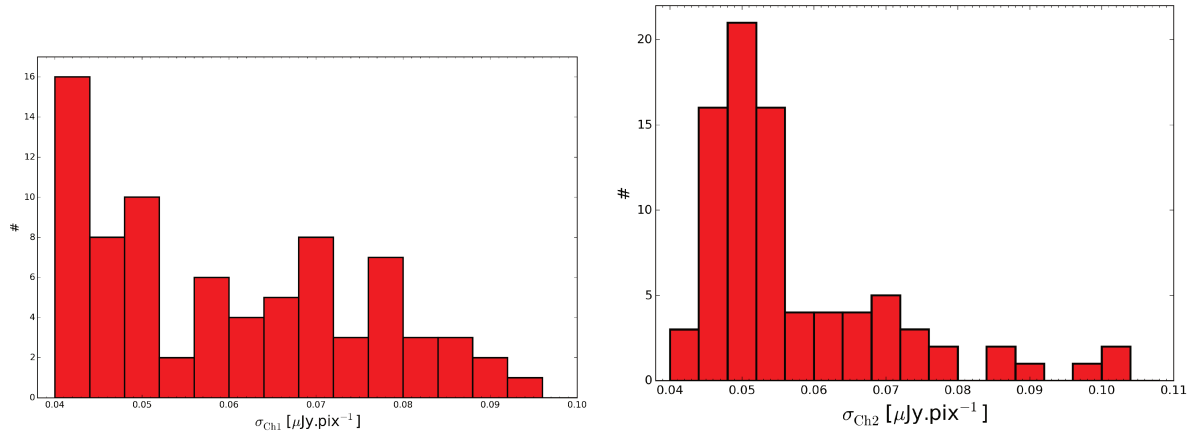


FIGURE 4.12 – Distribution des dispersions des valeurs des pixels du fond dans les 84 champs SPHerIC, tels qu’indiqués par la carte de segmentation en sortie de SExtractor, en  $\mu\text{Jy.pix}^{-1}$ . *Gauche* : Ch1. *Droite* : Ch2.

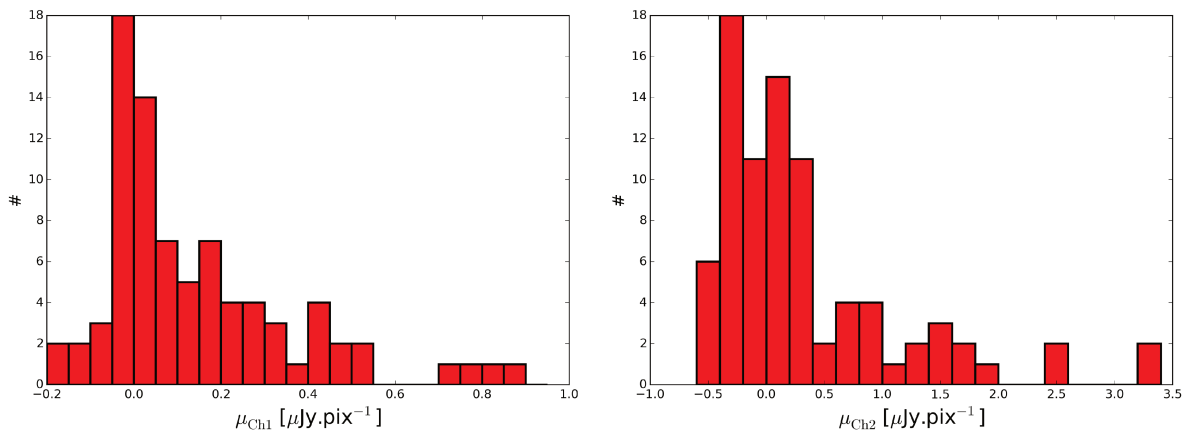


FIGURE 4.13 – Distribution des valeurs moyenne des pixels du fond dans les 84 champs SPHerIC, tels qu’indiqués par la carte de segmentation en sortie de SExtractor, en  $\mu\text{Jy.pix}^{-1}$ . *Gauche* : Ch1. *Droite* : Ch2.

### 4.3.3 Insertion de sources dans les mosaïques IRAC

Afin de porter un regard critique sur les catalogues générés par SExtractor, je vais essentiellement me poser les questions suivantes :

1. Vois-je toutes les sources à un flux donné ? (Q1)
2. Ai-je confiance en toutes les détections de SExtractor ? (Q2)
3. SExtractor estime-t-il correctement le flux des objets détectés ? (Q3)

La réponse à ces questions est négative. Cependant, une reformulation plus pertinente de ces questions est : quel est le degré de fiabilité du catalogue fourni par SExtractor ? Afin de répondre à cette question, un recours aux simulations informatiques va être nécessaire. Voyons pourquoi.

Je m'intéresse d'abord aux deux premières questions. Je ne considère ici que la position des sources et pas leur flux (réel ou estimé). Considérons un cône d'Univers contenant  $N_{\text{Real}}$  galaxies. Le nombre d'objets détectés  $N_{\text{Det}}$  par SExtractor dans une observation de ce cône d'Univers va alors être

$$N_{\text{Det}} = \alpha N_{\text{Real}} + N_F \quad (4.7)$$

Le paramètre  $\alpha$  quantifie la proportion de sources réelles non-détectées (Q1). Ce paramètre dépend du flux des sources considérées par rapport au flux limitant de l'observation, de la résolution angulaire de l'instrument et du bruit affectant l'image.

$N_F$  indique le nombre de fausses détections (pics du fond de ciel, rayons cosmiques) (Q2). Il dépend du bruit de l'image.

Plus formellement, le paramètre  $\alpha$  est lié à la probabilité qu'une source réelle soit détectée ( $P(\text{Det}|\text{Real})$ ), alors que le paramètre  $N_F$  est lié à la probabilité qu'une source détectée soit réelle ( $P(\text{Real}|\text{Det})$ ). On parle de *complétude* pour la première quantité, et de *pureté* pour la deuxième. Ces quantités dépendent du flux des objets et de tous les paramètres de l'observation.

L'estimation de ces deux paramètres nécessite *a priori* de connaître  $N_{\text{Real}}$ ,  $N_{\text{det}}$  étant donné par SExtractor. Lors d'observations réelles, ce nombre n'est évidemment pas connu. En simulant des images, on contrôle alors parfaitement le nombre d'objets considérés comme réels. On effectuera alors une extraction de sources sur ces images simulées et les paramètres  $\alpha$  et  $N_F$  sont estimés comme suit.

Pour chaque source détectée dans le catalogue, on vérifie si sa position correspond à la position d'une source injectée dans l'image simulée. Sinon, le nombre de fausses détections  $N_F$  est incrémenté.  $\alpha$  est ainsi donné par  $\frac{N_{\text{Det}} - N_F}{N_{\text{Real}}}$ .

Cette approche peut paraître idéale, mais la simulation complète d'images réalistes nécessite un modèle de bruit ainsi qu'un modèle de répartition des sources (tant en flux qu'en position), en plus de reproduire la stratégie d'observation. Ceci peut être éminemment difficile, surtout en ce qui concerne la modélisation du bruit. Une méthode plus simple consiste donc à injecter des sources simulées à des positions et flux connus dans les images réelles, ce qui garantit que le bruit qui affectera nos sources simulées sera bien comparable à celui affectant les sources réelles. C'est l'approche que j'ai adoptée pour estimer la complétude de nos observations. Sans une connaissance préalable du nombre total de sources réelles dans l'image (à partir de simulations numériques notamment), il est difficile d'estimer la proportion de fausses détections dans le catalogue en sortie de SExtractor. Ce travail de détermination de la pureté des catalogues (Q2) n'a ici pas été effectué, des images entièrement simulées n'ayant pu être produites.

Une grille de même taille que les mosaïques IRAC est générée et initialisée à zéro. 50 positions sont alors tirées aléatoirement, et des sources ponctuelles toutes de même densité de flux  $S$  sont placées à ces positions. Cette grille est convoluée avec la PSF d'IRAC, et ajoutée à l'image initiale. Une extraction de sources avec SExtractor utilisant les mêmes paramètres que pour les images réelles est réalisée. Ceci est réalisé 15 fois pour chaque mosaïque, pour les deux longueurs d'onde d'IRAC, et pour 30 valeurs de densité de flux allant de 0.1 à 200  $\mu\text{Jy}$ , espacées logarithmiquement.

Complétude	CH1	CH2
0.5	2.16	2.54
0.8	4.77	5.05
0.9	11.14	10.19

TABLE 4.4 – Valeurs de la complétude à 50, 80 et 90% (en  $\mu\text{Jy}$ ).

#### 4.3.4 Complétude

La détermination de la complétude a donc pour objectif de répondre à la question : vois-je toutes les sources à un flux donné ? (Q1)

Pour répondre à cette question, pour chaque source injectée dans les images IRAC comme décrit Sect. 4.3.3, je détermine si elle est présente dans le catalogue fourni par SExtractor. La complétude est alors simplement la proportion de sources retrouvées parmi les sources injectées, sans tenir compte du rapport entre la densité de flux retrouvée et celle injectée mais seulement de la position.

Le résultat est présenté Fig. 4.14. On constate que la complétude est proche de 0 à faible densité de flux, ce qui est attendu puisque les sources sont alors noyées dans le bruit<sup>13</sup>. La complétude croît ensuite rapidement entre 1 et 10  $\mu\text{Jy}$  avant de plafonner à une valeur de 1.

On cherche alors la valeur de densité de flux pour laquelle une proportion seuil de sources est retrouvée. Le choix de cette proportion seuil est quelque peu arbitraire, et doit correspondre à l'objectif des observations. Un échantillon trop incomplet ( $< 90\%$ ) ne pourra par exemple pas servir à des fins statistiques car des effets physiques peuvent être mimés par des effets d'incomplétude. Dans le cas de mon étude, un a priori fort existe sur la présence de structures. Ainsi, je m'autorise à considérer des sources jusque 50% de complétude. Ceci correspond à une densité de flux de 2.16  $\mu\text{Jy}$  à 3.6 microns et de 2.54  $\mu\text{Jy}$  à 4.5  $\mu\text{m}$  ( $M_{\text{AB}} = 23.1$  et 22.9 respectivement). Voir la Table 4.4. Les sources ayant une densité de flux inférieure ne sont pas considérées. On notera que ces limites correspondent à des sources de luminosité trois fois plus faible que les galaxies de luminosité typique  $L_*$  à des redshifts  $1 < z < 3$  (WYLEZALEK et al., 2013).

Ainsi, une réponse à Q1 est : 50% des sources de densité de flux  $S = 2.5\mu\text{Jy}$  à 4.5  $\mu\text{m}$  sont détectées.

#### 4.3.5 Précision photométrique

La précision photométrique quantifie à quel degré de fiabilité le flux d'une source peut être mesuré (Q3).

Afin de l'évaluer, pour chaque source injectée dans les images IRAC (Sect. 4.3.3) détectée par SExtractor, je mesure la densité de flux retrouvée  $S_{\text{out}}$ , et la compare à celle injectée  $S_{\text{in}}$ . Ceci est représenté Fig. 4.15. Chaque point représente, pour chaque densité de flux injectée  $S_{\text{in}}$  la valeur moyenne de la distribution des rapports  $\frac{S_{\text{in}}}{S_{\text{out}}}$ , et la barre d'erreur représente l'écart type de cette distribution. Du fait de la présence de points aberrants, cette distribution subit une procédure de sigma-clipping ( $4\sigma$ ).

On constate que les densités de flux sont correctement mesurées ( $\frac{S_{\text{in}}}{S_{\text{out}}} = 1$ ) pour  $S_{\text{in}} \gtrsim 5\mu\text{Jy}$  (ch1, ch2), avec une erreur photométrique  $< 20\%$ . Pour des densités de flux inférieures (mais  $> 2\mu\text{Jy}$ ), l'estimation est toujours correcte mais l'erreur photométrique croît de façon importante ( $\simeq 50\%$ ). Pour des densités de flux encore inférieures, l'estimation devient incorrecte (surestimation d'un facteur 2 à 1  $\mu\text{Jy}$ ), et l'erreur photométrique est supérieure à la mesure. On remarque aussi que pour des densités de flux  $S_{\text{in}} \gtrsim 100\mu\text{Jy}$ , la densité de flux mesurée par SExtractor sous-estime la valeur réelle. Même si ceci n'a pas été testé, j'identifie au moins deux causes plausibles à un tel effet : le faible rayon d'ouverture choisi, et une mésestimation du fond de ciel par SExtractor dans les mosaïques où 50 sources brillantes ont été injectées.

13. Cette valeur n'est pas nulle du fait de la présence de sources simulées à des positions de sources réelles mais aussi des variations du bruit qui augmentent l'efficacité de SExtractor dans certaines régions.

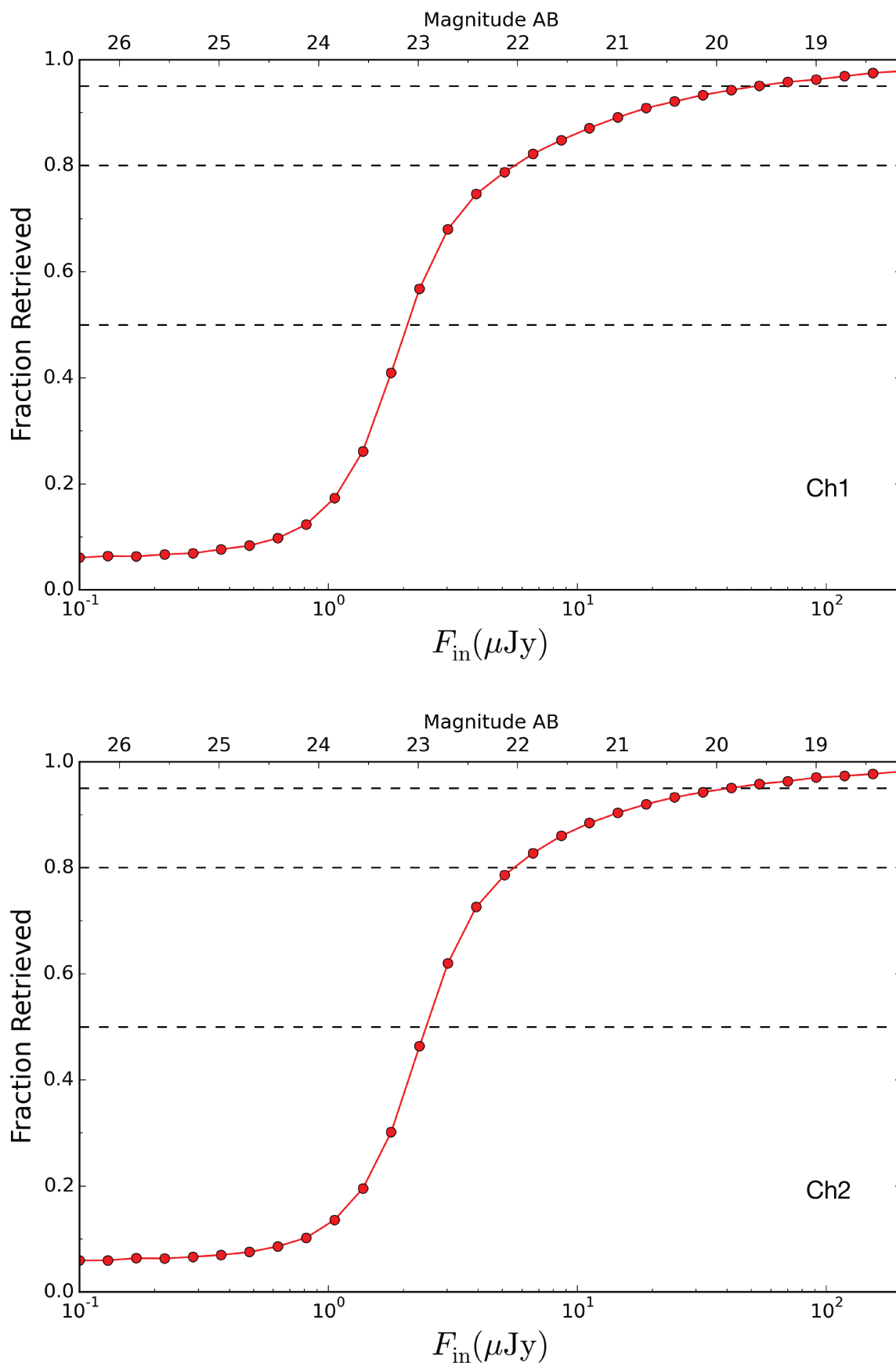


FIGURE 4.14 – Fraction de sources retrouvées aux positions des sources injectées dans les mosaïques IRAC en fonction de la densité de flux  $S$  des sources injectées. Les traits noirs pointillés indiquent les positions à 50%, 80% et 95% de complétude. *Haut* : Ch1. *Bas* : Ch2.

Pour les sources de densité de flux supérieure à la limite à 50% de complétude, qui seront les seules considérées, l'estimation des densités de flux est donc affectée d'une erreur photométrique  $\lesssim 20\%$  au maximum, et  $\lesssim 10\%$  pour les sources de densité de flux  $S > 10\mu\text{Jy}$ .

#### 4.3.6 Comptages de galaxies

Complétude et précision photométrique permettent de qualifier mes catalogues en terme de profondeur optique et de précision de manière interne. Afin de valider mes catalogues, je vais chercher à les comparer à d'autres relevés : c'est le but des comptages. Si les comptages peuvent aussi être utilisés afin de contraindre l'évolution des galaxies de façon statistique, ceci ne sera pas abordé ici. Voir *e.g.* FAZIO et al., 2004a. SANDERS et al., 2007. BARMBY et al., 2008 ou ASHBY et al., 2013 pour des exemples de comptages de sources IRAC.

Les sources sont donc extraites avec les mêmes paramètres dans les champs SPHerIC et les relevés SpUDS et SCOSMOS (Voir Sect. 4.5 et 4.3.1). Les sources sont sélectionnées dans les zones les plus couvertes *i.e.* la partie centrale des images. Voir la table 4.5. Les catalogues ne sont pas coupés en flux, ce qui explique le grand nombre de sources.

Les sources extraites sont alors réparties en fonction de leur densité de flux, dans 50 intervalles espacés logarithmiquement entre  $10^{-0.1}$  et  $10^{2.5}$ . Les comptages différentiels  $C_i (i = 1 \dots 50)$  sont alors calculés comme :

$$C_i = S_i^{2.5} \frac{1}{A} \frac{N_i}{\Delta S_i} \quad (4.8)$$

où  $A$  est l'aire du relevé (en  $\text{deg}^2$ ),  $N_i$  le nombre de sources dans l'intervalle,  $\Delta S_i$  la largeur en densité de flux de l'intervalle et  $S_i$  le flux central de l'intervalle (tous deux en  $\mu\text{Jy}$ ). Les  $C_i$  sont donc exprimés en  $\text{deg}^{-2} \cdot \mu\text{Jy}^{-1} \cdot \mu\text{Jy}^{2.5}$ . Le facteur  $S_i^{2.5}$  provient du fait que dans un Univers Euclidien sans évolution, les comptages différentiels évoluent comme  $S^{-2.5}$  (Voir *e.g.* BETHERMIN, 2011). La multiplication par ce facteur donne donc une constante, ce qui facilite la mesure des écarts à l'Univers euclidien sans évolution.

L'incertitude est calculée en la supposant purement poissonienne :

$$\Delta C_i = S_i^{2.5} \frac{1}{A} \frac{\sqrt{N_i}}{\Delta S_i} \quad (4.9)$$

Ceci est une sous-estimation, qui doit être vue comme une limite inférieure à l'incertitude réelle, qui contient par exemple au moins la variance cosmique en plus, et l'incertitude due à la corrélation entre les sources. L'incertitude due à la corrélation entre les sources domine d'ailleurs pour des grands champs. Au vu de la taille de nos champs, cet effet n'est pas pris en compte mais devrait être estimé. Voir par exemple BETHERMIN, 2011 pour une façon de procéder. L'incertitude sur la correction d'ouverture joue à niveau de  $\sim 1\%$ .

Ces comptages sont présentés Fig. 4.16. Les trois échantillons sont en accord ( $\simeq 10\%$ ), présentant tous une croissance quasi linéaire avant de présenter un plateau pour  $M_{\text{AB}} \lesssim 19.5$ . On constate que les comptages SPHerIC sont systématiquement supérieurs ( $\sim 10\%$ ) aux comptages SCOSMOS alors que les comptages SpUDS sont systématiquement inférieurs, sauf pour  $S \lesssim 2\mu\text{Jy}$ , où les comptages SpUDS sont supérieurs. Ce dernier point est attendu puisque SpUDS est plus profond. Dans le cas des comptages SPHerIC, l'échantillon est biaisé vers des surdensités de sources, il n'est donc pas surprenant de détecter plus de sources. Il est par contre difficile d'expliquer que les comptage SpUDS soient systématiquement inférieurs.

Si l'interprétation des différences entre ces comptages, et l'établissement de l'absence d'effets systématiques nécessiterait une estimation de l'erreur plus fine, et un raffinement dans l'extraction des sources<sup>14</sup>, je note que ces comptages sont compatibles avec ceux dans le champ COSMOS présentés par

14. Notamment masquer les source brillantes.

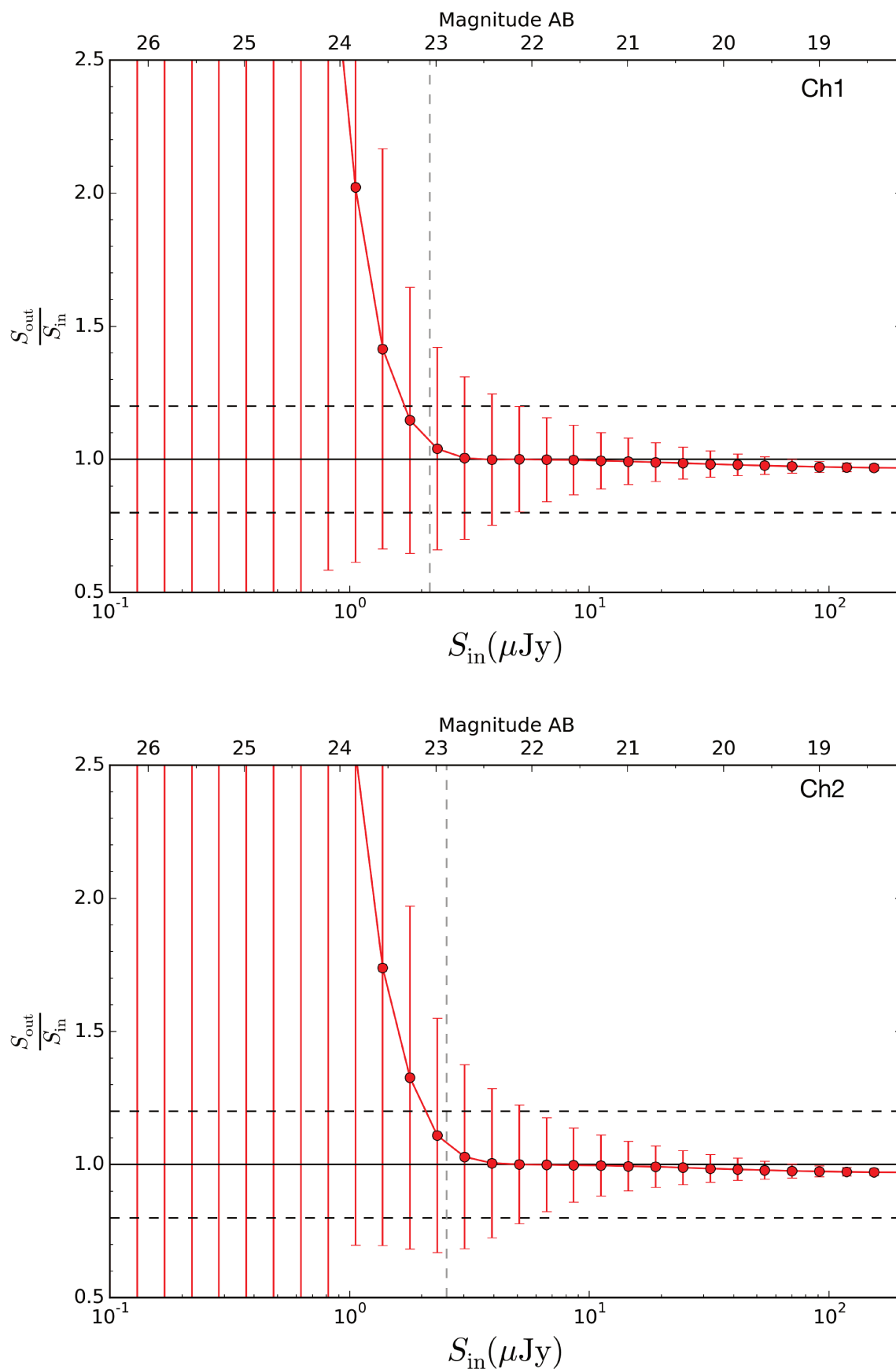


FIGURE 4.15 – Rapport entre la densité de flux mesurée par SExtractor et celle injectée pour les sources insérées dans les mosaïques IRAC en fonction du flux d'entrée (points rouges). Le trait noir plein indique une valeur de 1, les traits noirs pointillés indiquent 0.8 et 1.2. Le trait gris pointillé vertical indique la limite à 50% de complétude. *Haut* : Ch1. *Bas* : Ch2.

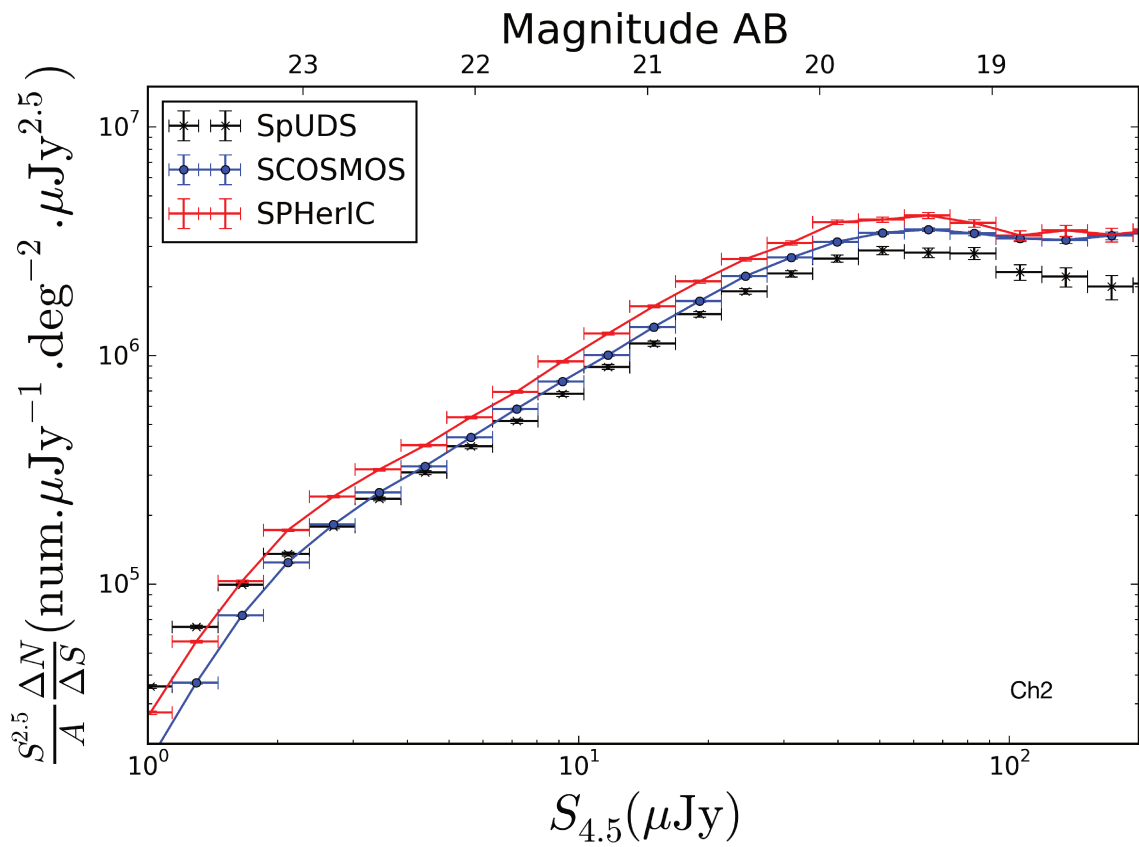
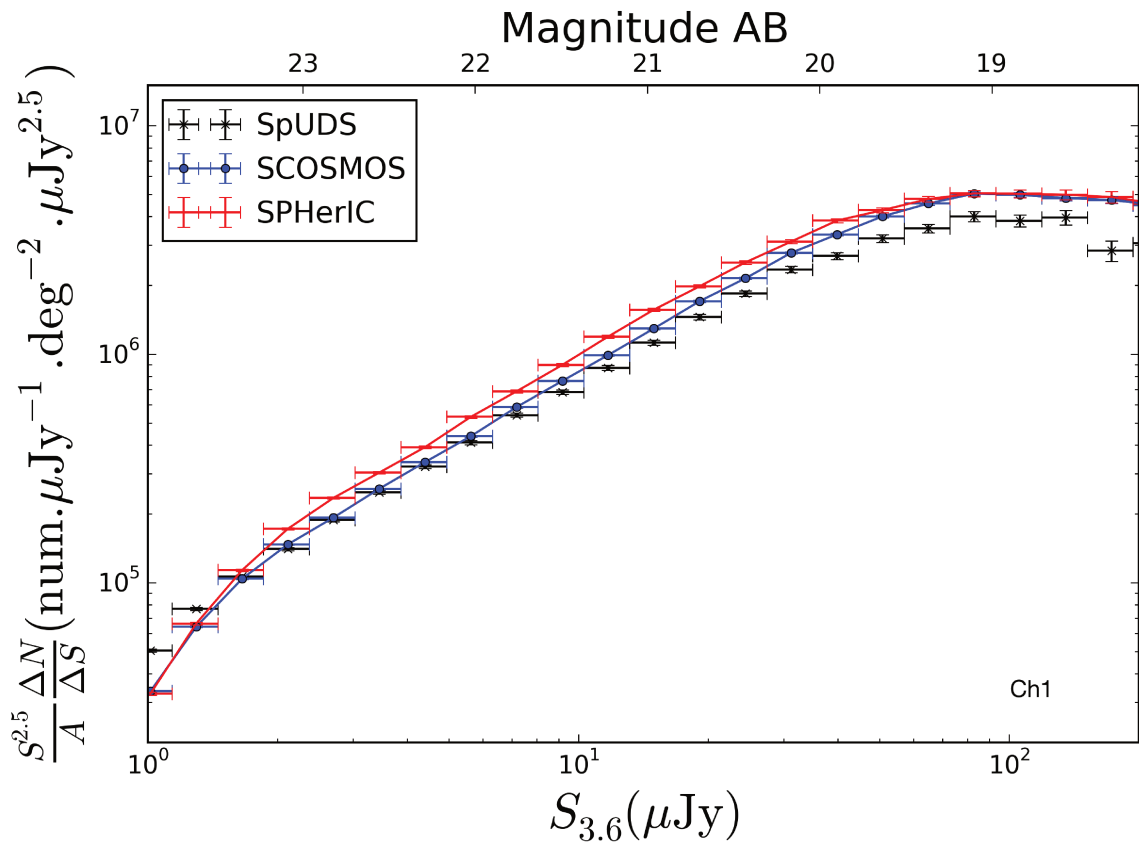


FIGURE 4.16 – Comptages différentiels  $S^{2.5} \frac{dN}{dS}$  dans les champs SPHerIC, le relevé SpUDS et le relevé SCOSMOS. Les incertitudes sont des incertitudes poissonniennes, et doivent être prises comme des limites inférieures à l'incertitude réelle. *Haut* : Ch1. *Bas* : Ch2.

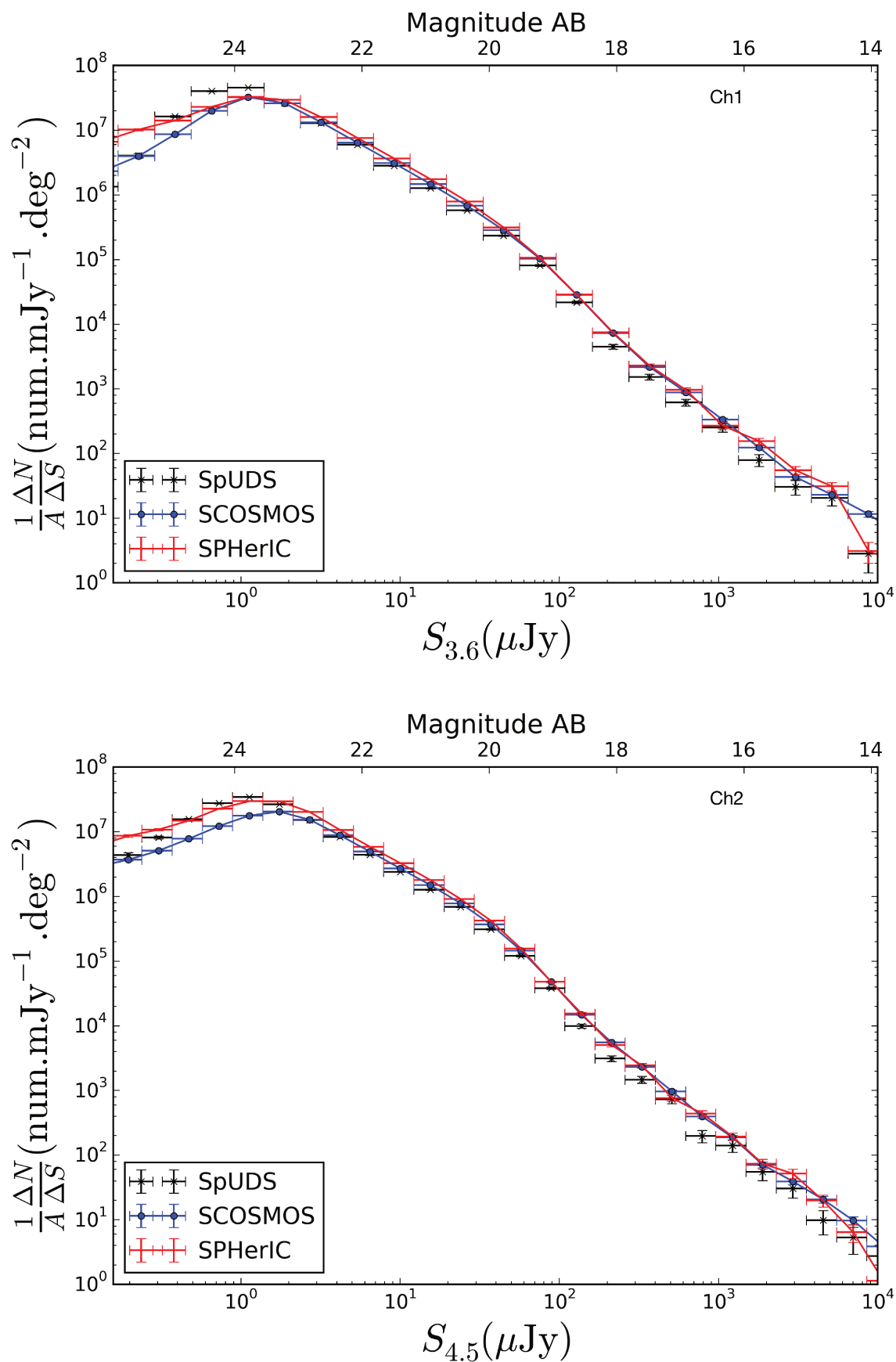


FIGURE 4.17 – Comptages différentiels  $\frac{dN}{dS}$  dans les champs SPHERIC, le relevé SpUDS et le relevé SCOSMOS. Les incertitudes sont des incertitudes poissonniennes, et doivent être prises comme des limites inférieures à l'incertitude réelle. *Haut* : Ch1. *Bas* : Ch2.



Relevé	Aire (deg <sup>2</sup> )	Nombre de sources (Ch1/Ch2)
SPHerIC	0.569	92801/89686
SpUDS	0.313	46489/41030
SCOSMOS	1.769	250441/212961

TABLE 4.5 – Propriétés des zones utilisés dans les relevés SpUDS et SCOSMOS et dans l'échantillon SPHerIC.

SANDERS et al., 2007. Les comptages à un format plus directement comparables à ceux de la Fig. 7 de SANDERS et al., 2007 sont présentés Fig. 4.17. Les comptages SCOSMOS<sup>15</sup> de SANDERS et al., 2007 et ceux présentés ici sont compatibles à  $\lesssim 5\%$ .

Même si ces comptages de sources nécessitent une étude plus fine, ceci m'indique que l'extraction de sources que j'effectue donne des résultats comparables à  $\lesssim 10\%$  par rapport à des résultats connus.

## 4.4 Mesures de densité surfacique de galaxies

Un amas de galaxie étant une concentration de galaxies dans l'espace à 3 dimensions, il apparaîtra aussi comme tel sur le ciel qui est une projection sur une surface à 2 dimensions. La réciproque n'est cependant pas vraie, et une concentration de galaxies peut être due à un alignement fortuit de ces galaxies sur la ligne de visée. Ceci constituera d'ailleurs un des principaux problèmes de notre étude.

Afin de localiser les pics de densité surfacique de galaxies, j'ai mis en œuvre deux méthodes différentes de calcul du champ de densité surfacique de notre échantillon. Je présente dans cette section ces deux méthodes qui sont la méthode des  $k$  plus proches voisins<sup>16</sup> et la méthode AKDE. Ces deux méthodes sont des méthodes non-paramétriques, c'est-à-dire où aucune hypothèse n'est faite sur la forme du champ de densité surfacique réel.

À partir des positions des galaxies dans chaque champ, on cherche à construire le champ de densité surfacique  $\rho(\theta, \phi)$  en tout point.

### 4.4.1 Méthode des $k$ plus proches voisins

Le principe de cette méthode est simple : les galaxies situées dans des environnements surdenses auront des voisins plus proches que les galaxies situées ailleurs.

Je présente la méthode pour estimer le champ de densité sur le ciel, une surface à 2 dimensions où les points sont repérés par les coordonnées angulaires  $(\theta, \phi)$ . Cette méthode est toutefois immédiatement généralisable à tout espace de dimension finie. Considérons une zone d'observation où  $N$  objets sont observés. Considérons un point  $A : (\theta, \phi)$  de la zone d'observation. On centre un cercle sur ce point, dont on fait grandir le rayon jusqu'à ce qu'il contienne  $k$  objets, où  $k$  est un entier généralement choisi entre 3 et 10. Le rayon du cercle est alors noté  $r_A$ . La densité au point  $A$  est alors :

$$\Sigma(\theta, \phi) = \frac{1}{N} \frac{k}{2\pi r_A^2} \quad (4.10)$$

Cette méthode s'adapte donc au champ de densité local : dans les environnements denses  $r_A$  sera faible et  $\Sigma$  sera grand, et inversement dans les environnements peu denses.

Le choix de la valeur de  $k$  est quelque peu arbitraire, même si des méthodes existent pour déterminer cette valeur. Voir *e.g.* ENAS et CHOI, 1986.

Un choix de  $k$  trop faible fera que la méthode sera extrêmement sensible au bruit, ou, dans le cas du ciel, aux alignements fortuits. Un choix de  $k$  trop grand entraînera une perte d'information (de granularité). Voir Fig. 4.19.

15. En considérant les étoiles, trait pointillé de la Fig. 7 de SANDERS et al., 2007

16. Ou du  $k$ -ième voisin.

#### 4.4.2 La méthode AKDE

La méthode dite *Adaptive Kernel Density Estimator* (AKDE) est une méthode d'estimation de densité non-paramétrique et basée sur un noyau gaussien dont la largeur est déterminée par une méthode de minimisation itérative de façon à s'adapter à la densité locale. Elle a été introduite par PISANI, 1996. Une présentation peut être trouvée dans FERDOSI et al., 2011. Le code utilisé dans mes travaux a été mis à ma disposition par VALTCHANOV et al., 2013.

Considérons  $N$  points sur le ciel aux positions  $r_i$ . L'estimateur de densité AKDE au point  $r$  est alors :

$$\Sigma_{\text{AKDE}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N G(|r - r_i|, \sigma_i) \quad (4.11)$$

avec

$$G(x, \sigma_i) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (4.12)$$

Les valeurs  $\sigma_i$  sont alors déterminées par une méthode équivalente à minimiser l'erreur intégrée (entre le champ de densité réel et le champ reconstruit).

Je résume ici les conclusions de FERDOSI et al., 2011, qui se sont intéressés à l'efficacité des estimateurs de densité et notamment celle de la méthode AKDE<sup>17</sup> et celle de la méthode des  $k$  plus proches voisins à reconstruire des champs de densité connus. Dans la majorité des cas testés, AKDE donne les résultats attendus. AKDE reconstruit mieux le champ de densité que la méthode des  $k$  plus proches voisins. Remarquons que AKDE effectue une minimisation globale de l'erreur, ce qui signifie que l'erreur peut localement être très importante. De plus, la détermination des valeurs des  $\sigma_i$  de l'équation 4.11 passent par leur initialisation à des valeurs  $\sigma_i^{(0)}$ , et un mauvais choix de ces valeurs initiales peut mener à un résultat erroné. Cependant, AKDE semble avoir des difficultés à reconstruire le champ de densité dans le cas de structures larges et complexes, et dans un espace à 3 dimensions ou plus, ce qui n'est pas le cas de nos observations ici.

Des exemples de cartes de densités surfaciques de nos champs obtenues à l'aide de cette méthode sont présentées Fig. 4.18. Une comparaison de la méthode AKDE avec la méthode des  $k$  plus proches voisins est visible Fig. 4.19. Ces cartes ont été construites à partir des positions des sources IRAC rouges dans les champs SPHerIC. On constate que les deux méthodes reconstruisent correctement le champ de densité, mais que la méthode de  $k$  plus proches voisins produit des cartes plus bruitées et avec des effets de bords plus marqués.

Des codes d'estimation de densité surfacique à l'aide de la méthode AKDE ont par ailleurs été mis à disposition par Ivan Valtchanov, et ont été utilisés pour l'estimation de densité surfacique des sources SPIRE par PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. Après ce rapide examen des deux méthodes, et fort de cette expérience, le choix fut fait d'utiliser la méthode AKDE pour l'estimation des densités surfaciques des champs SPHerIC observés par IRAC, et la localisation des pics de densité surfacique.

#### 4.4.3 Densité moyenne des champs SPHerIC

Pour quantifier les surdensités de l'échantillon SPHerIC, je m'intéresse à la valeur moyenne  $\mu_{\text{AKDE}}$  de la carte de densité surfacique générée par AKDE, et à son écart-type  $\sigma_{\text{AKDE}}$ . Une fois les maxima  $\Sigma_{\text{max}}$  des cartes localisées, leur écart à la moyenne est quantifié :  $n = \frac{\Sigma_{\text{max}} - \mu_{\text{AKDE}}}{\sigma_{\text{AKDE}}}$ . En réalité, ceci peut être effectué en chaque point, menant à des cartes de surdensités. Ceci est présenté Sect. 5.3, je m'intéresse ici à l'estimation de  $\mu_{\text{AKDE}}$  et  $\sigma_{\text{AKDE}}$ .

Il existe une dispersion importante (champ à champ) dans la détermination des valeurs de  $\mu_{\text{AKDE}}$  et  $\sigma_{\text{AKDE}}$ . Pour estimer ces valeurs, les sources IRAC rouges de chaque champ voient leur positions redistribuées aléatoirement dans le champ, et la carte de densité est recalculée. Ceci est effectué 100

17. appelée DEDICA dans ces travaux.

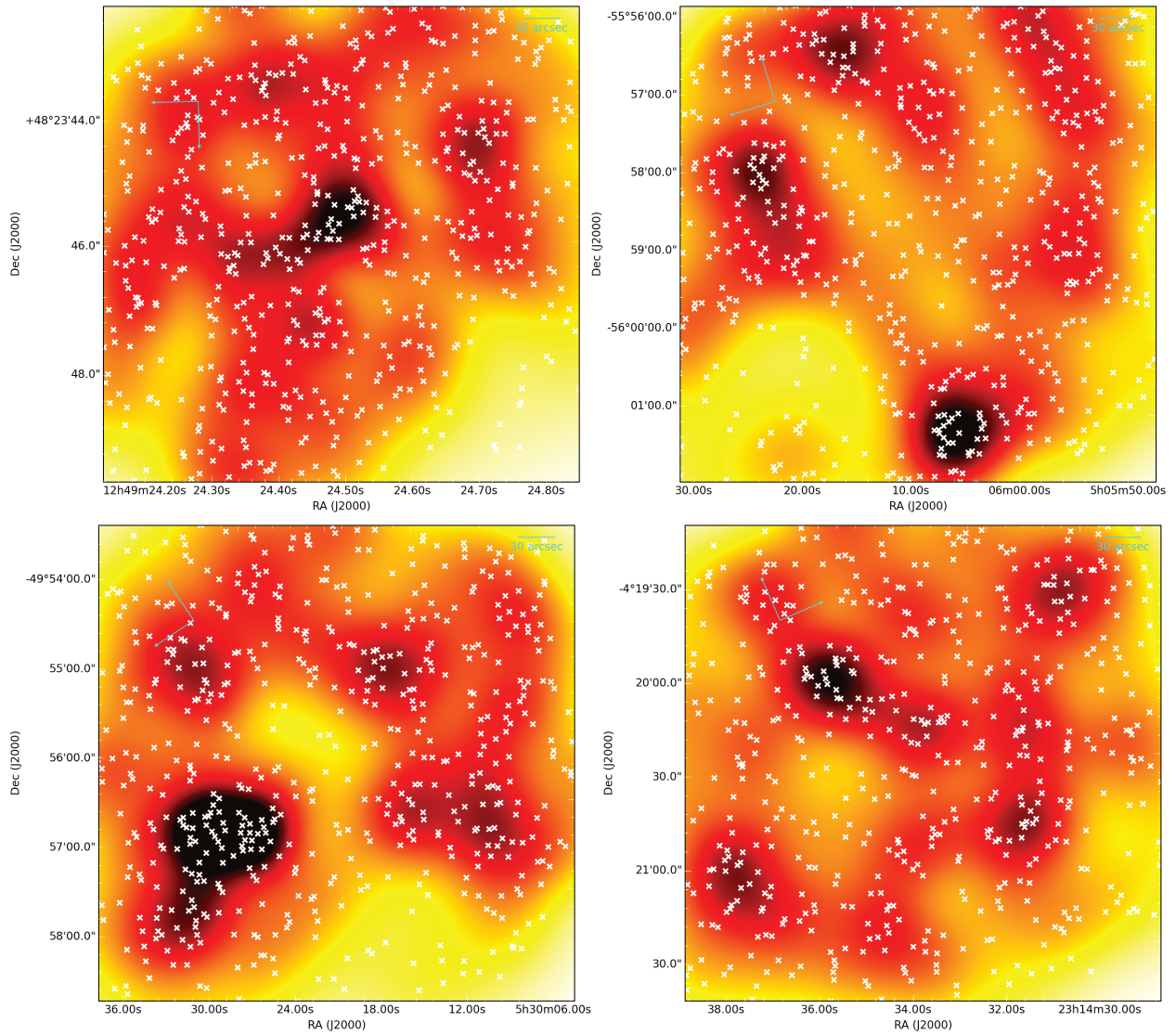


FIGURE 4.18 – Cartes de densité surfacique (normalisées) obtenues avec la méthode AKDE pour 4 candidats de l'échantillon SPHerIC. L'échelle de couleur va du blanc (densité nulle) au noir par teintes de rouges. Les croix blanches indiquent les positions des sources utilisées pour générer ces cartes. Les cartes couvrent une surface de  $3' \times 3'$ .

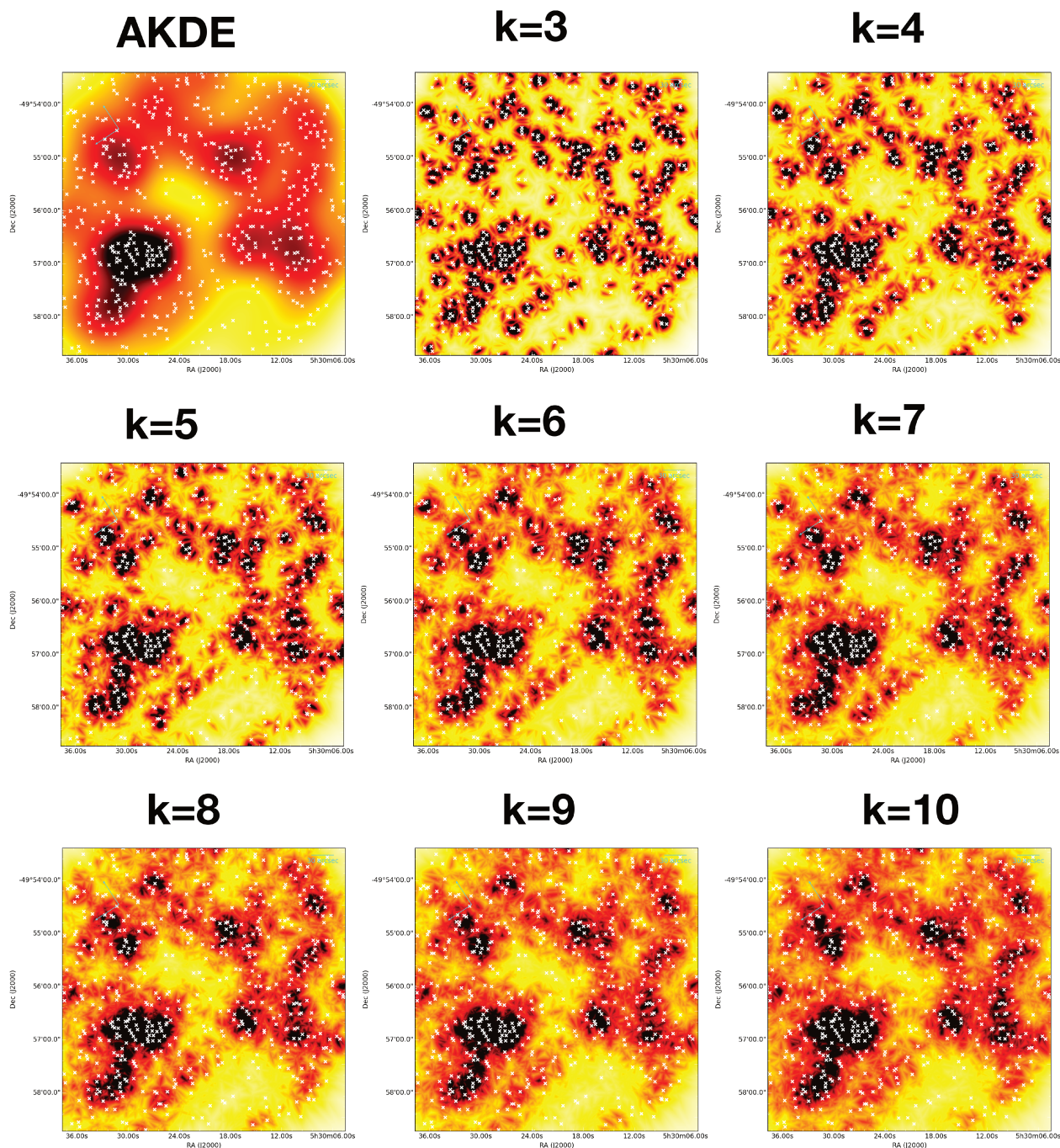


FIGURE 4.19 – Cartes de densité surfacique (normalisées) obtenues pour un candidat de l'échantillon SPHerIC. *Haut, Gauche* : Carte obtenue à l'aide de la méthode AKDE. *De Gauche à droite* : Cartes obtenues à l'aide de la méthode des  $k$  plus proches voisins pour  $k = 3, 4, 5, \dots, 10$ . Toutes ces cartes reconstruisent globalement le même champ. Les cartes obtenues avec la méthode des  $k$  plus proches voisins sont cependant plus bruitées, et des effets de bords sont visibles. L'échelle de couleur va du blanc (densité nulle) au noir par teintes de rouges. Les croix blanches indiquent les positions des sources utilisées pour générer ces cartes. Les cartes couvrent une surface de  $3' \times 3'$ .

fois par mosaïque, et est comparable à ce qui est effectué par PLANCK COLLABORATION et al., 2015k dans le cas des sources SPIRE. Cette procédure vise à effacer l’effet des surdensités importantes de sources, que l’on sait biaiser l’estimation de  $\sigma_{AKDE}$ . Les distributions des valeurs de  $\mu_{AKDE}$  et  $\sigma_{AKDE}$  obtenues sur l’ensemble des réalisations sont présentées Fig. 4.20. La distribution des valeurs médianes est représentée Fig. 4.21.

On constate dans les deux cas ( $\mu_{AKDE}$  et  $\sigma_{AKDE}$ ) une distribution bimodale, le deuxième mode représentant  $\sim 15\%$  du premier. La distribution des valeurs médianes  $m_{AKDE}$  présente une distribution unimodale, mais asymétrique. L’interprétation de cette distribution n’est pas claire. Le second pic ne correspond pas à un ou plusieurs champs en particulier, tous les champs présentant le même comportement. Le nombre de sources dans le champ ne semble avoir aucune influence non plus. Les deux modes secondaires des distributions  $\mu_{AKDE}$  et  $\sigma_{AKDE}$  sont par ailleurs corrélés. Même si ceci a encore besoin d’être testé, je suppose que ces valeurs sont dues à des configurations où les sources sont extrêmement concentrées. Les cartes de densité surfacique construites à partir des catalogues réels présentent en effet des dispersions quasi-systématiquement plus importantes que le premier mode, ce qui encore une fois est attendu au vu de la présence de surdensités. Ceci est un travail actuellement en cours.

Les valeurs de  $\mu_{AKDE}$  et  $\sigma_{AKDE}$  sont prises comme les valeurs au maximum du premier mode, le second ne représentant en définitive qu’une fraction de celui-ci. On notera que ces valeurs sont dans les unités de la carte retournée par AKDE, soit une distribution de probabilité. La quantité d’intérêt étant un rapport impliquant ces valeurs, la conversion en densité surfacique n’est ici pas effectuée. De plus, le nombre de sources variant de champ à champ, il est plus pertinent de comparer des distributions de probabilité.

## 4.5 Données ancillaires de référence

### 4.5.1 COSMOS

COSMOS (*Cosmic Evolution Survey*) est un relevé couvrant un champ équatorial de  $2 \text{ deg}^2$ , et observé par la majorité des télescopes spatiaux (Hubble, Spitzer, GALEX, XMM, Chandra, Herschel) et de nombreux télescopes au sol (Subaru, VLA, ESO-VLT, UKIRT, NOAO, CFHT notamment).

Les catalogues de sources extraites dans ce champ ont été rendus disponibles par les équipes en charge du relevé. Le champ ayant été observé par Spitzer, il fournit un échantillon de comparaison aux observations SPHERIC adapté : la stratégie d’observation utilisée est similaire, et les temps d’intégration identiques (Profondeur de  $\sim 0.2 \mu\text{Jy}$  ( $1\sigma$ ) à  $3.6 \mu\text{m}$ ; ASHBY et al., 2013). Les nombreuses données dans les autres bandes, et les propriétés physiques qui en sont déduites, vont me permettre d’établir des relations empiriques entre les propriétés physiques ( $M_*$ ,  $z_p$ ) et les flux IRAC. Voir Sect. 5.3.5 et 5.3.4. Les observations avec Herschel, menées dans le cadre du HerMES (OLIVER et al., 2012), fournissent un autre échantillon de comparaison aux candidats SPHERIC, d’abord des propriétés des sources Herschel, mais aussi de leur environnement vu par IRAC. Voir Sect. 5.2.1.

Je ferai usage de plusieurs catalogues de sources extraites dans le champ COSMOS :

- Le catalogue photométrique de ILBERT et al., 2009, qui contient des estimations de redshifts photométriques des sources à partir de 30 bandes photométriques, depuis le lointain ultraviolet jusqu’au moyen infrarouge<sup>18</sup>.
- Le catalogue de ILBERT et al., 2013, qui contient des estimations de masses stellaires de galaxies toujours sur la base de 30 bandes photométriques, et d’une méthode d’ajustement de spectres.<sup>19</sup>
- Le catalogue de sources SPIRE extraites à  $250 \mu\text{m}$  (OLIVER et al., 2012)<sup>20</sup>.
- Enfin, le catalogue de sources extraites dans le relevé SCOSMOS (*Spitzer COSMOS*, SANDERS et al., 2007)<sup>21</sup>.

18. [rsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/tables/redshift/](http://rsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/tables/redshift/)

19. <http://terapix.iap.fr/cplt/uvista-dr1-ilbertetal>

20. [hedam.lam.fr/HerMES/data/DR2/packages/L2-COSMOS\\_DR2.tar.bz2](http://hedam.lam.fr/HerMES/data/DR2/packages/L2-COSMOS_DR2.tar.bz2)

21. [irsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/tables/scosmos/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/tables/scosmos/)

Les catalogues de sources IRAC mis à disposition sont générés avec SExtractor. Le catalogue de sources détectées à  $3.6\mu\text{m}$  est pris comme référence et seules sont considérées les sources ayant  $f_{3.6\mu\text{m}}$ . La photométrie est effectuée dans des ouvertures circulaires de rayon  $r = 1.9''$ . Une correction d'ouverture est appliquée.

## 4.5.2 SpUDS

Le relevé SpUDS (*Spitzer Ultra Deep Survey*; PID :40021; P.I. : J.Dunlop)<sup>22</sup> consiste en des observations profondes de  $\sim 1\text{deg}^2$  du ciel avec les instruments IRAC et MIPS ( $24\mu\text{m}$ ) du télescope spatial Spitzer. Pour les bandes à  $3.6$  et  $4.5\mu\text{m}$ , les mosaïques finales sont constituées de 4060 expositions individuelles, menant à une profondeur de  $\sim 0.2\mu\text{Jy}$  ( $1\sigma$ ) à  $3.6\mu\text{m}$  (ASHBY et al., 2013). Le champ couvert a aussi été couvert par le relevé UKIDSS-UDS, le plus profond dans les bandes du proche infrarouge J-H-K (LAWRENCE et al., 2007). Les images ainsi que les catalogues de sources extraites dans celles-ci sont mis à disposition sur le Spitzer Heritage Archive.

Avec des temps d'intégration plus importants que pour nos observations des candidats de l'échantillon SPHerIC, SpUDS constitue un échantillon de référence adapté pour qualifier mes catalogues. (Voir Sect. 4.3.1 et 4.3.6). Le relevé servira aussi à déterminer la valeur moyenne de la densité surfacique de galaxies détectées à  $4.5\mu\text{m}$ . Voir Sect. 5.3. Le champ observé contient par ailleurs la structure à  $z = 1.62$  découverte par PAPOVICH et al., 2010, ce qui permet d'avoir facilement accès à ses propriétés observées, et ainsi les comparer à celles de nos candidats.

Les catalogues de sources IRAC mis à disposition sont générés avec SExtractor. L'extraction de sources est effectuée indépendamment à toutes les longueurs d'ondes. Un filtre de type *Mexican-Hat* est appliqué pour augmenter le taux de détections de sources à la limite de confusion. Le catalogue de sources détectées à  $3.6\mu\text{m}$  est alors pris comme référence, et toutes les sources de ce catalogue trouvant une association dans les trois autres bandes est considérée comme réelle et inscrite dans le catalogue final. L'association se fait de façon angulaire dans un rayon de  $1.5''$ . La photométrie est effectuée dans des ouvertures circulaires de rayon  $r = 1.9''$ . Une correction d'ouverture est appliquée. Pour diminuer le taux de fausses détections (en partie accru par l'usage d'un filtre lors de la détection), le catalogue n'inclut en définitive que les sources ayant un rapport signal à bruit supérieur à 8 dans l'une des deux bandes à  $3.6\mu$  ou  $4.5\mu\text{m}$  ( $2.0$  et  $2.7\mu\text{Jy}$ , respectivement), et un rapport signal à bruit supérieur à 5 ( $1.3$  and  $1.7\mu\text{Jy}$ , respectivement) dans ces deux bandes. Les erreurs photométriques sont enfin corrigées à la façon de GAWISER et al., 2006. Voir Sect. 4.2.4.

Ces catalogues de sources IRAC ne sont pas construits de la même façon à ceux obtenus pour nos observations. J'effectue moi-même l'extraction de sources dans les images IRAC des relevés, de façon à maîtriser les différentes étapes de l'extraction et ainsi obtenir des catalogues de sources comparables à ceux obtenus Sect. 4.2. Voir Sect. 4.3.1.

22. [irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/SpUDS/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/SpUDS/)

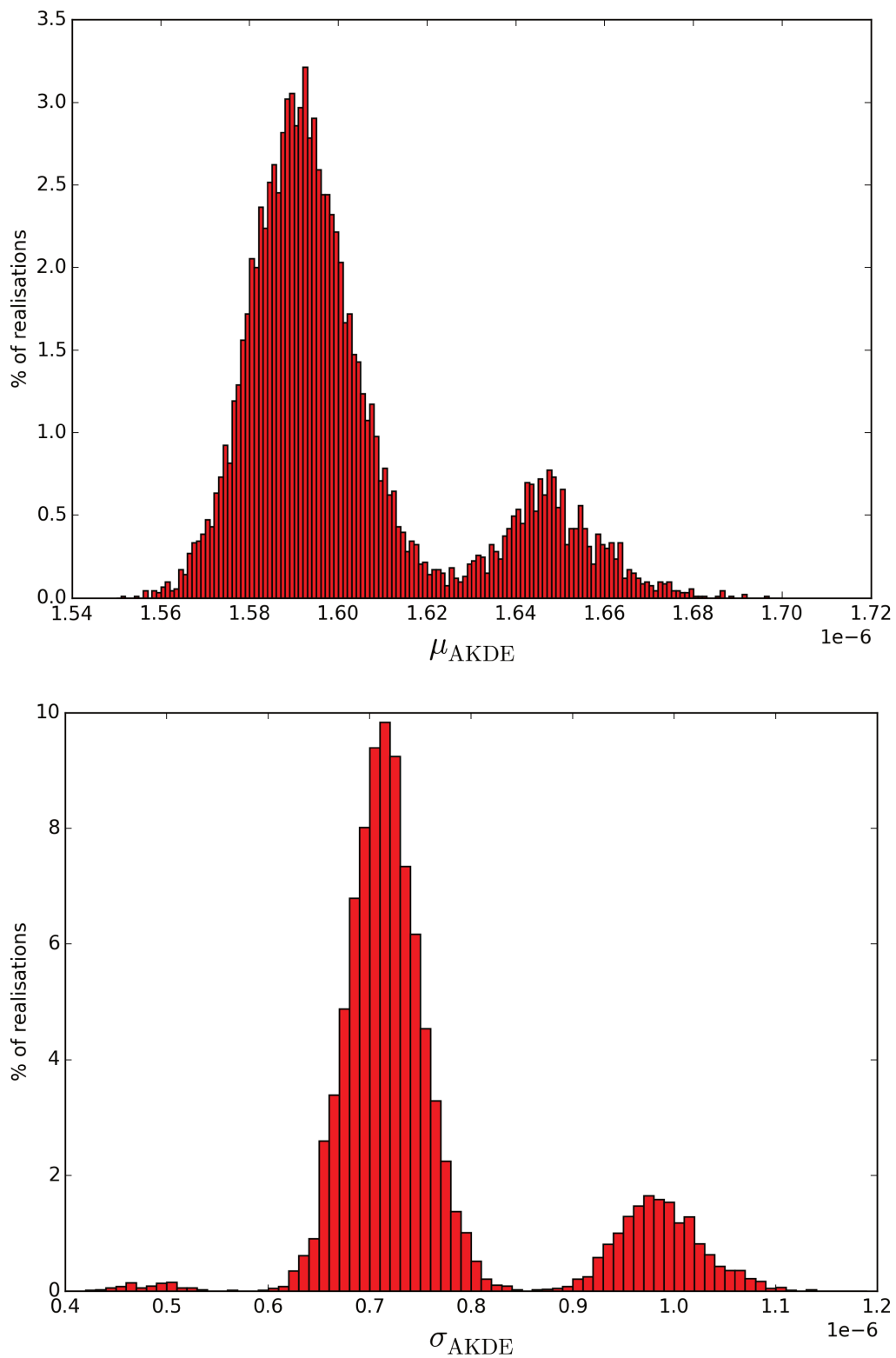


FIGURE 4.20 – Distribution des valeurs moyennes et de des écarts types calculés dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges calculées à l’aide de la méthode AKDE générées à partir des catalogues de sources redistribuées aléatoirement dans les champ SPHerIC (unités arbitraires). **Haut** :  $\sigma_{AKDE}$  **Bas** :  $\mu_{AKDE}$ .

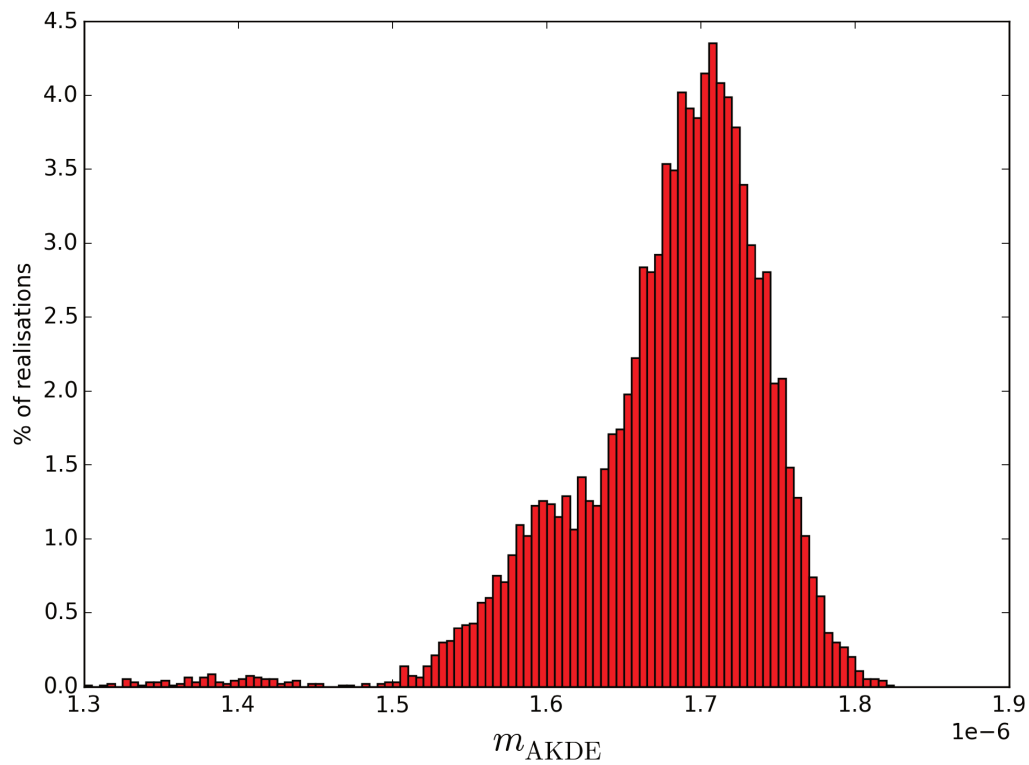


FIGURE 4.21 – Distribution des valeurs médianes calculées dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges calculées à l’aide de la méthode AKDE générées à partir des catalogues de sources redistribuées aléatoirement dans le champ SPHerIC (unités arbitraires). *Haut* :  $\sigma_{AKDE}$  *Bas* :  $\mu_{AKDE}$ .



## Chapitre 5

# L'échantillon SPHerIC : Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters

### 5.1 Recherche de structures dans l'infrarouge proche avec Spitzer/IRAC

L'utilisation de la lumière infrarouge proche ( $\lambda < 8\mu\text{m}$ ) comme traceur des structures à  $z > 1$  a mené à la constitution de nombreux échantillons de candidats (proto-)amas de galaxie, et des premières confirmations révèlent des structures spectaculaires (Voir Sect. 1.3, et les références). La présence d'un pic d'émission à  $1.6\mu\text{m}$  dans le spectre de virtuellement tous les types de populations stellaires à l'exception des plus jeunes (âge  $< 10^7$  années), dû à un minimum d'opacité dans l'atmosphère des étoiles (JOHN, 1988), permet en effet de sélectionner efficacement les galaxies en termes de redshift (SIMPSON et EISENHARDT, 1999 ; SAWICKI, 2002) à travers des observations dans le domaine infrarouge.

Cette caractéristique spectrale a été utilisée notamment par PAPOVICH, 2008 pour construire un critère de couleur faisant usage uniquement des deux bandes à  $3.6$  et  $4.5\mu\text{m}$  de IRAC pour sélectionner les galaxies à  $z > 1.3$ . IRAC est particulièrement pertinent pour rechercher de telles galaxies, la densité de flux à  $4.5\mu\text{m}$  des galaxies de luminosité typique  $L_*$  étant constante entre  $z = 0.5$  et  $z = 3$ . Voir Fig. 1 de RETTURA et al., 2014. Sa sensibilité est telle que à ces redshifts ces galaxies peuvent être détectées avec des temps d'intégrations de  $\sim 100\text{s}$  par pointage.

L'évolution de la couleur  $[3.6] - [4.5]$  en fonction du redshift  $z$  pour différents modèles de galaxies est représentée Fig. 5.1. On remarque que cette couleur augmente avec  $z$  dans l'intervalle  $z = 0.7 - 1.7$ , rendant possible son utilisation comme indicateur du redshift dans cet intervalle. Cette évolution n'est cependant pas entièrement monotone, présentant un maximum local autour de  $z = 0.3$  et un plateau pour  $z > 1.7$ . Elle varie de plus de type de galaxie à type de galaxie. Néanmoins, PAPOVICH, 2008 argumente que le simple critère  $[3.6] - [4.5] > -0.1$  sélectionne préférentiellement les galaxies à  $z > 1.3$ , et estime la contamination par des sources à des redshifts plus bas à  $\sim 20\%$ <sup>1</sup>. De plus, il est montré qu'un simple critère de magnitude dans une bande optique (la bande  $R$  dans ces travaux) permet de réduire cette contamination. En sélectionnant de cette façon les sources IRAC détectées dans le champ SWIRE ( $\sim 50 \text{ deg}^2$ ), et en identifiant les surdensités angulaires de telles sources, PAPOVICH, 2008 a pu constituer un échantillon de nombreux candidats amas de galaxies à  $z > 1.3$ . Ceci a ensuite mené à la confirmation d'un de ces candidats à un redshift  $z = 1.62$  (PAPOVICH et al., 2010). À partir de la densité spatiale des candidats, PAPOVICH, 2008 estime que ces amas sont les progéniteurs des amas locaux les plus massifs. Un des principaux avantages de cette sélection est qu'elle sélectionne efficacement tous (ou presque) les types de galaxies, permettant l'étude de l'assemblage de la masse stellaire de ces galaxies avec un biais faible.

MUZZIN et al., 2013 exploitèrent encore plus cette idée, en ajoutant un second critère en couleur utilisant la bande photométrique  $z'$ <sup>2</sup>, réduisant ainsi la contamination par les galaxies à des redshifts  $z < 1.3$  à  $\sim 4\%$ . En utilisant des intervalles de couleur  $[3.6] - [4.5]$ , plutôt que le seul critère  $[3.6] - [4.5] > -0.1$  de PAPOVICH, 2008, l'estimation du redshift photométrique est améliorée, et la détection de surdensités se fait dans un espace à 3 dimensions plutôt que sur la seule projection céleste. Les galaxies

1. À partir d'une comparaison avec un relevé spectroscopique.

2. Autour de  $0.9 \mu\text{m}$ .

des amas connus résident en effet le long d'une séquence étroite (dispersion  $\simeq 0.1$  mag en couleur) dans l'espace [3.6] – [4.5] vs. [4.5]. La couleur moyenne des galaxies le long de cette séquence, nommée "Stellar Bump Sequence" (SBS) par MUZZIN et al., 2013, est un indicateur du redshift. MUZZIN et al., 2013 identifient ainsi une structure spectroscopiquement confirmée à  $z = 1.63$  dans le champ SWIRE ( $\sim 50$  deg<sup>2</sup>), et retrouvent 4 amas connus parmi 5 spectroscopiquement confirmés dans le champ, montrant par là l'efficacité de la méthode. Ils reportent aussi une centaine de candidats à  $z > 1$  dans le champ SWIRE.

RETTURA et al., 2014 présentent un échantillon de 279 candidats amas construit à partir d'observations IRAC à 3.6 et 4.5  $\mu\text{m}$  du champ *Spitzer South Pole Telescope Deep Field* (SSDF ; 94deg<sup>2</sup>). Les candidats sont détectés en tant que surdensités de sources IRAC rouges. Des critères en magnitudes dans les bandes I et [4.5] sont adoptés pour réduire la contamination par des galaxies d'avant plan. La méthode présentée retrouve trois amas connus<sup>3</sup> dans le champ Boötes, et la pureté de la totalité de l'échantillon est estimée à 80%. L'examen des candidats dans l'espace [3.6] – [4.5] vs. [4.5] montre là encore que les galaxies IRAC rouges se placent le long d'une séquence dans cet espace. La distribution des redshifts photométriques estimés des candidats s'étend de  $z_p = 1.3$  à  $z_p \simeq 2.$ , présentant un maximum marqué à  $z = 1.5$ . L'estimation des masses de ces candidats révèle qu'ils sont probablement les progéniteurs des amas locaux massifs.

Ces études, et d'autres, montrent le potentiel de la lumière infrarouge, et particulièrement celle collectée par Spitzer/IRAC, pour rechercher des structures à  $z > 1$ . Il est cependant important de noter que ces études visent à construire des échantillons de candidats de façon systématique, à l'aide d'observations avec des durées d'observations modestes ( $\sim 100$ s par pointage avec IRAC pour RETTURA et al., 2014), mais nécessitant d'observer de grands champs (plusieurs dizaines de degrés carrés) au vu de la rareté de tels objets. De telles études sont par ailleurs susceptibles d'être biaisées vers les systèmes les plus massifs à ces époques, ou de rater des structures plus étendues du fait des fenêtres angulaires choisies pour sélectionner les candidats, de l'ordre de l'arcminute. Voir e.g. CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013.

Les estimations des redshifts photométriques de ces candidats montrent que peu de structures sont découvertes à  $z \gtrsim 2$ . Il s'agit pourtant de l'époque où est supposée se dérouler la majorité de la formation d'étoiles dans les galaxies des environnements denses, voir e.g. HATCH et al., 2011b ou SNYDER et al., 2012. Il est donc nécessaire de construire des échantillons de structures à ces époques pour contraindre les mécanismes de formation stellaire des galaxies dans les environnements denses.

Une approche complémentaire est d'étudier les propriétés de sources autour d'objets connus pour être des traceurs des environnements denses. Ceci est par exemple le cas des radio-galaxies. Voir YATES, MILLER et PEACOCK, 1989 et HATCH et al., 2014 pour une discussion sur l'origine de cette corrélation. Voir VENEMANS et al., 2007, HATCH et al., 2011a et WYLEZALEK et al., 2013<sup>4</sup> pour des échantillons de candidats (proto-)amas autour de radio-galaxies. WYLEZALEK et al., 2013 présentent notamment un échantillon de 387 candidats amas à  $1.2 < z < 3.3$ , autour de galaxies à noyau actif radio-bruyant (*Clusters Around Radio-Loud AGNs* ; CARLA). À l'aide d'observations profondes ( $\sim 1000$ s) à 3.6 et 4.5  $\mu\text{m}$  avec IRAC, l'étude révèle des surdensités importantes de sources IRAC rouges (92% des champs sont plus denses que la valeur moyenne, et 10% présentent une surdensité  $\geq 5\sigma$ ). Ceci permet de construire des échantillons de candidats avec un prior différent, de comparer les propriétés des échantillons suivant la sélection adoptée et ainsi identifier les différents biais et corrélations. Ceci permet aussi de sélectionner la fenêtre de redshift étudiée si le redshift du traceur est connu.

**La formation stellaire comme traceur des environnements denses à  $z \sim 2$**  L'approche que j'adopte ici est similaire dans le principe : je m'intéresse à l'environnement des sources SPIRE de HPASSS, tel qu'il est vu par Spitzer/IRAC. Si l'analyse des données SPIRE révèle des structures abritant une intense formation d'étoiles à  $z_p \simeq 2$  (Voir Sect. 2.2), les données IRAC vont me permettre de mieux contraindre

3. Découverts à travers leur émission X à des redshifts de 1.37, 1.41, 1.75.

4. Et aussi WYLEZALEK et al., 2014.

ces objets. Je ferai usage des différents critères présentés ci-dessus afin de rechercher des surdensités de galaxies compatibles avec  $z > 1.3$  à partir de leurs couleurs IRAC. Si ceci peut apparaître plus technique, le gain en résolution angulaire ( $\times 15$ ) apporté par IRAC apporte d'importantes informations sur la nature des sources observées par SPIRE.

Lors du passage du PHz à HPASSS se posait en effet la question de savoir si le flux des objets détectés par Planck provenait de plusieurs sources SPIRE ou d'une seule. Si les estimations de luminosités infrarouges des objets Planck défavorisaient l'hypothèse d'un seul objet SPIRE<sup>5</sup>, alors que les estimations de luminosité obtenues pour les objets SPIRE sont compatibles avec une unique galaxie, la possibilité que plusieurs galaxies contribuent au flux SPIRE n'est pas exclue. Ce dernier cas nous est d'ailleurs d'un intérêt tout particulier, puisqu'il pourrait correspondre à un groupe ou (proto-)amas de galaxie en phase synchrone de formation d'étoiles, à la façon de TRAN et al., 2010, SANTOS et al., 2015, WANG et al., 2016 qui reportent des amas massifs dont le cœur est en phase intense de formation d'étoiles  $z > 1.5$ , ou de HATCH et al., 2011b qui montrent sur deux exemples à  $z \gtrsim 2.4$  que les environnements denses (proto-amas) sont tracés par les galaxies en phase de formation d'étoiles<sup>6</sup>. Avec une sélection Planck/Herschel similaire à celle adoptée pour la construction du PHz et de HPASSS, et un suivi en proche infrarouge, CLEMENTS et al., 2014 reportent 4 candidats amas à  $0.8 < z <$  présentant une intense formation stellaire (à des redshifts  $0.8 < z_p < 2.3$ ), montrant déjà à l'époque le potentiel de Planck et Herschel pour rechercher de telles structures. Ceci est cohérent avec l'inversion de l'anticorrélation entre taux de formation d'étoiles et densité de galaxies observée à  $z < 1$  (Voir e.g. HASHIMOTO et al., 1998 ou PATEL et al., 2009 pour des observations de cette anticorrélation). Voir ELBAZ et al., 2007, GRÜTZBAUCH et al., 2011, KOYAMA et al., 2013b ou RODIGHIERO et al., 2014 pour des observations de cette inversion : à  $z > 1$ , les galaxies dans les environnements plus denses forment plus d'étoiles que la moyenne. Voir aussi BRODWIN et al., 2013. On notera tout de même que QUADRI et al., 2012 reportent que l'anticorrélation  $SFR - \rho$  est toujours en place à  $z \sim 1.8$ .

Il est donc attendu qu'aux redshifts sondés ( $z \gtrsim 2$ ), la formation stellaire intense observée par Planck et Herschel trace les environnements denses (amas et proto-amas). C'est ce que je me propose de vérifier à l'aide des observations IRAC menées.

Cette étude aboutit à la constitution de l'échantillon de structures à  $z \gtrsim 1.5 - 2$  nommé *Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters* (SPHerIC), et aux premières estimations des propriétés de ces candidats ( $z_p$ ,  $M_*$ , SFR). Ce chapitre a pour but de présenter la constitution de cet échantillon, un examen de la robustesse des candidats, et la façon dont ces premières propriétés ont été estimées, avant de discuter leur possible nature. Cette étude s'inscrit dans la problématique de la recherche d'environnements denses à  $z > 2$ , avec un prior unique avec Planck et Herschel, qui rend cet échantillon adapté pour aborder la question de la formation d'étoiles dans les environnements denses durant leur pic d'activité.

Ces candidats nécessiteront d'être confirmés, et des observations complémentaires seront nécessaires pour mieux contraindre leur nature. Un tel suivi a été démarré, présenté au chapitre 6. Néanmoins, j'espère d'abord livrer ici un échantillon robuste permettant d'identifier les candidats les plus pertinents pour un suivi spectroscopique, dans un contexte où le nombre de structures confirmées à  $z > 2$  est encore modeste, mais aussi de lever une partie du voile sur la question de la formation stellaire dans les environnements denses à  $z > 2$ , encore largement non contrainte.

*Tout au long de cette analyse, les sources IRAC respectant  $[3.6] - [4.5] > -0.1$  seront désignées comme sources rouges. Pour une définition des sources SPIRE rouges voir Sect. 2.2*

5. Sauf dans les cas de systèmes lentillés, mais un critère en flux permet d'exclure les plus extrêmes de ces objets.

6. Sélectionnés sur la base de l'émission  $H_\alpha$ .

## 5.2 HPASSS vu par Spitzer/IRAC

### 5.2.1 Couleur des sources IRAC associées aux sources SPIRE

Si les sources SPIRE rouges de l'échantillon HPASSS sont réellement situées à  $z \simeq 2$ , leurs contreparties IRAC devraient présenter *a minima*  $[3.6] - [4.5] > -0.1$ . Ceci constitue un premier test pour corroborer les conclusions de PLANCK COLLABORATION et al., 2014b.

Sont associées aux sources SPIRE rouges<sup>7</sup> les sources IRAC situées à un rayon angulaire  $r < 18''$  du centroïde de la source SPIRE<sup>8</sup>. Cette distance correspond à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point de SPIRE à  $250 \mu\text{m}$ . Il est ainsi peu probable qu'une source IRAC située à une plus grande distance angulaire contribue de façon significative au flux SPIRE. Étant donné que, pour une galaxie de luminosité typique  $L_*$ , le flux à  $4.5 \mu\text{m}$  reste constant dans l'intervalle  $z = 1 - 3$  du fait de la *k*-correction négative (Voir la Fig. 1 de Rettura 2014), et ce domaine de longueur d'onde étant peu affecté par l'absorption par la poussière, il est attendu que la contrepartie IRAC de la source SPIRE soit toujours visible à  $4.5 \mu\text{m}$ . Des structures peu massives (et donc invisibles pour IRAC) ne sont pas attendues à ces redshifts, au vu des hauts taux de formation d'étoiles estimés à partir de SPIRE.

Les sources IRAC non associées à des sources SPIRE rouges fournissent un échantillon de contrôle. L'échantillon COSMOS fournit un échantillon de comparaison. Voir Sect. 4.5. La même procédure d'association angulaire est utilisée pour étudier la couleur des sources IRAC associées aux sources rouges SPIRE du champ COSMOS. La totalité des sources IRAC détectées dans le champ COSMOS fournit un deuxième échantillon de contrôle. L'association angulaire est effectuée à l'aide de TOPCAT/Stilts (TAYLOR, 2006). On notera que les sources SPIRE détectées dans le champ COSMOS (OLIVER et al., 2012) ne sont pas cependant complètement comparables à celles du HPASSS. Elles sont en effet moins brillantes et moins rouges.

La distribution des couleurs obtenues pour chaque échantillon est représentée Fig. 5.2.

On remarque alors que :

1. Les sources IRAC associées aux sources SPIRE rouges de HPASSS sont plus rouges que la moyenne :  $\langle [3.6] - [4.5] \rangle_{\text{HPASSS-Red}} = 0.01$  à comparer à  $\langle [3.6] - [4.5] \rangle_{\text{COSMOS}} = -0.12$  pour une dispersion comparable valant  $\sim 0.3$  mag. Un test de Kolmogorov-Smirnov exclut que les distributions sous-jacentes des deux échantillons puissent être les mêmes ( $p < 10^{-30}$ ). Cet effet est visible en considérant la distribution obtenue pour la totalité des sources du champ COSMOS, et celle obtenue pour les sources IRAC non associées aux sources SPIRE rouges dans HPASSS.
2. Les sources IRAC associées aux sources SPIRE rouges du champ COSMOS sont plus rouges que la moyenne :  $\langle [3.6] - [4.5] \rangle_{\text{COSMOS-Red}} = -0.05$ , avec toujours une dispersion valant  $\sim 0.3$  mag. Cependant la distribution de couleur obtenue est plus bimodale, présentant un maximum local autour de -0.4, que celle obtenue pour les sources IRAC associées aux sources SPIRE rouges de HPASSS. Un test de Kolmogorov-Smirnov exclut à nouveau que les deux distributions sous-jacentes puissent être les mêmes ( $p < 0.001$ ).

Ceci montre que la couleur des sources IRAC associées aux sources SPIRE rouges est statistiquement compatible avec celles des galaxies à  $z > 1.3$  (et donc avec  $z \simeq 2$ ), et confirme l'exceptionnalité de notre échantillon : la distribution des couleurs des sources IRAC associées aux sources SPIRE rouges de HPASSS diffère significativement de la distribution moyenne des couleurs IRAC obtenues dans le champ COSMOS.

### 5.2.2 Surdensités de sources IRAC rouges aux positions des sources SPIRE

Un second test afin de vérifier que nos candidats sont compatibles avec des structures à  $z \simeq 2$  est de s'intéresser à la densité de sources associées à l'émission SPIRE.

7. Les observations IRAC couvrent  $\sim 800$  sources SPIRE, dont 600 rouges.

8. Les sources IRAC ne sont pas associées à l'émission SPIRE à l'aide des masques présentés Sect. 4.2.5 car cette procédure n'a pas pu être appliquée dans les échantillons de comparaison.

De façon similaire à ce qui est effectué à la section 5.2.1, autour de chaque source SPIRE rouge de HPASSS, dans un rayon angulaire de  $r = 18''$ , je sélectionne les sources IRAC, au nombre de  $N_{\text{IRAC}}$ . Pour chaque source SPIRE, je m'intéresse alors au nombre de sources IRAC rouges  $N_{\text{IRAC,red}}$ , et à la fraction  $\frac{N_{\text{IRAC,red}}}{N_{\text{IRAC}}}$ . Le même travail est appliqué pour les sources SPIRE bleues, puis les sources SPIRE dans le champ COSMOS (rouges et bleues). Les distributions cumulatives obtenues sont représentées Fig. 5.3, gauche.

On remarque que les sources SPIRE rouges de HPASSS ont un nombre de sources IRAC rouges associées plus important que pour les autres sources SPIRE. Ainsi, seules des sources SPIRE rouges de HPASSS ont un nombre de sources IRAC rouges associées  $> 10$ . Une proportion importante des sources SPIRE rouges de HPASSS présentent toutefois un nombre de sources IRAC rouges associées similaire à ce qui peut être constaté autour d'autres sources SPIRE, toutes les distributions cumulatives plafonnant à la même valeur.

Cependant, à nombre de sources IRAC (et pas uniquement rouges) par source SPIRE donné, la proportion de sources IRAC rouges est nettement plus importante pour les sources SPIRE rouges de HPASSS (Voir Fig. 5.3, droite).

Ceci indique statistiquement au premier ordre que les sources SPIRE rouges de HPASSS sont associées à des surdensités de sources IRAC rouges, ce qui est compatible avec notre hypothèse de plusieurs galaxies contribuant au flux SPIRE, surtout au vu du faible rayon d'association choisi ( $r = 18''$ ).

**Cartes de densité surfacique AKDE et inspection visuelle des candidats** Les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges générées à l'aide de la méthode AKDE (Voir 4.4.2) confirment par ailleurs la présence de surdensités importantes. Tous les champs SPHerIC contiennent une surdensité  $\delta_{\text{AKDE}} > 2$ , avec  $\delta_{\text{AKDE}} = \frac{\text{maxAKDE} - \mu_{\text{AKDE}}}{\sigma_{\text{AKDE}}}$  (Voir Sect. 4.4.3 pour une définition de  $\mu_{\text{AKDE}}$  et  $\sigma_{\text{AKDE}}$ ). 30% ont  $\delta_{\text{AKDE}} > 5$ , et 6% ont  $\delta_{\text{AKDE}} > 10$ . La distribution des surdensités dans les cartes AKDE est représentée Fig. 5.4.

Les mosaïques à  $4.5\mu\text{m}$  de la totalité des champs SPHerIC sont représentées dans l'appendice C, avec les contours de densité surfacique et d'émission SPIRE superposés. Une inspection visuelle confirme la présence de surdensités de sources rouges.

On remarque toutefois que les surdensités de sources IRAC rouges ne sont pas nécessairement associées à une émission significative dans les cartes SPIRE ( $> 3\sigma$ ), et que certaines émissions SPIRE intenses ne sont pas associées à de telles surdensités de sources IRAC rouges. L'inspection visuelle nous montre par ailleurs que tous les candidats ne présentent pas des propriétés similaires : certains champs présentent de nombreux pics de densités significatifs ( $> 3\sigma$ ) mais peu étendus ( $\sim 20''$ ), d'autres présentent un unique (ou deux) pic de densité significatif et plus étendu ( $\sim 1'$ ) pas toujours associé à une source SPIRE, alors que d'autres ne présentent aucune surdensité à  $> 3\sigma$ .

**4 Classes de candidats** Je répartirais alors visuellement les 84 candidats de l'échantillon SPHerIC en 4 classes. Des exemples de candidats tombant dans chaque classe sont représentés Fig. 5.5.

1. **Classe Amas** : La première classe contient les candidats présentant un unique pic de densité de significatif ( $\gtrsim 3.5\sigma$ ), voire deux, dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges. Ces candidats sont au nombre de 23 (27% de l'échantillon). Dans 17 de ces cas la surdensité de sources IRAC rouges est associée à une émission SPIRE  $> 3\sigma$  (densité de flux à  $350\mu\text{m}$ ). Ces structures seront désignées comme "amas", la grande densité de sources observée rendant ces structures compatibles avec les plus massives à ces redshifts, et l'association avec la source SPIRE dans  $\sim 80\%$  des cas est similaire à ce qui est observé par e.g. SANTOS et al., 2015 à  $z \simeq 1.5$ .
2. **Classe Proto-amas** : La deuxième classe contient les structures présentant plusieurs ( $> 5$ ) pics significatifs ( $\gtrsim 3.5\sigma$ ) dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges. Ces candidats sont au nombre de 21 (25% de l'échantillon). Au vu de leur aspect étendu, ces candidats seront désignés comme "proto-amas". La taille angulaire estimée des structures à  $z \gtrsim 2$  peut en effet atteindre plusieurs dizaines d'arcminutes pour les structures les plus massives, et est de l'ordre de

Classe	% de l'échantillon	$\delta_{\text{AKDE}}^a$	$N_{\delta}^b$	Étendue angulaire
Amas	27%	$\gtrsim 3.5$	1-2	$\sim 30''$
Proto-amas	25%	$\gtrsim 3.5$	$\geq 5$	$\gtrsim 1'$
Groupes	21%	$\simeq 2.5 - 3$	0	$\sim 30''$
Autres	27%	$< 2.5$	0	NA

TABLE 5.1 – Résumé des différentes classes définies visuellement. Il est important de signaler à nouveau qu'il ne s'agit que de candidats, et que cette terminologie devra ici être prise avec précaution.  $a$  : Contraste maximum de densité dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges calculées avec la méthode AKDE :  $\delta_{\text{AKDE}} = \frac{\max_{\text{AKDE}} - \mu_{\text{AKDE}}}{\sigma_{\text{AKDE}}}$ .  $b$  : Nombre de pics de densité  $\delta \gtrsim 3.5$  présents dans la carte AKDE.

5' pour les moins massives. Voir CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 et MULDREW, HATCH et COOKE, 2015, notamment la Fig. 2 de MULDREW, HATCH et COOKE, 2015. Voir aussi Sect. 5.3.2.

- Classe Groupes** : 17 candidats (21% de l'échantillon) présentent 1 à 3 pics  $\simeq 2.5 - 3\sigma$  dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges, peu étendus ( $\sim 20 - 30''$ ), et généralement non-associés à l'émission SPIRE. Comme je le montrerai Sect. 5.3.1, ces candidats contiennent cependant des surdensités importantes de sources à une échelle angulaire de 1' ( $\sim 3 - 4\sigma$ ). Les surdensités plus faibles font suspecter des structures de plus faibles masses. Comme les structures de masse  $M < 3 \times 10^{14} M_{\odot}$  ne sont pas virialisées à  $z > 1.5$  (CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013), et que les structures moins massives virialisent plus tard, j'exclus ces candidats de la première classe. La terminologie "proto-amas" est réservée aux candidats présentant un aspect étendu, je désignerai donc ces candidats comme "groupes".
- Classe Autres** : 23 candidats (27% de l'échantillon) ne présentent pas de pic à  $3\sigma$  dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges. Encore une fois, ces candidats révèlent malgré tout des surdensités importantes à une échelle angulaire de 1'. À défaut de meilleure caractérisation pour le moment, ces candidats seront désignés comme "autres".

Cette terminologie devra être prise avec précaution, mais permet une classification préliminaire simple de l'échantillon, qui est ensuite examinée. Les critères et les 4 classes qui en découlent sont résumés table 5.1.

La présence de surdensités de sources IRAC rouges significatives à une échelle de 1' pour les candidats des classes "Groupes" et "Autres" montre que la méthode AKDE n'identifie pas les surdensités à une telle échelle. Cependant, au vu de la taille des structures à  $z \simeq 2$ , il est plus pertinent de s'intéresser à la densité à plus large échelle.

**Environnement dans un rayon de minute d'arc** Afin d'examiner les 84 candidats de l'échantillon SPHerIC plus en détail, je m'intéresse à l'environnement (dans un rayon de 1') de la source SPIRE rouge la plus brillante à  $350\mu\text{m}$ , c'est-à-dire *a priori* celle formant des étoiles le plus intensément. Étant donné l'incertitude importante sur l'estimation des taux de formation d'étoiles des sources SPIRE par intégration d'un corps noir modifié ajusté (Voir Sect. 2.2), principalement due à l'incertitude sur le redshift de ces objets, ces estimations ne sont pas utilisées pour sélectionner les candidats, et seul le flux observé à  $350\mu\text{m}$  est utilisé pour la sélection, la couleur rouge des sources SPIRE assurant *a priori*  $z \gtrsim 2$ .

Ce choix biaise l'échantillon vers les systèmes compacts à haut taux de formation stellaire, similaire à *e.g.* WANG et al., 2016, soit *a priori* les candidats classés visuellement comme "amas". Si ce choix peut sembler peu pertinent pour les systèmes de type "proto-amas", la taille du champ de vue IRAC empêche une caractérisation à grande échelle ( $> 3'$ ) de ce type de candidats. De plus, les nombreux pics de densité présents dans ces cartes sont de plus généralement distants de  $1 - 2'$ , et associés au moins partiellement à l'émission SPIRE. Le choix fait devrait donc tout de même permettre une première analyse de ces candidats, même s'il est probable qu'il ne s'agira que d'une partie de la structure<sup>9</sup>. Pour les autres

9. Probablement son cœur pour ceux où le pic de densité le plus important est associé à l'émission SPIRE

candidats, les cartes AKDE ne révélant aucun pic de densité surfacique, ce choix permettra d'examiner l'environnement de la source SPIRE à plus grande échelle.

C'est ce choix qui mène à la constitution de l'échantillon *Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters* (SPHerIC) à proprement parler, qui contient donc 84 candidats.<sup>10</sup> La constitution de l'échantillon ainsi que ses propriétés sont présentées Sect. 5.3.

## 5.3 SPHerIC : Les sites de formation stellaire vus par IRAC

### 5.3.1 Surdensités de sources IRAC rouges

Les sources IRAC rouges sont sélectionnées dans un rayon de  $1'$  autour du centre de la source SPIRE rouge la plus brillante à  $350\mu\text{m}$ , qu'on désignera comme S1, dans les 84 champs de l'échantillon SPHerIC. Ce rayon de 1 arcmin correspond à 500kpc à  $z = 2$ , soit le rayon typique  $R_{500}$  des amas à ces redshifts (FASSBENDER et al., 2011). Ceci est similaire à l'approche adoptée par WYLEZALEK et al., 2013, WYLEZALEK et al., 2014 ou RETTURA et al., 2014.

La densité surfacique de sources IRAC rouges est alors estimée dans ce cercle. La distribution des densités surfaciques obtenues est représentée Fig. 5.6. Un échantillon de contrôle est obtenu à l'aide des données du relevé SpUDS (Voir Sect. 4.5). 920 cercles de rayon  $r = 1'$  sont placés aléatoirement dans les cartes Spitzer/IRAC du relevé, et la densité surfacique de sources IRAC rouges est calculée. L'extraction de sources est faite de la même façon que pour les candidats SPHerIC, et les sources sont sélectionnées sur la base de leur détection à  $4.5\mu\text{m}$ . La distribution des densités surfaciques obtenues dans ces cercles est aussi représentée Fig. 5.6.

Afin d'obtenir une densité surfacique moyenne du champ de galaxies IRAC rouges, une distribution gaussienne est ajustée sur la partie basse de la distribution obtenue dans le relevé SpUDS. La moitié haute est écartée car elle correspond aux structures présentes dans le champ SpUDS<sup>11</sup>. Les paramètres ajustés de cette gaussienne ont pour valeurs  $\Sigma_{\text{SpUDS}} = 9.2\text{arcmin}^{-2}$  et  $\sigma_{\text{SpUDS}} = 2.2\text{arcmin}^{-2}$ . WYLEZALEK et al., 2014 ont procédé de la même façon. Ils obtiennent une densité surfacique moyenne de sources IRAC rouges dans le relevé SpUDS et un écart type comparable à mes estimations ( $\Sigma_{\text{SpUDS}} = 9.6\text{arcmin}^{-2}$  et  $\sigma_{\text{SpUDS}} = 2.1\text{arcmin}^{-2}$ ).

Tous les champs SPHerIC présentent une densité surfacique de sources IRAC rouges autour la source S1 supérieure à cette valeur moyenne. 76% présentent une surdensité à  $3\sigma$ , 56% à  $4\sigma$  et 28% à  $5\sigma$ . La distribution de densité surfacique des candidats amas de l'échantillon CARLA présenté par WYLEZALEK et al., 2013 a été obtenue de la même façon, à partir de données de profondeur similaire, de catalogues obtenus avec la même méthode d'extraction. 46% de ces candidats présentent une surdensité à  $3\sigma$ , et 11% seulement à  $4\sigma$ .

Notons que l'examen de ces distributions pour les différentes classes de galaxies introduites Sect. 5.2.2 (non représentées ici) révèle les faits suivants :

- Les candidats de la classe "amas" représentent la majorité des candidats les plus denses (14/26 ; 55%) pour les champs ayant  $\Sigma > 20\text{sources.arcmin}^{-2}$  ; sources IRAC rouges). Ceci est un effet de sélection attendu, mais montre toutefois que la surdensité identifiée par la méthode AKDE persiste à une échelle de  $1'$ . Seuls 4 de ces candidats ont une surdensité à moins de  $3\sigma$  autour de la source S1. Dans ces cas, une surdensité importante de sources est en réalité présente, mais non associée à l'émission SPIRE.
- Les candidats de la classe "proto-amas" ont une distribution de densité surfacique de sources IRAC rouges plus étendue (entre 10 et 25  $\text{sources.arcmin}^{-2}$ ). Cette fois-ci, l'émission SPIRE est visuellement associée à une surdensité dans les cartes AKDE pour la totalité de ce type de candidats, même s'il ne s'agit que dans 7 cas (25%) de la surdensité la plus importante du champ ( $> 20\text{sources.arcmin}^{-2}$ ).

10. Sur les 90 champs observés avec Spitzer, 2 sont écartés à cause de la présence d'une étoile très brillante, et 4 ne révèlent pas d'émission SPIRE importante.

11. Notamment PAPOVICH et al., 2010.

- Les candidats de la classe "groupe" ou "autres" ont un maximum plus marqué entre 16 et 18 sources.arcmin<sup>-2</sup> (sources IRAC rouges). Pour les candidats de la classe "groupes" au moins, ceci est encore une fois un effet de sélection attendu.

Si les différences constatées entre les différentes classes sont majoritairement dues à des effets de sélection, on constate tout de même que les candidats de la classe "autres" ne représentent que 3 des 19 champs présentant une surdensité de sources IRAC rouges à moins de  $3\sigma$  autour de S1, ceux-ci étant majoritairement constitués de candidats de la classe "proto-amas" (6). Les candidats des classes "groupes" et "autres" constituent par ailleurs 28 des 39 champs ayant une surdensité de sources IRAC rouges entre  $3$  et  $5\sigma$  autour de S1, et 5 d'entre eux présentent même une surdensité à plus de  $5\sigma$  autour de S1 (ce qui représente 20% des champs respectant ce critère). Ceci est surprenant puisque les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges de ces champs ne révèlent aucun pic significatif ( $> 2.5\sigma$ ). Ceci est peut-être indicateur d'une surdensité à des échelles supérieures au champ de vue d'IRAC ( $> 5'$ ), toujours en gardant à l'esprit la grande taille angulaire prédite pour les structures à  $z \simeq 2$  ( $> 5'$ ).

Si ceci indique le caractère exceptionnellement surdense de notre échantillon, se pose encore la question de la corrélation angulaire entre l'émission SPIRE et la surdensité de sources IRAC rouges.

Il a été montré Sect. 5.2.2 que ces surdensités étaient statistiquement visibles à des échelles de  $\sim 20''$  pour la totalité des sources SPIRE rouges ( $\sim 600$ ), je m'intéresse maintenant à vérifier ce comportement pour les sources S1, et à établir les profils radiaux de nos candidats.

### 5.3.2 Profils radiaux de densité surfacique

**Profils intégrés** Le profil radial de densité surfacique de sources IRAC rouges est étudié jusque  $2'$  autour des positions des sources S1. Ceci correspond à la distance maximale qui puisse être sondée par nos observations<sup>12</sup>. Dans chaque champ, des cercles de rayons allant de  $r = 5''$  à  $r = 120''$  sont placés autour de S1, et la densité surfacique de sources IRAC rouges  $\Sigma_r$  est calculée pour chaque rayon. Le résultat est présenté Fig. 5.7. Chaque point représente la valeur moyenne pour les candidats de l'échantillon, et la barre d'erreur indique la déviation standard. Ce processus est aussi effectué dans le relevé SpUDS, autour de 920 positions aléatoires, pour calculer  $\Sigma_{r,\text{SpUDS}}$  qui servira de référence.

Les champs SPHerIC sont séparés en deux catégories : ceux présentant  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}} + 5\sigma$  et ceux présentant  $\Sigma < \Sigma_{\text{SpUDS}}$ .

Les résultats sont alors les suivants :

1. La densité surfacique  $\Sigma_{r,\text{SpUDS}}$  ne dépend pas du rayon  $r$ . Ceci est cohérent avec notre hypothèse que SpUDS constitue un échantillon de contrôle, c'est-à-dire de galaxies du champ. La valeur de densité surfacique obtenue est très proche de la valeur moyenne obtenue par ajustement d'une distribution gaussienne, mais toujours au dessus. Ceci est attendu puisque l'ajustement n'est effectué que sur la moitié basse de la distribution des densités surfaciques de sources IRAC rouges. On remarquera que l'erreur augmente à faible rayon du fait de la petitesse du nombre de sources contenues dans le cercle.
2. Aucun candidat ne présente un caractère sous-dense ( $\Sigma_r < \Sigma_{\text{SpUDS}}$ ) pour  $r > 30''$ . Pour  $r = 5''$ , 24 champs sont sous-denses, et ce nombre tombe à 3 pour  $r = 10''$ . Si pour ces deux valeurs de  $r$  le nombre de sources IRAC rouges tombe parfois à 0, une source IRAC bleue est généralement associée angulairement à l'émission SPIRE. Le fait que ce caractère sous-dense ne persiste pas avec le rayon croissant indique que ces champs contiennent une surdensité de sources rouges à une distance  $\sim 30''$  de l'émission SPIRE.
3. Les candidats SPHerIC ont  $\Sigma_r$  croissant avec  $r$  décroissant. Ceci indique que l'émission SPIRE est extrêmement corrélée à la surdensité de sources IRAC rouges, fait qui est masqué en ne considérant que  $r = 1'$ . Ceci est encore une fois compatible avec une inversion de la relation  $SFR - \rho$

12. On notera par ailleurs qu'à une distance de  $2'$  autour de  $\sim 25\%$  des sources S1, des zones ne sont pas observées par le télescope. Ces candidats sont ici écartés.



dans les environnements les plus denses à  $z > 1.5$ , de manière comparable à e.g. TRAN et al., 2010, SANTOS et al., 2015 ou WANG et al., 2016.

4. On constate que pour  $r > 40'$ ,  $\Sigma$  ne dépend plus de  $r$ , mais reste constant à une valeur supérieure à la valeur moyenne  $\Sigma_{\text{SpUDS}}$ . Ce comportement est accentué en ne considérant que les candidats présentant  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}} + 5\sigma$ . Ceci nous indique qu'en général plus un champ est dense à une échelle de  $1'$ , plus il est dense à une échelle de  $10''$ , même si la dispersion est importante (30% à  $r = 10''$ ). Le fait que  $\Sigma$  reste constant à une valeur supérieure à la valeur moyenne  $\Sigma_{\text{SpUDS}}$  à des échelles de  $2'$  indique aussi que ces surdensités sont spatialement étendues, en accord avec les prédictions de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 ou de MULDREW, HATCH et COOKE, 2015. Ces études reportent cependant des tailles attendues bien plus importantes ( $> 10'$ ) pour les structures les plus massives<sup>13</sup>. La taille du champ de vue d'IRAC ( $\sim 5'$ ) empêche cependant pour l'instant une caractérisation à plus grande échelle des candidats<sup>14</sup>.

**Profils différentiels** On notera aussi que le profil présenté ici n'est pas un profil différentiel, mais intégré. La présence d'une surdensité à faible rayon biaise alors potentiellement la valeur à grand rayon, et les conclusions ci-dessus seraient alors erronées. Pour vérifier ce dernier point, le profil radial *différentiel* de densité surfacique est examiné en calculant la densité surfacique de sources IRAC rouges dans des anneaux centrés autour de S1. Le résultat est visible Fig. 5.8. On constate alors que l'aspect surdense des candidats persiste à grand rayon, indiquant que les structures observées sont bien spatialement étendues. Ceci est aussi en accord avec ce qui est observé par WYLEZALEK et al., 2013, qui s'intéressent aussi aux profils radiaux autour des galaxies actives de l'échantillon CARLA. Les valeurs obtenues par WYLEZALEK et al., 2013 sont toutefois plus faibles ( $\sim 12$  sources.arcmin<sup>-2</sup> à  $r = 120'$ , à comparer à  $\sim 17$  sources.arcmin<sup>-2</sup> pour les champs SPHerIC). Si une partie de la différence peut être attribuée à la stratégie d'extraction différente<sup>15</sup>, ceci ne joue qu'à hauteur de 10% dans la détermination de la valeur moyenne  $\Sigma_{\text{SpUDS}}$ , alors que la différence constatée ici est de l'ordre de 30%. Les champs SPHerIC sont donc plus denses que les candidats de l'échantillon CARLA à des échelles angulaires  $r > 1'$ .

**Présence d'autres surdensités de sources IRAC rouges** Ces profils différentiels m'indiquent que les sources SPIRE rouges de HPASSS sont en moyenne associées au centre des surdensités des sources IRAC rouges. Cependant, comme il a été discuté Sect. 5.2.2, il apparaît visuellement (dans les mosaïques à  $4.5\mu\text{m}$  et dans les cartes de densité surfacique) que certaines des sources S1 ne sont pas associées à des pics significatifs dans les cartes AKDE, et que des pics de densité surfacique significatifs ne sont pas associés à une émission détectée par SPIRE. Ainsi, 6 (9,17)<sup>16</sup> des sources SPIRE S1 se trouvent à une distance  $d < 0.5'$  ( $1'-2'$ ) du pic de densité des cartes AKDE, alors que 43 sources SPIRE S1 se trouvent à une distance  $3' < d < 5'$  (50% de l'échantillon). Si ceci n'est pas incompatible avec la présence d'une surdensité importante de sources IRAC rouges à la position de la source S1, cela indique que d'autres surdensités plus importantes sont généralement présentes dans les cartes.

Une façon de plus de constater qu'au moins une partie des champs contient une surdensité surfacique de sources IRAC rouges plus importante que celle calculée à la position de la source S1 ( $\Sigma_{\text{SPIRE}}$ ) est de calculer la densité surfacique de sources IRAC rouges dans un cercle de même rayon mais centré sur le maximum de la carte AKDE ( $\Sigma_{\text{AKDE}}$ ). Ceci est représenté Fig. 5.9. On constate que certains champs présentent un surdensité 2 à 3 fois plus importante que celle calculée à la position de la source SPIRE. Certains champs présentent  $\Sigma_{\text{SPIRE}} > \Sigma_{\text{AKDE}}$  alors que cette dernière valeur est calculée autour du maximum de densité. Ceci n'est pas incohérent, puisque les cartes AKDE identifient les surdensités

13. Voir aussi VENEMANS et al., 2007 qui reportent une taille de  $\sim 4'$  pour une structure située à  $z \sim 3$ .

14. Les cartes SPIRE couvrent une surface plus importante, de l'ordre de  $25' \times 25'$ . Il est donc peut-être possible des chercher dans ces cartes des indications de structures à plus grande échelle pour les candidats SPHerIC présentant une morphologie plus étendue, compatible avec les proto-amas à  $z \simeq 2$ . Ceci est un travail en préparation.

15. Une détection dans les deux bandes IRAC est imposée par WYLEZALEK et al., 2013, contrairement à une détection dans la bande à  $4.5\mu\text{m}$  seule pour les champs SPHerIC.

16. Respectivement 7, 11 et 20% de l'échantillon.

à des échelles spatiales inférieures à  $< 1'$ . On constate aussi que la distance entre ces deux positions est  $> 2'$  dans plus de la moitié des cas, montrant que ces deux valeurs ne sont pas corrélées. Ceci est cohérent avec des surdensités à des échelles spatiales  $> 2'$ , caractéristiques des structures à  $z > 2$ .

**Profils radiaux et classification visuelle** J'examine les profils radiaux différentiels de densité surfacique de sources IRAC rouges pour les différentes classes de candidats construites visuellement (Sect. 5.2.2) : les différences constatées se reflètent-elles dans ces profils radiaux ?

Les champs sont alors classés suivant les 4 classes "amas", "proto-amas", "groupes" et "autres". Le résultat est visible Fig. 5.8. On constate que pour  $r < 40''$  les candidats de la classe "amas" sont significativement plus denses que les autres candidats, ce qui est cohérent avec la façon dont ils ont été sélectionnés. Les candidats de la classe "proto-amas" présentent une baisse de la densité surfacique de sources IRAC rouges à très faible rayon ( $r < 10''$ , bien que peu significative). Ceci indique que l'émission SPIRE n'est pas complètement corrélée à la surdensité de sources IRAC rouges pour ce type de candidats. Les candidats de la classe "groupes", c'est-à-dire présentant un pic de surdensité entre  $3 - 3.5\sigma$  dans les cartes de densité surfacique AKDE, présentent le même comportement que les candidats de la classe "amas", avec des densités plus faibles. Le comportement des candidats classés comme "autres" est plus surprenant. Bien que les cartes AKDE ne révèlent aucune surdensité  $> 2.5\sigma$ , une augmentation claire de la densité surfacique est observée à faible rayon, jusqu'à des valeurs comparables à celles des candidats classés comme "groupes". Si le fait de centrer le cercle autour des sources SPIRE biaise nécessairement l'estimation de la densité surfacique de sources IRAC, surtout à  $r < 10'$ <sup>17</sup>, on remarquera que cette valeur est supérieure à celle obtenue pour les candidats de la classe "proto-amas", bien qu'encore une fois de façon peu significative.

La classification visuelle ne révèle donc finalement que des différences peu significatives dans les profils radiaux, à l'exception d'effets de sélection attendus, tous les champs ayant en définitive tous un comportement similaire. Seul le comportement des candidats de la classe "autres" peut paraître surprenant, mais ceci nécessiterait d'être vérifié avec par exemple des profils radiaux de densité surfacique autour des sources SPIRE dans le champ COSMOS<sup>18</sup>, afin de vérifier à quel degré la sélection autour de la source SPIRE biaise l'estimation de densité.

**Synthèse intermédiaire** À partir de ces indicateurs (profils radiaux et densité surfacique), on peut donc retenir que

1. Les candidats SPHerIC présentent des surdensités exceptionnelles de sources IRAC rouges à une échelle de  $1'$  autour de la source SPIRE rouge la plus brillante à  $350\mu\text{m}$ , 76% des champs présentant une surdensité  $> 3\sigma$ .
2. La position du pic de cette surdensité est extrêmement corrélée à la position du pic d'émission SPIRE, comme indiqué par les profils radiaux.
3. 54 champs présentent toutefois une surdensité de sources plus importante (de 10 – 50%) autour de la position du pic de la carte de densité surfacique, située à une distance angulaire  $d > 2'$  dans 90% des cas. S'il s'avère que ces deux surdensités appartiennent à la même structure, ceci peut indiquer que l'émission SPIRE n'est localisée au centre de masse mais est associée à un pic secondaire. MULDREW, HATCH et COOKE, 2015 montrent par ailleurs que pour 50% des proto-amas à  $z = 2$ , le deuxième halo le massif contient au moins 50% de la masse du premier (Voir leur Fig. 9). Il n'est donc pas surprenant de détecter plusieurs pics de densités, même s'il reste à établir qu'ils appartiennent à la même structure.
4. L'examen suivant les classes construites après inspection visuelle des mosaïques et cartes de densité surfacique (Sect. 5.2.2) révèle les effets de sélection attendus : les "amas" sont les plus denses,

17. Ainsi la densité surfacique de sources à  $r > 5'$  sera systématiquement supérieure à la valeur moyenne  $\Sigma_{r, \text{SPUDS}}$  au même rayon.

18. Ceci est un travail en préparation.

les "groupes" le sont moins. Les "proto-amas" couvrent un intervalle plus important, ce qui est plus étonnant. Les candidats de type "autre" ont toutefois un comportement surprenant, n'étant pas les moins denses, et ayant un profil radial comparable aux autres candidats, contrairement à ce que peuvent laisser croire les cartes de densité surfacique.

Toutes ces indications sont compatibles avec l'hypothèse que les sources SPIRE tracent des environnements denses à  $z \gtrsim 1.5$ . Il est cependant très probable qu'une partie de ces surdensités de galaxies<sup>19</sup> soient en réalité des alignements fortuits de galaxies. Le critère de PAPOVICH, 2008 ne sélectionne en effet les galaxies qu'au-delà d'un certain redshift ( $z > 1.3$ ), et la sélection n'est efficace qu'à 80%, 20% des galaxies sélectionnées ainsi se trouvant à  $z < 1.3$ . À la façon de MUZZIN et al., 2013, je vais m'intéresser aux diagrammes  $[3.6] - [4.5]$  vs  $[4.5]$  pour sélectionner les candidats les plus robustes.

### 5.3.3 Diagrammes Couleurs-Magnitudes

Je procède de façon similaire à MUZZIN et al., 2013 ou RETTURA et al., 2014, en étudiant les diagrammes  $[3.6] - [4.5]$  vs  $[4.5]$  des sources IRAC rouges autour de l'émission SPIRE. MUZZIN et al., 2013 montrent en effet que les galaxies situées dans les amas (de  $z = 0.8$  à  $z = 1.6$ ) se répartissent le long d'une séquence dans cette espace, dont la dispersion vaut  $\sim 0.1$  mag, et dont la couleur dépend du redshift (Voir leur Fig. 3). Ceci n'est pas surprenant au vu de la dépendance de la couleur  $[3.6] - [4.5]$  en fonction de  $z$ . Ainsi, un amas confirmé à  $z \sim 1.2$  présente une séquence pour  $[3.6] - [4.5] \simeq -0.2$ , alors qu'un autre confirmé à  $z \sim 1.6$  présente cette séquence pour  $[3.6] - [4.5] \simeq 0.2$ . Voir aussi Fig. 5.10 pour le diagramme couleur-magnitude du proto-amas CIG J0218.3-0510 confirmé à  $z = 1.62$  (PAPOVICH et al., 2010) dans le relevé SpUDS. On rappelle qu'au delà de  $z \simeq 1.6$ , la couleur stagne avec le redshift croissant (Voir Fig. 5.1). MUZZIN et al., 2013 montrent aussi le faible nombre de galaxies tombant sur la séquence, mais n'appartenant pas à l'amas. La présence d'une telle séquence pour nos candidats augmentera donc notre confiance en la réalité de ces structures, et qu'il ne s'agit pas d'effets de projection.

Les sources IRAC rouges dans un rayon de  $r = 1'$  autour de S1 dans chaque champ sont donc placées dans un espace  $[3.6] - [4.5]$  vs  $[4.5]$  afin de rechercher une telle séquence. Les diagrammes couleur-magnitude de l'ensemble de l'échantillon sont visibles dans l'appendice D. Des exemples pour 4 candidats sont visibles Fig. 5.11. Les images à  $4.5 \mu\text{m}$  de ces candidats sont visibles dans l'appendice C et Fig. 5.12.

Visuellement, de nombreux candidats ( $> 70\%$ ) semblent présenter une telle séquence. Une dizaine de candidats n'en révèle aucune. Afin de mieux quantifier ceci, je m'intéresse à la couleur médiane des galaxies sélectionnées et à leur dispersion.

Seules les sources ayant  $[4.5] < 22$  sont considérées pour calculer ces valeurs, l'erreur photométrique étant trop importante. 66 des 84 candidats (78%) ont une dispersion entre 0.1 et 0.2 mag en couleur. Ceci est à comparer à 0.1 mag pour des amas confirmés. 16 candidats (19%) ont une couleur  $[3.6] - [4.5]$  médiane  $> 0.2$ , et 11 seulement (13%) ont  $< 0.1$ . Ces valeurs sont compatibles avec des redshifts photométriques  $z_p \gtrsim 1.5$ .

Les candidats les plus robustes sont donc ceux présentant une couleur médiane  $[3.6] - [4.5] > 0.1$  et une dispersion  $\sim 0.15$  mag. Ces candidats sont au nombre de 54 (64% de l'échantillon). La comparaison de ces propriétés et des diagrammes suivant la classe des candidats est en cours.

Les sections suivantes visent à obtenir des premières estimations des propriétés de nos candidats :  $z_p$ ,  $M_*$ , SFR, et de les comparer aux propriétés des amas connus.

### 5.3.4 Estimation des redshifts photométriques

**Méthode** Le redshift photométrique de nos candidats est estimé à partir de la couleur IRAC des galaxies. Une relation est dérivée entre le redshift photométrique  $z_p$  et la couleur IRAC  $[3.6] - [4.5]$  des galaxies détectées dans le champ COSMOS/UVISTA. Les données photométriques disponibles (Voir

19. Dans les cartes SPIRE comme dans les mosaïques IRAC.

Sect. 4.5) sont en effet accompagnées de redshifts photométriques estimés à partir de  $\sim 30$  bandes photométriques, de l'UV lointain au Moyen Infrarouge et à l'aide du logiciel LePhare (SANDERS et al., 2007 ; ILBERT et al., 2009 ; ILBERT et al., 2013)

Les sources du catalogue COSMOS mis à disposition<sup>20</sup> sont alors réparties dans 20 intervalles de couleur, et dans chaque intervalle la distribution de probabilité des redshifts photométriques  $z_p$  des sources est calculée. Le maximum de probabilité  $z_{p,\max}$  est alors identifié, et la relation [3.6] – [4.5] vs  $z_{p,\max}$  est alors dérivée. Ceci est similaire à ce qui est effectué par RETTURA et al., 2014 et MARTINEZ-MANSO et al., 2015. Le résultat est présenté Fig. 5.13. Dans la suite de ces travaux, la relation de RETTURA et al., 2014 est utilisée, les deux relations donnant par ailleurs des résultats similaires.

L'évolution du redshift le plus probable avec la couleur est globalement monotone sur l'intervalle de redshift considéré, et la dispersion dans un intervalle de couleur donné est de  $\Delta z \sim 0.3$ . Si les estimations des redshifts de galaxies individuelles sont peu robustes avec les deux seules bandes IRAC, cette relation peut nous indiquer statistiquement le redshift de nos candidats. Il conviendra de traiter avec prudence les estimations  $z_p \gtrsim 1.7$ , la couleur atteignant un plateau à partir de ces redshifts (Voir Fig. 5.1). La relation de RETTURA et al., 2014 ne tient pas compte de son comportement, et le redshift photométrique estimé continue de croître avec la couleur. Si ceci n'est pas réaliste, l'avantage est qu'un redshift photométrique estimé plus élevé correspondra à une couleur IRAC plus rouge.

Afin d'obtenir la distribution de redshift photométrique de nos candidats, je procède de la façon suivante. Pour chaque source IRAC rouge détectée dans 1 arcmin autour de l'émission SPIRE, son redshift est estimé à partir de la couleur IRAC. Les sources ayant [4.5] > 22 sont écartées car ayant une erreur photométrique trop importante, et l'évaluation de la couleur étant par là trop incertaine ( $\Delta \sim 0.5$ )<sup>21</sup>. Le redshift  $z_{p,22}$  de la structure est alors pris comme étant le redshift médian de ces redshifts photométriques estimés.

La distribution des redshifts estimés pour les candidats de SPHerIC est représentée Fig. 5.13. Cette distribution possède un maximum marqué à  $z_{p,22} = 1.6 - 1.7$  ( $\sim 40\%$  des candidats), et une queue s'étendant jusque  $z_{p,22} \simeq 3$ . L'erreur typique sur ces estimations est  $\Delta z_p \sim 0.4$ . Si l'on compare à la distribution des candidats extraits dans le SSDF par RETTURA et al., 2014, la distribution des candidats SPHerIC à son maximum à plus haut  $z_p$  ( $\sim 1.7$  vs  $\sim 1.5$ ), et la distribution des redshifts des candidats SPHerIC possède une queue plus étendue, avec une proportion plus importante de candidats à  $z_p > 2$ , ce qui est attendu d'après les estimations de redshifts photométriques à partir des données SPIRE, même si une fois de plus ces valeurs doivent être prises avec précaution.

RETTURA et al., 2014 ne considèrent que les 10 galaxies IRAC rouges les plus brillantes de chaque candidat amas<sup>22</sup>. Afin de vérifier que mes estimations de redshifts photométriques ne sont pas biaisées par les galaxies à plus faibles flux, et donc ayant une incertitude photométrique plus importante, je calcule de nouveaux mes estimations de redshifts photométriques  $z_{p,10}$  en considérant cette fois uniquement les 10 galaxies les plus brillantes, et pas toutes les sources IRAC rouges présentant [4.5] < 22.

Ceci affecte les estimations de redshifts dans une proportion inférieure à l'incertitude sur les estimations. La différence entre les deux estimations de redshifts est  $z_{p,22} - z_{p,10} = \Delta z < 0.2$  pour 60% des candidats, et 35% ont  $\Delta z < 0.1$ , la distribution de ces différences ayant un maximum marqué à  $\Delta z = 0$ . Ceci est révélateur du fait que les galaxies au sein d'un candidat SPHerIC montrent des couleurs IRAC semblables, quelle que soit leur magnitude, en plus d'établir notre confiance en ces estimations.

Je m'intéresse maintenant à voir comment si les différentes classes de candidats présentent des distributions de redshifts photométriques différentes. Ceci est visible Fig. 5.14. On remarque alors que la majorité des candidats présentant  $z_{p,22} < 1.9$  sont dans les classes "groupes" ou "autres" et *vice-versa*. Les candidats des classes "amas" ou "proto-amas" représentent la majorité des candidats avec  $z_{p,22} > 1.9$ . Les distributions de redshifts photométriques estimés pour ces candidats ne présentent toutefois pas de maximum marqué, mais un comportement relativement uniforme. Il est intéressant de noter que les

20. [irsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/tables/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/COSMOS/tables/)

21. Les sources présentant [4.5] < 18 sont aussi écartés afin de minimiser la contamination par les sources à bas redshift.

22. Les candidats comportent entre 40 et 90 membres candidats.

candidats de la classe "autres" ont quasi-systématiquement (80% des cas)  $z_{p,22} - z_{p,10} = \Delta z < 0.$ , ce qui nous indique que les sources les plus brillantes de ces structures sont plus rouges que les autres.

### 5.3.5 Estimation de masses stellaire

**Méthode** La masse stellaire dépend directement de l'histoire de formation d'étoiles d'une galaxie. Rappelons cependant que les étoiles les moins massives ( $\lesssim 1M_{\odot}$ ) ont un temps de vie supérieur à l'âge de l'Univers, alors que les plus massives ( $> 8M_{\odot}$ ) disparaissent en seulement quelques millions d'années, réinjectant une grande partie de leur masse dans le milieu interstellaire. Ces dernières ne contribueront donc que peu ou pas à la masse stellaire finale d'une galaxie, malgré leur importance capitale dans l'enrichissement chimique du milieu interstellaire. La mesure de la masse stellaire d'une galaxie à un instant donné ne donne donc accès qu'à une fraction de la masse stellaire totale formée au cours de l'histoire de la galaxie, et ce de façon intégrée. La valeur de cette fraction est liée à la fonction initiale de masse (IMF, pour *Initial Mass Function*).

Avec le taux de formation d'étoiles instantané d'une galaxie, cette histoire intégrée est tout ce que l'on pourra espérer mesurer, puisque l'évolution d'une galaxie se déroule sur des échelles temporelles plus importantes que celles des civilisations, et une reconstruction de l'évolution d'une galaxie à partir de son état à un instant donné est extrêmement dégénérée. Si des indicateurs ( $M_*$ ,  $Z$  ou l'âge des populations stellaires) peuvent contraindre son vécu, l'évolution d'une unique galaxie nous reste largement inaccessible. Mais l'analyse statistique des propriétés des galaxies nous permet de reconstruire leur évolution, au moins d'un point de vue moyen, en examinant des relations empiriques, ou en s'intéressant à la fonction de masse des galaxies (Voir *e.g* DICKINSON et al., 2003 ou CAPUTI et al., 2011). La masse stellaire semble à ce regard un paramètre dominant dans l'évolution d'une galaxie. Voir *e.g* KAUFFMANN et al., 2003, qui montre que la masse stellaire sépare clairement les systèmes abritant de la formation d'étoiles (moins massifs) de ceux n'en abritant pas (plus massifs), et CAPUTI et al., 2006 ou KARIM et al., 2011 pour le lien entre taux de formation d'étoiles spécifique et la masse stellaire à l'aide des données COSMOS/UVISTA. Voir aussi KAUFFMANN et al., 2004 pour une analyse des liens entre masse stellaire, morphologie, taux de formation d'étoiles et noyau actif dans le SDSS

L'estimation de la masse stellaire à l'aide de données photométriques est généralement effectuée en ajustant des modèles de populations stellaires sur les mesures photométriques, ce qui détermine le redshift photométrique. La luminosité de la galaxie est alors estimée, et le contenu stellaire est déduit. Les étoiles émettant du proche ultraviolet au proche infrarouge, toutes les bandes optiques sont *a priori* utilisables. Elles sont cependant très affectées par l'absorption par la poussière, rendant nécessaire une détermination (théorique, empirique, ou mesurée ; Voir *e.g* CALZETTI, KINNEY et STORCHI-BERGMANN, 1994 ou CALZETTI et al., 2000) du contenu en poussière avant de pouvoir contraindre la masse stellaire. Les bandes dans le proche infrarouge, et notamment celles d'IRAC, se révèlent à cet égard d'un intérêt tout particulier puisqu'elles sont moins affectées par cette absorption, et couvrent le pic d'émission à  $1.6\mu\text{m}$  des populations stellaires (JOHN, 1988 ; SAWICKI, 2002). Elles permettent ainsi une estimation plus directe de la masse stellaire.

Ces ajustements de modèles ne peuvent cependant être effectués pour les candidats de l'échantillon SPHerIC, les deux seules bandes IRAC étant disponibles. L'analyse des données obtenues à l'aide de télescopes au sol (voir le chapitre 6) inclura de tels ajustements, mais l'approche adoptée pour estimer les masses stellaires des galaxies des candidats SPHerIC est ici plus empirique.

Les données COSMOS/UVISTA utilisées pour la dérivation de la relation  $z_p$  ([3.6] – [4.5]) fournissent aussi des estimations de masse stellaire  $M_*$  des galaxies, estimées par ajustement de spectres (ILBERT et al., 2013). Ces estimations sont utilisées pour dériver une relation entre [4.5] et  $M_*$ . Étant donné que toutes les populations d'étoiles présentent un pic d'émission à  $1.6\mu\text{m}$ <sup>23</sup>, et que ce pic est décalé à  $4.8\mu\text{m}$  à  $z = 2$ , une corrélation entre les deux quantités est attendue. Si la magnitude à  $3.6\mu\text{m}$  aurait pu être utilisée pour effectuer ces estimations de masse stellaire, notamment pour les candidats

23. Excepté les plus jeunes, d'âge  $< 10^7$  années.

ayant un redshift photométrique  $z_p \sim 1.5$ , la magnitude à 4.5 microns est préférée. En effet la détection de sources est faite dans les images à  $4.5\mu\text{m}$ , et toutes les sources n'ont donc pas une estimation de flux à  $3.6\mu\text{m}$ .

Les galaxies du catalogue COSMOS/UVISTA sont réparties en 15 intervalles de redshift entre  $z = 0$  et  $z = 3$ . Dans chaque intervalle, l'histogramme à deux dimensions  $[4.5] - M_*$  est calculé, et une relation linéaire est ajustée entre  $[4.5]$  et  $\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)$ . Le résultat d'un tel ajustement pour les galaxies du relevé COSMOS/UVISTA dans l'intervalle  $z_p = 1.4 - 1.6$  est présenté Fig. 5.15. Voir aussi appendice B pour les résultats sur l'ensemble des données.

Ces estimations des masses stellaires à l'aide d'une telle relation devront être prises avec précaution. L'erreur typique est en effet de l'ordre de  $0.2 - 0.3$  dex, et cette erreur ne tient pas compte de la propagation de l'erreur sur l'estimation du redshift photométrique.

SANTOS et al., 2013 utilisent une relation liant la masse stellaire et la magnitude en bande  $K_s$ , d'après STRAZZULLO et al., 2010. La relation utilisée est la suivante :

$$M_* = 1.61 \times 10^{(17.75 - K_s \times 0.349)} \quad (5.1)$$

Pour les candidats où des données photométriques en bande  $K_s$  ont été obtenues (Voir le chapitre 6), les estimations de masses stellaires à l'aide de ces deux relations sont comparées. Le résultat est visible Fig. 5.16.

On constate que  $M_{\text{IRAC}}$  est inférieure d'un facteur 2-3 à  $M_{K_s}$  dans  $\sim 50\%$  des cas. La relation dérivée par SANTOS et al., 2015 est affirmée être valide pour les galaxies à  $z = 1.5$ . Je remarque que le maximum à  $\frac{M_{\text{IRAC}}}{M_{K_s}} \simeq 0.5$  est largement dû à des galaxies IRAC bleues. En considérant en effet uniquement les galaxies ayant un redshift photométrique  $1.3 < z_{p,\text{IRAC}} < 3.$ , ce comportement disparaît. La distribution correspondante a son maximum autour de 1, bien que la dispersion soit assez importante (toujours d'un facteur 2) mais l'effet n'est plus systématique. Notons aussi qu'un facteur 2 dans l'estimation de masses stellaires correspond à une différence d'exposant de  $\sim 0.2$  dex, soit l'erreur typique de mes estimations de masses stellaires. Une comparaison plus fine par intervalles de redshift n'a pas été tentée au vu de l'incertitude de mes estimations à la fois de redshift photométrique et de masse stellaire.

Ceci m'indique qu'au moins pour les sources ayant  $1.3 < z_{p,\text{IRAC}} < 3.$ , qui sont les sources d'intérêt, mes estimations de masses stellaires sont comparables à celles obtenues à l'aide d'une autre méthode.

**Masses stellaires des candidats SPHerIC** Je cherche à estimer le contenu stellaire total de nos candidats. Toutes les galaxies rouges d'un candidat de l'échantillon sont alors supposées être au même redshift photométrique  $z_{p,10}$  dérivé à l'aide des 10 galaxies IRAC rouges les plus brillantes. Voir Sect. 5.3.4. La masse de chaque galaxie est alors estimée à partir de sa magnitude à  $4.5\mu\text{m}$ . Ces masses sont sommées afin d'estimer le contenu stellaire total de nos candidats. L'erreur typique sur ces estimations est de 0.5 dex. La distribution de ces masses totales pour l'ensemble des candidats est représentée Fig. 5.15.

Tous les candidats présentent une masse stellaire comprise entre  $10^{12}$  et  $10^{13} M_\odot$ , et la distribution obtenue présente un maximum pour  $\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) = 10^{12.3}$ . En examinant cette distribution pour les 4 classes de candidats, on ne constate aucune différence significative, excepté que les candidats les plus massifs appartiennent à la classe "amas", et que les candidats de la classe "groupe" présentent une dispersion moins importante que les autres (entre  $10^{12}$  et  $3 \times 10^{12} M_\odot$ ).

D'après WYLEZALEK et al., 2013, le rayon de 1' choisi sélectionne les systèmes de masse totale  $M_{200} > 10^{14.2} M_\odot$  à  $z > 1.3$ . En supposant que les étoiles représentent  $\sim 5\%$  de la masse totale de l'amas (Voir e.g. FASSBENDER et al., 2011), ce seuil correspond à  $M_* \gtrsim 10^{13} M_\odot$ . Seuls 10% des champs SPHerIC présentent une telle masse. Cependant, on notera que GOBAT et al., 2011 reportent une masse totale de l'ordre de  $5 \times 10^{13} M_\odot$  pour une des structures les plus massives à  $z = 2$ . CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 prédisent aussi des masses totales  $< 10^{14} M_\odot$  à  $z > 2$  pour le halo le plus massif des progéniteurs des amas locaux (Voir leur Fig.2). Le caractère étendu de ces structures à ces redshifts

rend de plus le rayon de 1' inadapté pour estimer leur masse totale. Enfin, la surdensité sondée ici n'est pas systématiquement la plus importante, et les estimations de masses autour du pic de densité significatif conduisent (presque par construction) à des masses stellaires estimées plus importantes<sup>24</sup>. Ceci illustre le fait qu'il est difficile de comparer ces valeurs de masse à la littérature, notamment parce le centre de masse du candidat n'est pas clairement identifié, contrairement par exemple à des études en X. L'absence de redshift spectroscopique pour la structure rend aussi difficile l'estimation du rayon sondé, bien que la distance angulaire varie peu entre  $z = 1.5$  et  $z = 3$ . Voir Fig. 2.1.

Néanmoins, ceci m'indique au moins qu'une partie des candidats ont une masse stellaire estimée compatible avec des structures déjà formées ( $M > 10^{14} M_{\odot}$ ). Les autres ont des masses comparables à celles du halo le plus massif des progéniteurs à  $z = 2$ . des amas locaux, ou pourraient n'être qu'une partie d'une structure étendue.

### 5.3.6 Tentative d'estimation de SFR

Les taux de formation d'étoiles sont aussi estimés à partir des données IRAC. Ceci est fait à l'aide des résultats présentés dans KARIM et al., 2011. Les auteurs donnent le SFR moyen par intervalles de masses et de redshifts. Voir leur table 2. Sur la base des estimations de redshifts et de  $M_*$  (Voir Sect. 5.3.4 et 5.3.5), le taux de formation d'étoiles de nos galaxies est estimé. Les relations sont présentées Fig. 5.17. Ceci suppose que nos galaxies tombent sur la séquence principale SSFR- $M_*$ . Si cette hypothèse ne peut être testée *a priori*, cette approche permet d'évaluer *a posteriori* si nos galaxies sont compatibles avec un tel comportement ou non. De plus, ALBERTS et al., 2016 reportent que des galaxies membres d'amas observés avec Herschel ont un comportement compatible avec la séquence principale (ELBAZ et al., 2007 ; RODIGHIERO et al., 2014) (Voir leur Fig. 4). On notera qu'à un redshift donné  $z \gtrsim 1.5$ , une variation de masse stellaire de 0.5 dex (soit l'erreur typique pour nos candidats) ne mène qu'à une différence de SFR d'un facteur 2, ce qui justifie que je tente cette estimation de SFR malgré les incertitudes importantes. Notons enfin que l'incertitude sur le redshift photométrique affecte ces estimations de SFR de façon systématique, à la fois en changeant la relation SSFR- $M_*$  utilisée, et parce qu'elle a déjà affecté (toujours de façon systématique) les estimations de masse stellaire. KARIM et al., 2011 reportent d'ailleurs qu'à masse stellaire donnée, le SSFR varie avec le redshift comme  $(1+z)^{4.3}$ .

À partir des estimations de masse stellaire présentées Sect. 5.3.5, les taux de formations d'étoiles des sources IRAC rouges sont donc estimés. Ces estimations sont ensuite sommées pour être comparées au SFR dérivé à partir des données SPIRE. Pour ce faire, seules sont considérées les sources IRAC rouges à une distance angulaire  $r < 25''$  de la position de la source SPIRE. La distribution des rapports de taux de formation d'étoiles estimés pour les candidats de l'échantillon SPHerIC à l'aide des données SPIRE ( $\text{SFR}_{\text{SPIRE}}$ ) et des données IRAC ( $\text{SFR}_{\text{IRAC}}$ ) est représentée Fig. 5.17.

On remarque que le rapport entre l'estimation de SFR obtenue à partir des données IRAC et celle obtenue à partir des données SPIRE est systématiquement inférieur à 1, et présente un maximum vers 0.1. Même si les incertitudes sur les deux estimations sont importantes ( $> 50\%$ ), ce comportement systématique est intéressant. Remarquons tout d'abord qu'il n'est pas complètement cohérent de comparer directement ces deux estimations puisqu'elles ne supposent pas le même redshift photométrique. Un redshift photométrique plus faible menant par construction à une masse stellaire plus faible, et donc un SFR plus faible<sup>25</sup>. Cependant, estimer  $\text{SFR}_{\text{IRAC}}$  à partir du redshift photométrique  $z_{p,\text{SPIRE}}$  n'augmente les estimations que d'un facteur 2<sup>26</sup>. L'explication est donc à rechercher ailleurs. En admettant que les estimations  $\text{SFR}_{\text{SPIRE}}$  soient correctes, l'explication est probablement à chercher dans la relation utilisée pour estimer les taux de formation d'étoiles. Afin de tester mes estimations, je vais chercher à effectuer le même travail dans le champ COSMOS, et comparer les deux estimations de SFR. Ceci est un travail en cours.

24. Travail préliminaire non-montré ici.

25. Même si le SSFR est lui plus important.

26. Effectuer l'inverse, c'est-à-dire estimer  $\text{SFR}_{\text{SPIRE}}$  à partir de  $z_{p,\text{IRAC}}$ , est un travail en préparation.

Néanmoins, si l'effet s'avère réel, cela signifie les galaxies de nos candidats forment  $\sim \times 10$  fois plus d'étoiles que les galaxies de champ au même redshift, indiquant une formation d'étoiles accrue dans les environnements denses. On pourra aussi noter que l'estimation de  $\text{SFR}_{\text{IRAC}}$  est dominée par les galaxies les plus massives ( $> 10^{11} M_{\odot}$ ), qui contribuent à 50% à  $\text{SFR}_{\text{IRAC}}$ .

## 5.4 Nature des candidats de l'échantillon SPHerIC

Au cours de cette étude, j'ai montré que les sites de formation stellaire intenses à  $z_p \simeq 1 - 3$  identifiés par Planck et Herschel sont associés à d'importantes surdensités de galaxies rouges détectés avec Spitzer/IRAC à une échelle de  $1'$ . 76% de l'échantillon est surdense à un niveau  $> 3\sigma$  lorsqu'il est comparé à la densité moyenne du champ de galaxies. Notre échantillon contient par ailleurs des surdensités plus importantes que celles qui ont pu être détectées autour de galaxies à noyau actif radio-bruyants à des redshifts comparable par WYLEZALEK et al., 2013.

Des cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges obtenues à l'aide de la méthode AKDE confirment la présence de surdensités dans au moins la moitié des cas. Il est cependant important de noter que la méthode va identifier les surdensités à des échelles spatiales  $< 1'$ . L'examen de ces cartes de densité surfacique, ainsi que des mosaïques IRAC, me mène à répartir les candidats en 4 classes. Voir Sect. 5.2.2 pour cette classification, résumée dans la table 5.1. Ces 4 classes fournissent une première catégorisation préliminaire des candidats. La classe "amas" regroupe ainsi les structures les plus denses ( $\gtrsim 3.5\sigma$ ) et compactes ( $\sim 30''$ ) (27% de l'échantillon). La classe proto-amas regroupe les candidats denses ( $\gtrsim 3.5\sigma$ ) et étendus ( $> 1'$ ), présentant plusieurs pics de densités significatifs ( $\geq 5$ ) (25% de l'échantillon). La classe "groupe" contient les candidats présentant 1 à 3 pics de densité à  $\sim 3\sigma$ , d'étendue  $\sim 30''$  (21% de l'échantillon). La classe "autres" contient les candidats ne contenant pas de pics de densité  $\gtrsim 2.5\sigma$  (27% de l'échantillon).

Les profils radiaux de densité surfacique révèlent une hausse importante à faible rayon. Ceci confirme l'association entre la surdensité de sources IRAC rouges (traçant la masse) et l'émission SPIRE (traçant la formation stellaire). Ceci est peut-être le signe d'amas dont le cœur est actif, de façon similaire à TRAN et al., 2010; SANTOS et al., 2015; WANG et al., 2016. Ils montrent aussi l'aspect étendu de nos surdensités, ce qui est compatible avec les prédictions de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 ou MULDREW, HATCH et COOKE, 2015 pour les tailles de proto-amas attendus à  $z \gtrsim 2$ . La taille du champ de vue IRAC ( $\sim 5'$ ) limite cependant l'analyse, étant inférieure à la taille attendue pour les plus massives de ces structures ( $> 10'$ ).

Les candidats présentent dans 70% des cas une surdensité à une échelle de  $1'$  plus importante que celle à la position de la source SPIRE. Dans 80% de ces cas, la distance entre les deux positions est  $> 1'$ , montrant que la surdensité présente dans la carte est spatialement étendue ( $R > 2'$ ).

Les diagrammes couleur-magnitude révèlent des séquences dans l'espace  $[3.6] - [4.5]$  vs  $[4.5]$  dans plus de la moitié des cas. Ces séquences sont comparables à ce qui a été observé par PAPOVICH et al., 2010, MUZZIN et al., 2013 ou RETTURA et al., 2014. Les couleurs médianes de nos candidats sont par ailleurs compatibles avec  $z_p \gtrsim 1.5$ , 54 des 84 candidats (64%) de l'échantillon ayant une couleur médiane  $[3.6] - [4.5] > 0.1$  et une dispersion entre 0.1 et 0.2 mag en couleur.

Des estimations de redshifts photométriques sur la base de la couleur IRAC mènent en effet à une distribution avec un maximum très marqué pour  $z_p \simeq 1.6$  (75% des candidats ont  $1.5 < z_p < 2$ ), et une queue s'étendant jusque  $z_p = 3$ . Je souligne que ces estimations ( $z_p > 1.7$ ) doivent être prises avec précaution, et doivent plutôt être prises comme  $z_p > 1.7$ . Néanmoins, ces estimations sont compatibles avec les estimations de redshifts obtenues avec les données SPIRE  $z_p \gtrsim 2$ .

Les estimations de masse stellaire obtenues à partir de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  mènent à une distribution de masse stellaire des candidats SPHerIC présentant un maximum pour  $M_* = 10^{12.3} M_{\odot}$ , et un dispersion de  $\sim 0.5$  dex. Si les structures les plus massives sont compatibles avec des systèmes virialisés méritant pleinement le nom d'amas ( $M_{\text{tot}} > 10^{14} M_{\odot}$ ), les autres sont compatibles avec des structures moins massives de type groupes ou proto-amas. Il pourrait aussi s'agir de parties de structures à plus



large échelle ( $\sim 10 - 20'$ ), comme indiqué par les profils radiaux, auquel cas l'estimation de masse dans  $1'$  autour de la source SPIRE sous-estime la masse de la structure. Là encore la taille du champ de vue IRAC empêche pour le moment une meilleure caractérisation. Ceci doit aussi être modéré par le fait que l'incertitude sur ces estimations de masse est  $\gtrsim 0.5$  dex.

En comparant l'estimation de SFR obtenue à l'aide des données SPIRE, et celle obtenue en supposant les galaxies IRAC sur la séquence principale des galaxies, je remarque que les estimations obtenues avec SPIRE sont systématiquement supérieures ( $\sim \times 10$ ). Tous les effets systématiques n'ont pas encore pu être quantifiés, mais si cet effet s'avère réel, ceci indique que les galaxies membres des amas SPHerIC forment  $\sim \times 10$  fois plus d'étoiles que les galaxies du champ à ces redshifts.

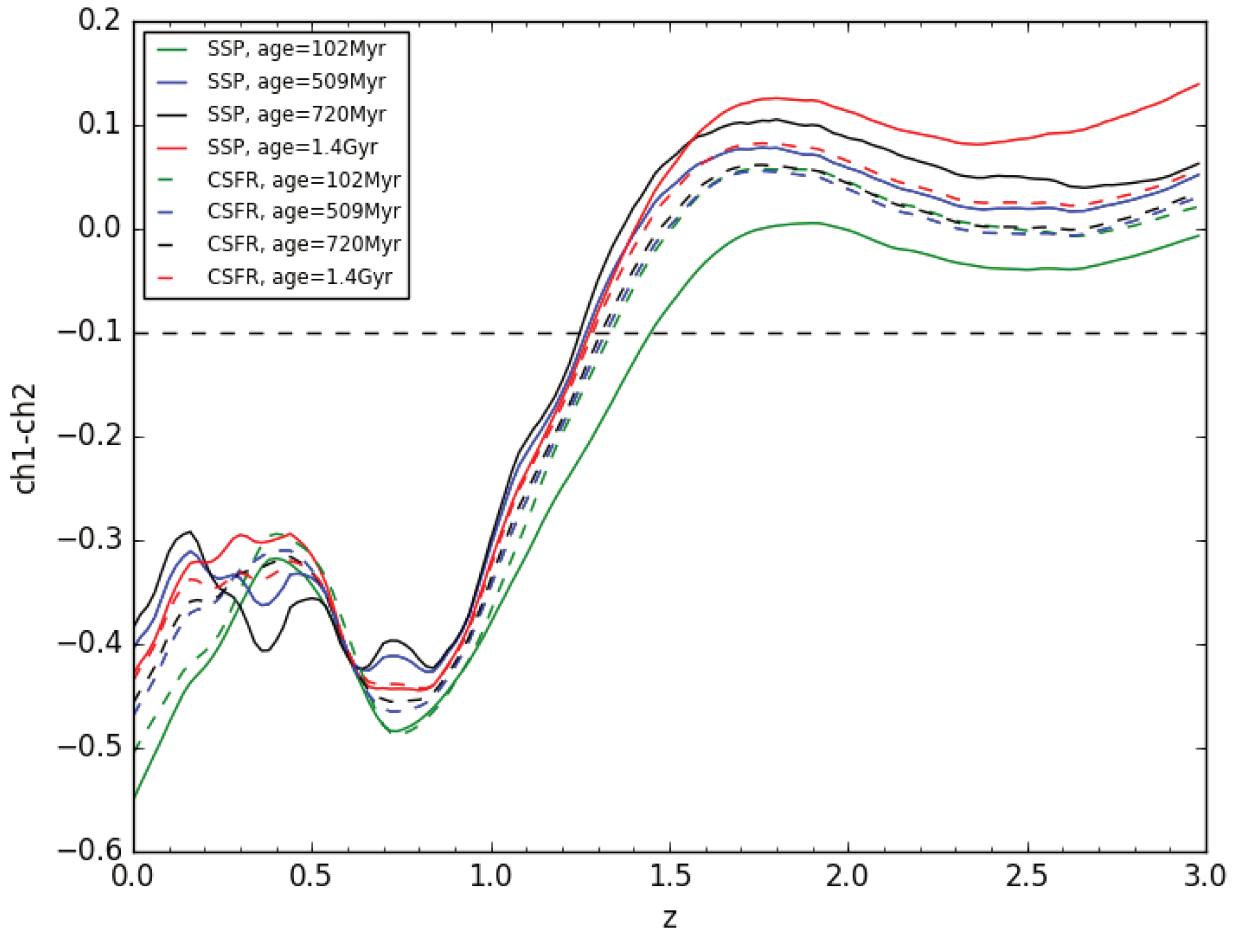


FIGURE 5.1 – Évolution de la couleur IRAC [3.6] – [4.5] en fonction du redshift  $z$  pour différents modèles de populations stellaires. Les modèles ont été générés avec GALAXEV (BRUZUAL et CHARLOT, 2003). Les modèles SSP désignent des *Single Stellar Population*, *i.e.* une unique population d'étoiles ayant toutes le même âge. Les modèles CSFR ont un taux de formation d'étoiles constant. On constate que la couleur évolue de la même façon pour tous ces types de galaxies, et qu'une coupure en couleur [3.6] – [4.5] > -0.1 (trait pointillé noir) sélectionne les galaxies à  $z > 1.3$  (PAPOVICH, 2008). Si une comparaison avec des données réelles, et l'inclusion d'autres modèles (composante AGN et extinction par la poussière notamment) révèlent une contamination par des galaxies à  $z \sim 0.3$  de l'ordre de 20% (Voir Fig. 1 De PAPOVICH, 2008), cette figure montre la validité du principe. Cette figure a été réalisée dans le cadre du stage de Maude Charmetant, stagiaire de niveau L3 que j'ai co-encadré.

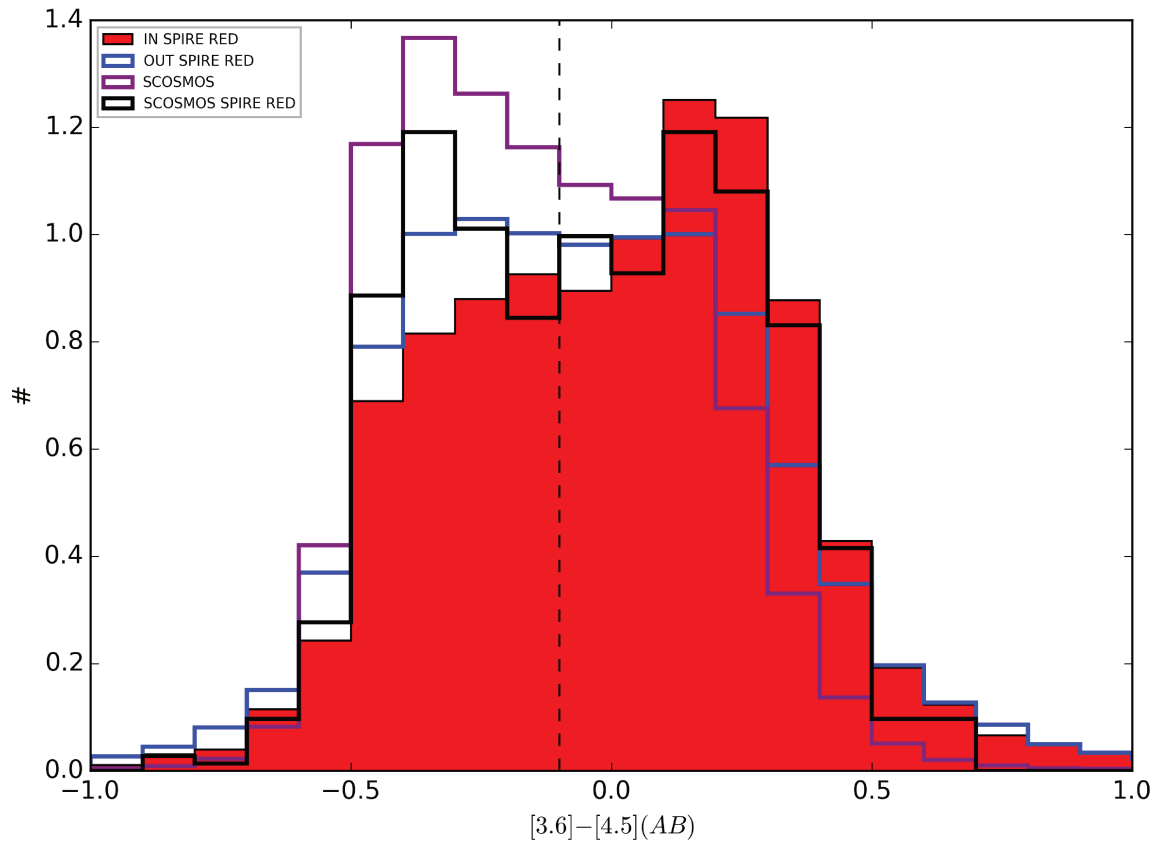


FIGURE 5.2 – Distribution de la couleur  $[3.6] - [4.5]$  des sources IRAC dans plusieurs échantillons. *Rouge* : Sources IRAC situées à une distance angulaire  $r < 18''$  d'une source SPIRE rouge de l'échantillon HPASSS. *Bleu* : Sources IRAC non associées aux sources SPIRE rouges de HPASSS. *Violet* : Sources IRAC du champ COSMOS. *Noir* : Sources IRAC situées à une distance angulaire  $r < 18''$  d'une source SPIRE rouge du champ COSMOS. Le trait noir pointillé indique  $[3.6] - [4.5] = -0.1$ .

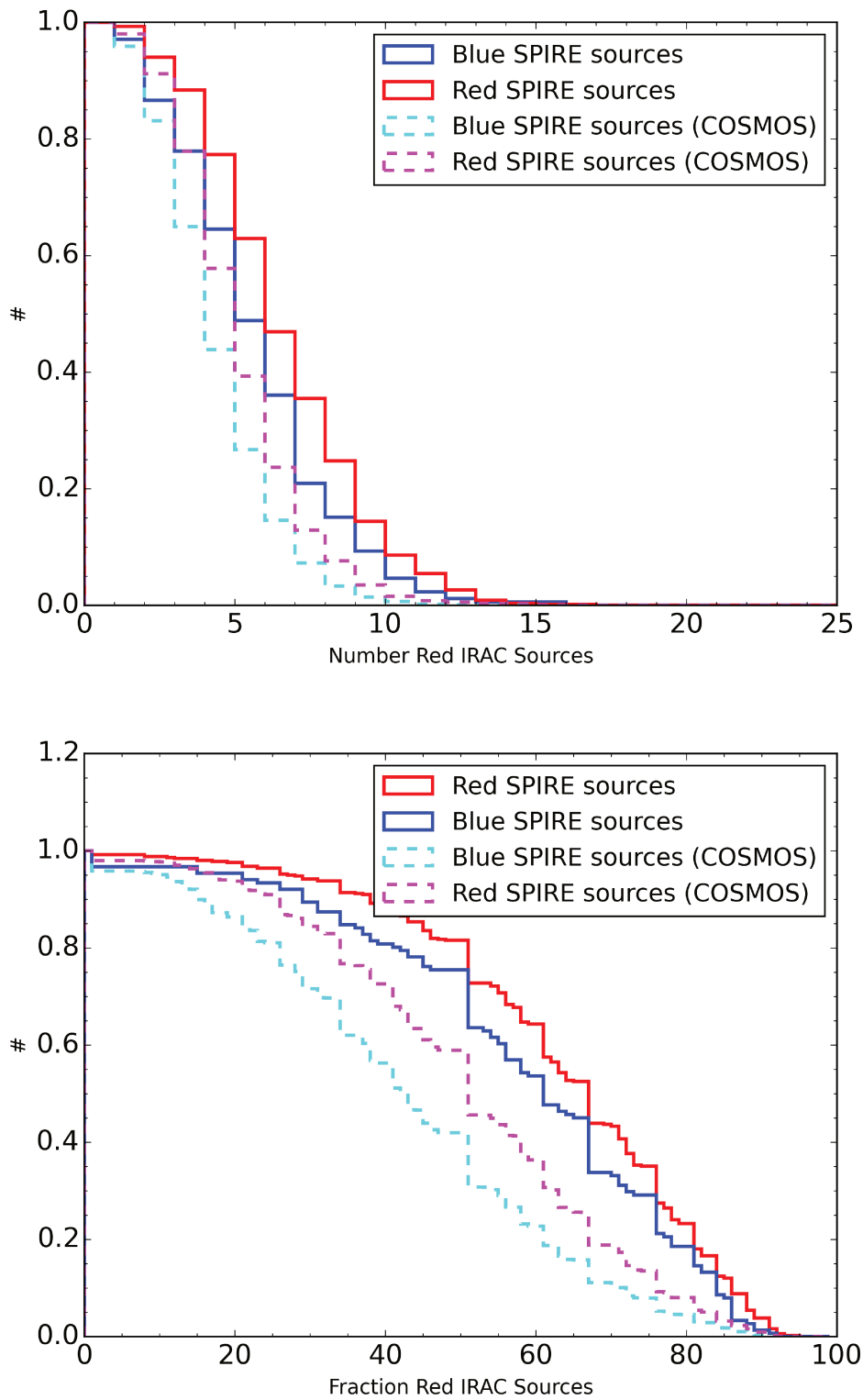


FIGURE 5.3 – *Haut* : Distribution cumulative du nombre de sources IRAC rouges associées à une source SPIRE, pour l'ensemble des sources SPIRE. (séparation angulaire  $r < 18''$ ) - *Rouge* : autour des sources SPIRE rouges de HPASSS (569); *Bleu* : autour des sources SPIRE bleues de HPASSS (172); *Magenta* : autour des sources SPIRE rouges du champ COSMOS (2007); *Cyan* : autour des sources SPIRE bleues du champ COSMOS (4813). *Bas* : Distribution cumulative de la fraction de sources IRAC rouges parmi les sources IRAC situées à une distance angulaire  $r < 18''$  d'une source SPIRE, pour l'ensemble des sources SPIRE. (Même légende que la figure du haut pour les couleurs).

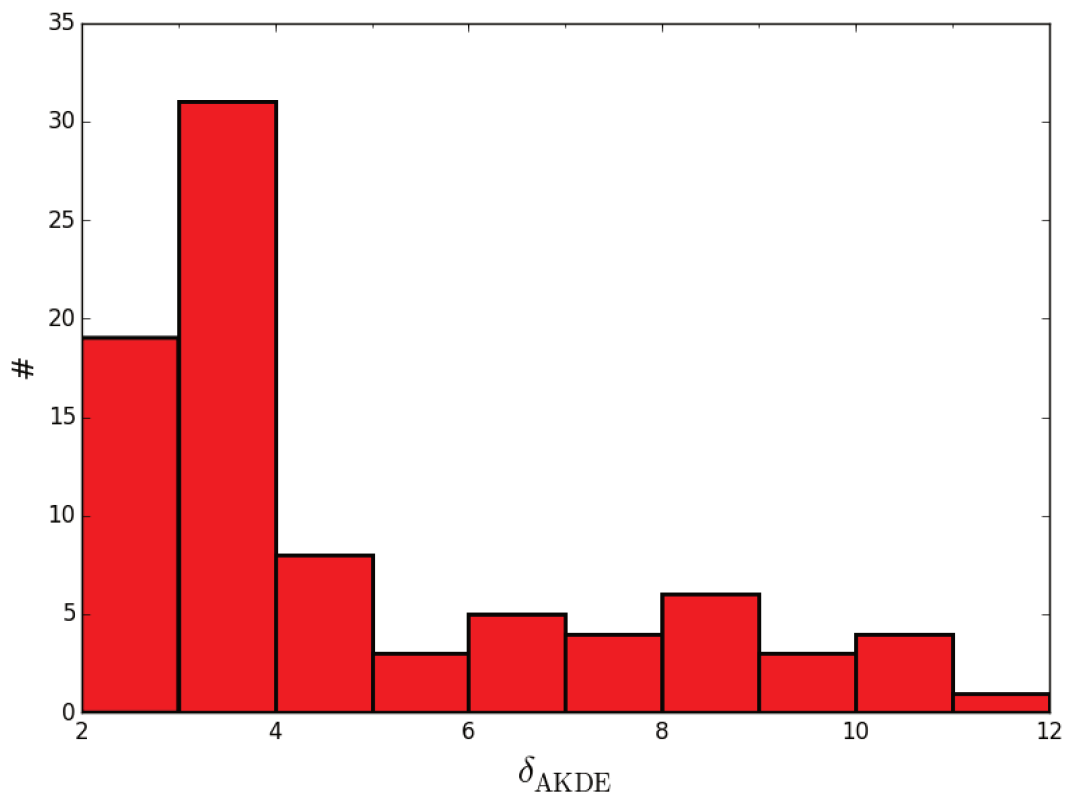


FIGURE 5.4 – Distribution des surdensités maximales  $\delta_{AKDE} = \frac{\max_{AKDE} - \mu_{AKDE}}{\sigma_{AKDE}}$  (Voir Sect. 4.4.3 pour une définition de  $\mu_{AKDE}$  et  $\sigma_{AKDE}$ ) dans les cartes de densité surfacique des champs SPHerIC, générées à partir de la méthode AKDE (sources IRAC rouges uniquement).

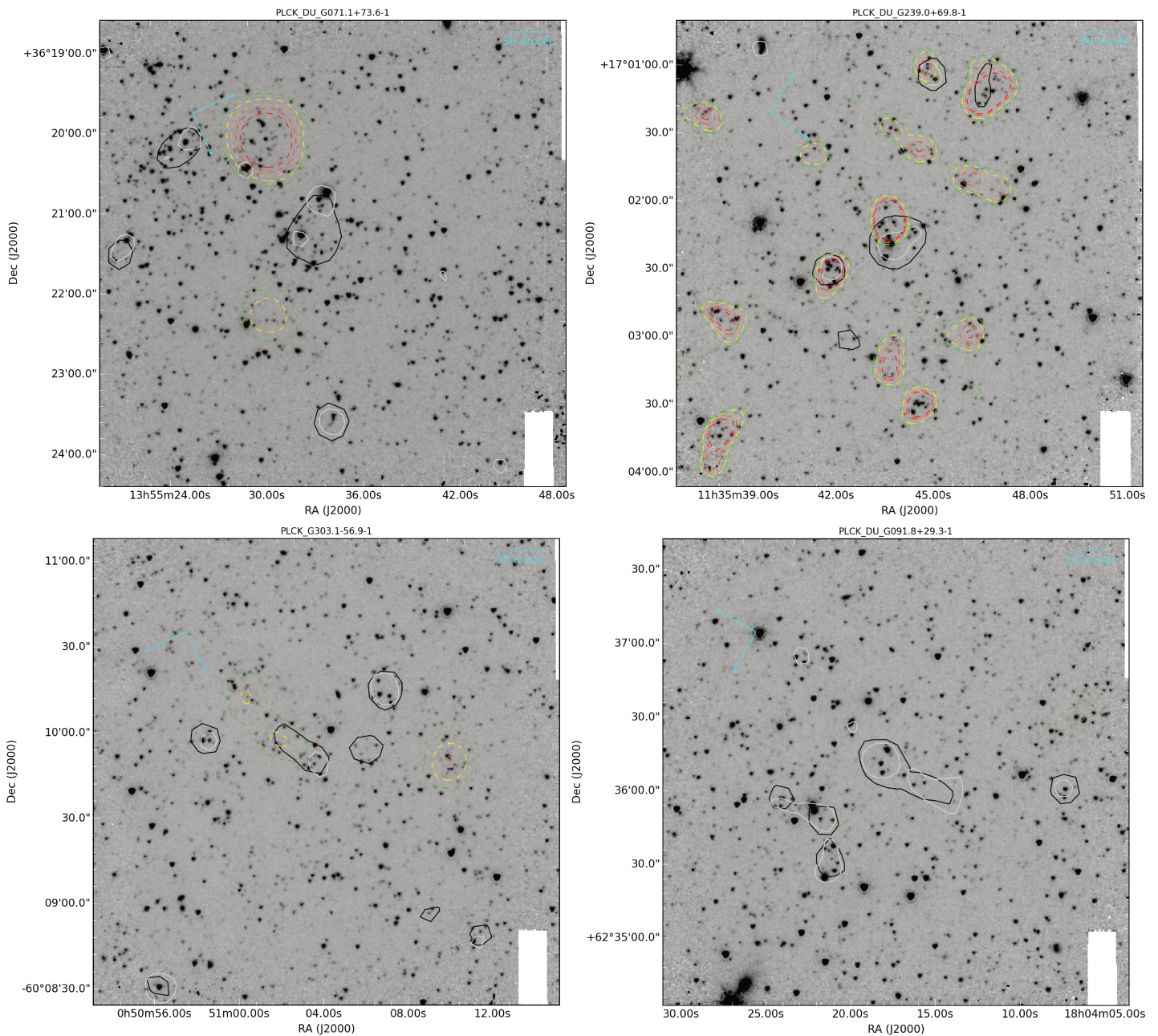


FIGURE 5.5 – Mosaïques à 4.5 microns de 4 candidats de l'échantillon SPHERIC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) $\mu$ m. Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5  $\sigma$  (Voir 4.4.2 et 5.1). *Haut, gauche* : Exemple de candidat de la classe "amas". On remarque une surdensité de sources rouges importante  $> 5\sigma$ , ici non-associée à l'émission SPIRE, de taille 1 - 1.5'; *Haut, droite* : Candidat de la classe "proto-amas". On constate de nombreux pics de densité, moins étendus spatialement. ; *Bas, gauche* : Exemple de candidat de la classe "groupe". On remarque ici deux surdensités, dont une partiellement associée à l'émission SPIRE. ; *Bas, droite* : Exemple de candidat de la classe "Autre". Aucune surdensité de sources IRAC rouges  $> 2.5\sigma$  n'est ici visible. D'autres exemples de deux premières classes sont représentés Fig. 5.12

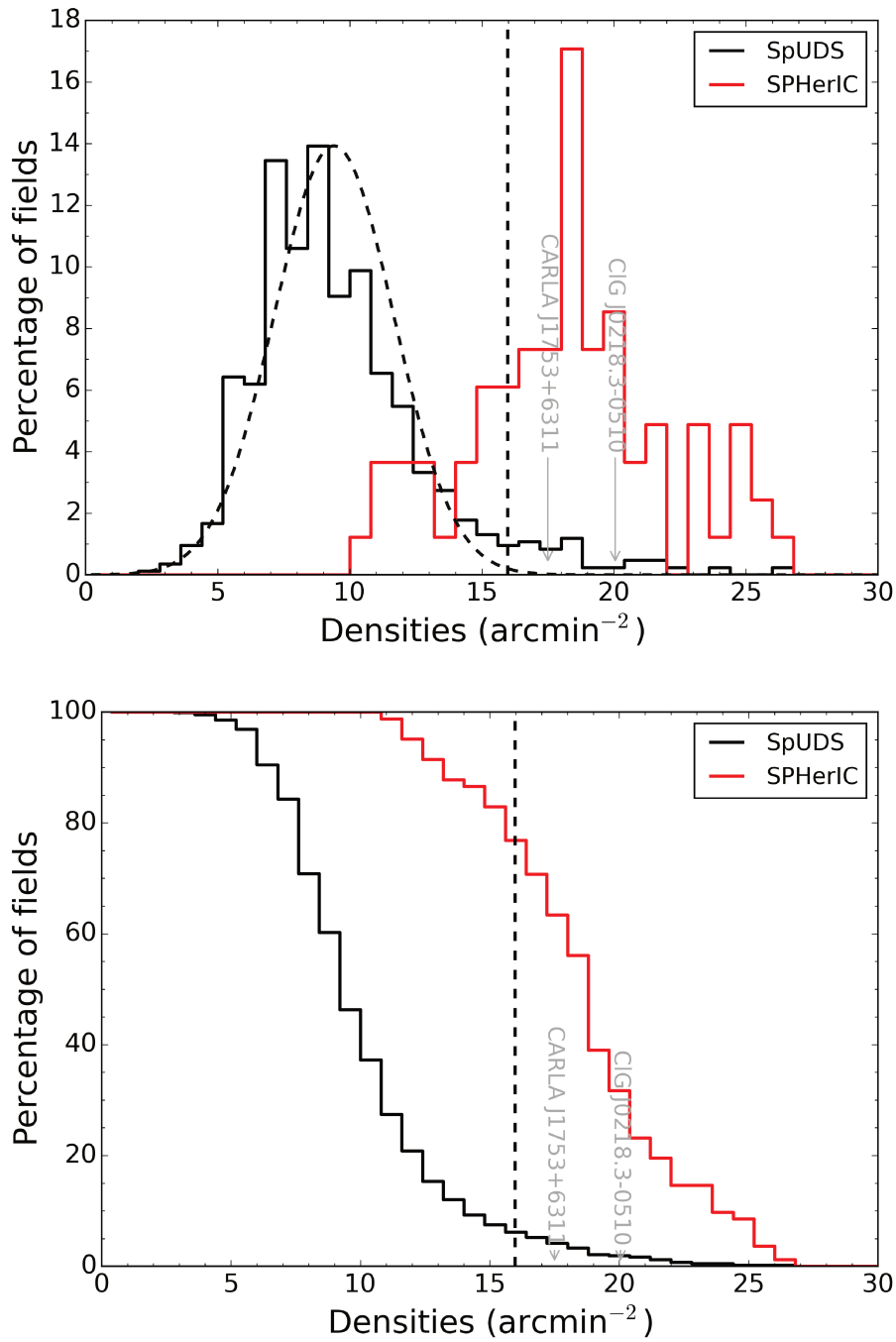


FIGURE 5.6 – *Haut* : Distribution de la densité surfacique (en  $\text{arcmin}^{-2}$ ) de sources IRAC rouges estimée dans un cercle de rayon  $r = 1'$  autour de S1 pour chaque candidat de l'échantillon SPHerIC (Rouge). Est aussi représentée la distribution de densité surfacique de sources IRAC rouges dans des cercles de rayon  $r = 1'$  placés aléatoirement dans le relevé SpUDS (Noir). La courbe pointillée noire est une distribution gaussienne ajustée sur la moitié basse de la distribution SpUDS, et a pour paramètres  $\Sigma_{\text{SpUDS}} = 9.2 \text{arcmin}^{-2}$  et  $\sigma_{\text{SpUDS}} = 2.2 \text{arcmin}^{-2}$ . Le trait vertical pointillé noir indique  $\Sigma_{\text{SpUDS}} + 3\sigma_{\text{SpUDS}}$ . 76% des champs SPHerIC ont une densité surfacique  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}} + 3\sigma_{\text{SpUDS}}$ , et tous ont  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}}$ . Les traits gris indiquent la position de deux amas confirmés à  $z = 1.62$  (PAPOVICH et al., 2010) (CIG J0218.3-0510) et à  $z = 1.58$  (Communication personnelle de A. Rettura) (CARLA J1753+6311). *Bas* : Distribution cumulative.

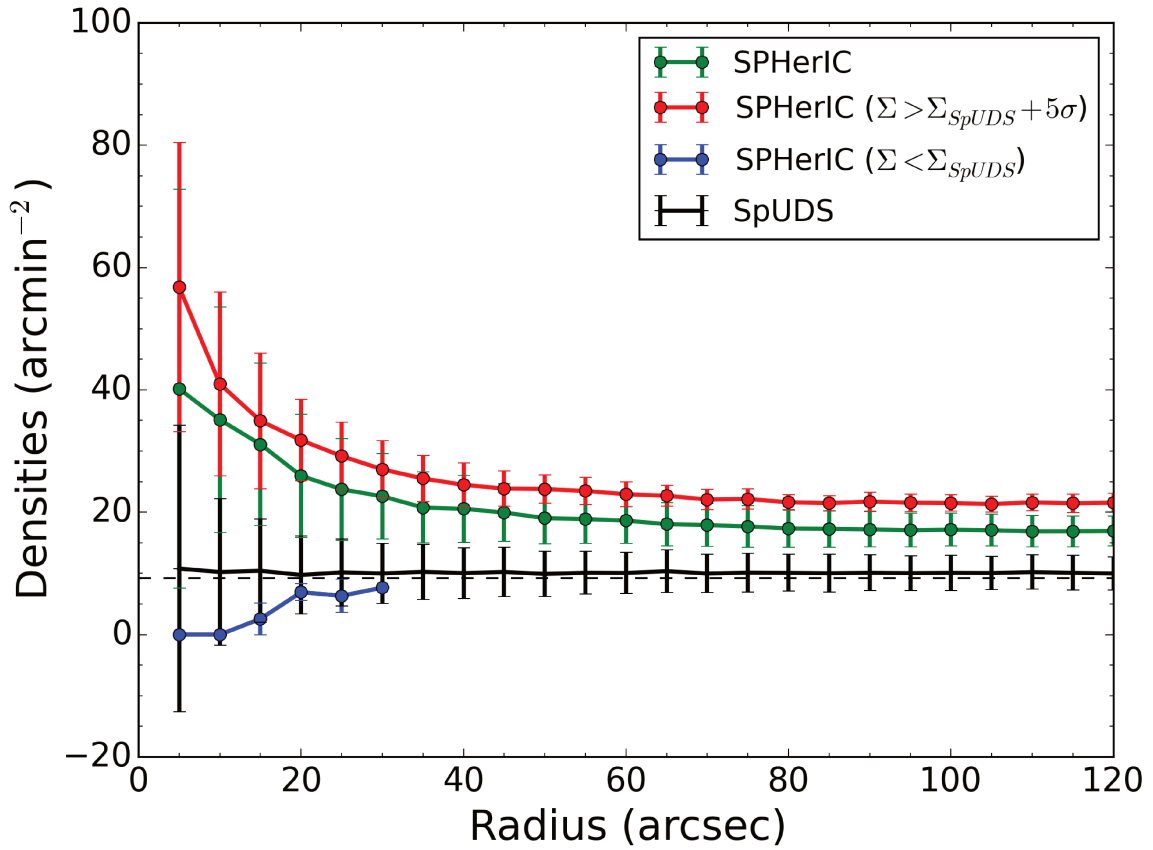


FIGURE 5.7 – *Vert* : Densité surfacique de sources IRAC rouges, en fonction du rayon du cercle centré sur S1 (en arcsecondes), pour l'ensemble des champs SPHerIC. *Rouge* : Idem, mais en considérant uniquement les champs SPHerIC présentant une densité surfacique  $\Sigma > \Sigma_{SpUDS} + 5\sigma$ . *Bleu* : Idem, en considérant les champs SPHerIC ayant  $\Sigma < \Sigma_{SpUDS}$ . *Noir* : Densité surfacique moyenne dans 920 cercles distribués aléatoirement dans le relevé SpUDS. *Trait pointillé noir* : Densité moyenne  $\Sigma_{SpUDS}$  obtenue à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne sur la moitié basse de la distribution de densité surfacique dans les 920 cercles.



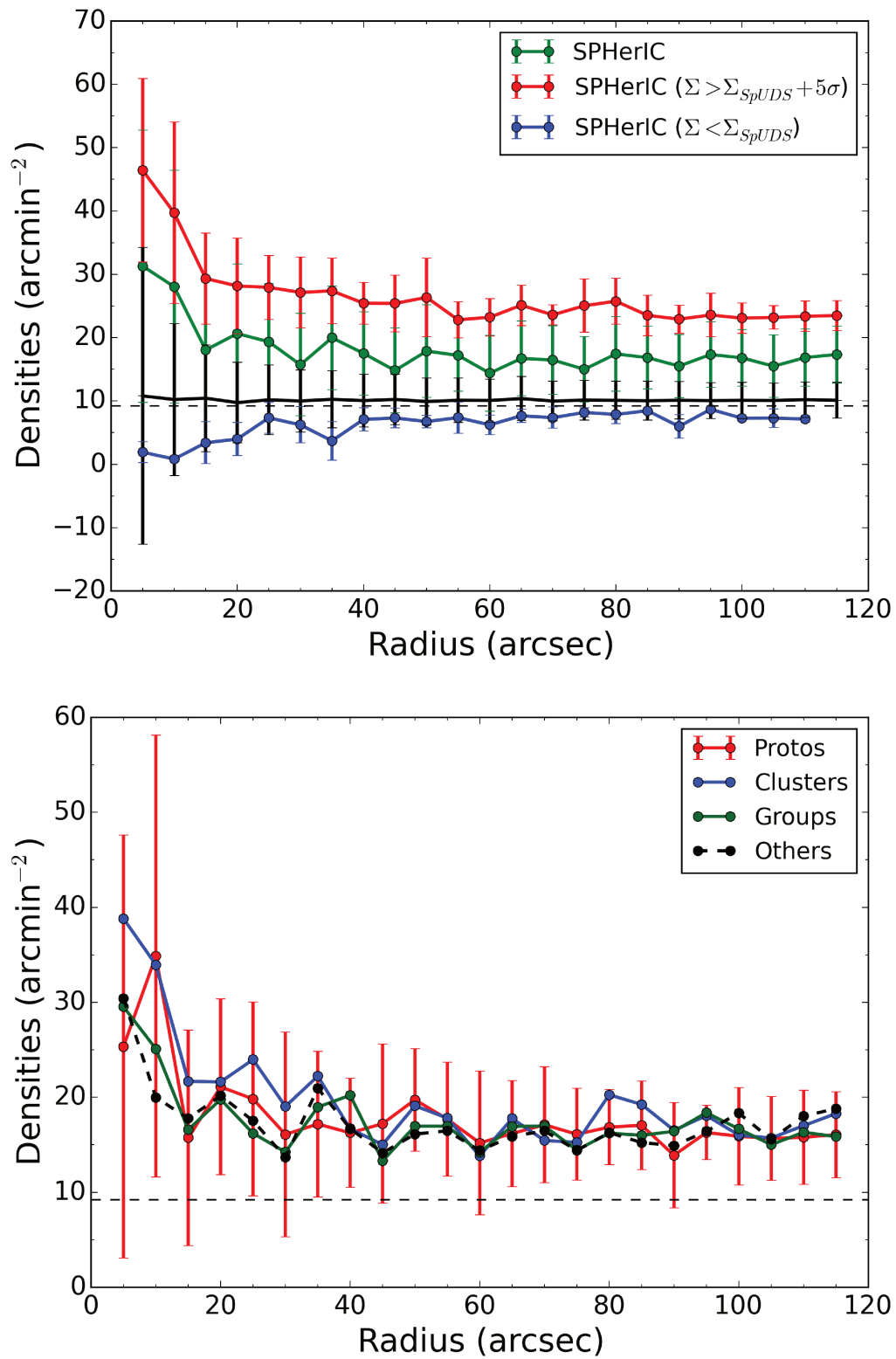


FIGURE 5.8 – Profils radiaux différentiels de densité surfacique de sources IRAC rouges autour des sources S1 dans les champs SPHerIC. *Gauche* : Même couleurs que Fig. 5.7. *Droite* : Candidats répartis suivant leur classe (classification visuelle) : Rouge : "proto-amas". Bleu : "amas". Vert : "Groupes". Noir : "Autres". Seules les barres d'erreurs pour l'échantillon "proto-amas" sont indiquées, pour des raisons de lisibilité, les incertitudes sur les autres échantillons étant comparables. Le trait noir pointillé représente la densité surfacique de sources IRAC rouges moyenne dans le champ SpUDS.

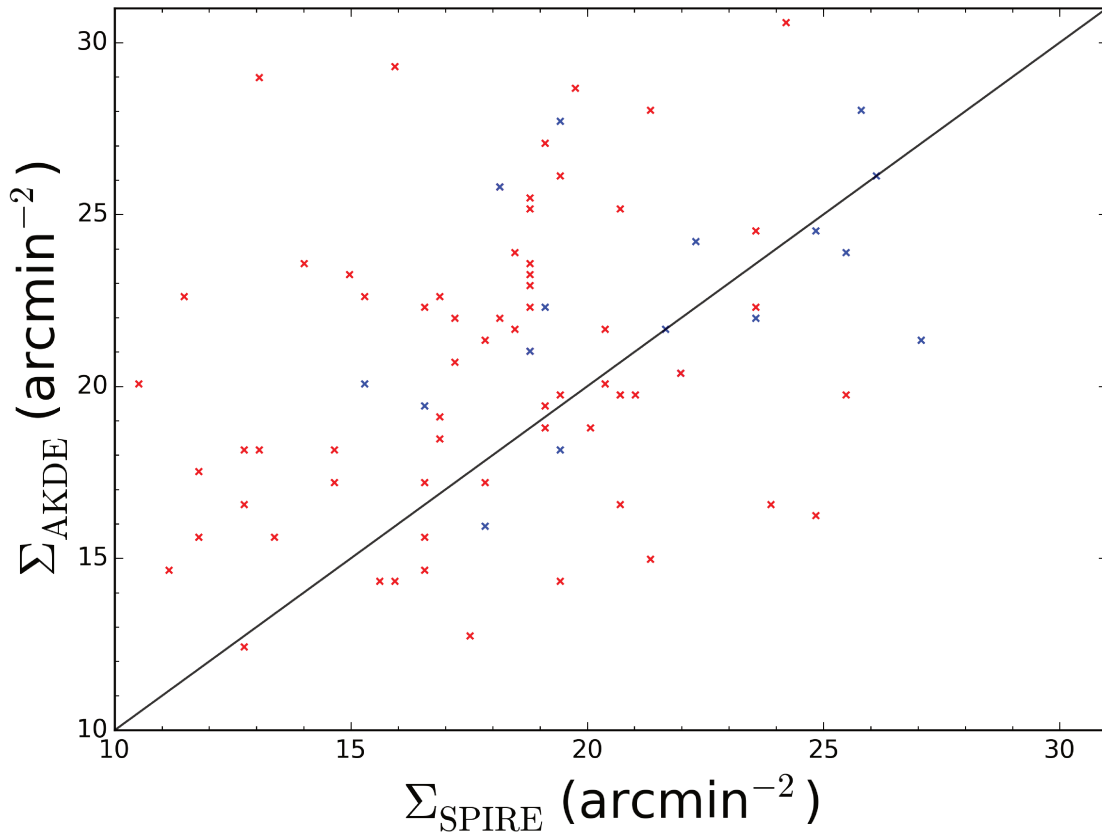


FIGURE 5.9 – *Abscisse* : Densité surfacique de sources IRAC rouges calculée dans un cercle de rayon  $r = 1'$  centré sur la position de la source S1 dans les champs SPHerIC. *Ordonnée* : Idem, mais dans un cercle autour de la position du maximum de densité dans la carte de densité surfacique générée à l'aide de la méthode AKDE. Le trait noir indique la relation 1:1. Les points bleus (rouges) indiquent les champs où la distance entre les deux positions est  $< (>)2'$ . Il n'est pas surprenant de voir que des champs présentent  $\Sigma_{\text{SPIRE}} > \Sigma_{\text{AKDE}}$  alors que cette dernière valeur est calculée autour du maximum de densité. Les cartes AKDE identifient en effet les surdensités à plus petite échelle spatiale.

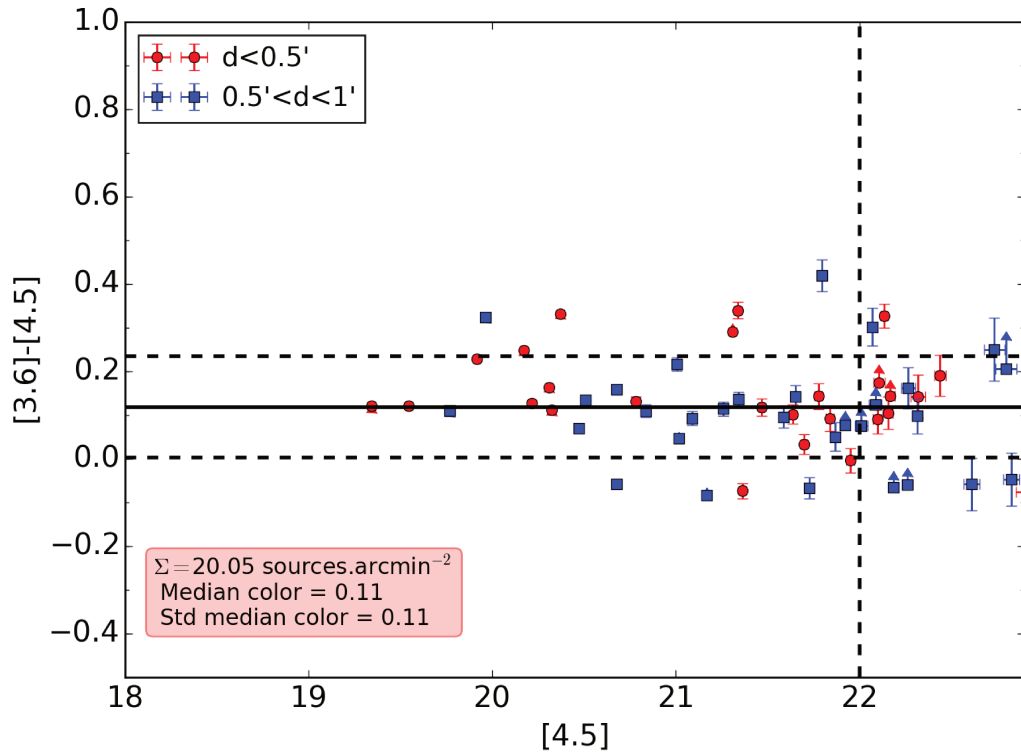


FIGURE 5.10 – Diagramme couleur-magnitude pour le proto-amas CIG J0218.3-0510 confirmé à  $z = 1.62$  (PAPOVICH et al., 2010) dans le relevé SpUDS. Seules les sources IRAC rouges sont considérées ici. Les points rouges correspondent aux sources à une distance angulaire  $d < 0.5'$  de l'émission SPIRE, les points bleus à celles à  $0.5' < d < 1'$ . Le trait plein noir indique la couleur médiane, et les traits pointillés noirs la déviation à  $\pm 1\sigma$ . Seules les sources IRAC rouges ayant  $[4.5] < 22$  sont considérées pour calculer ces valeurs, pour faciliter la comparaison avec les candidats de l'échantillon SPHerIC. Les flèches indiquent des limites inférieures. Est aussi indiquée la densité de sources IRAC rouges (encadré). Une séquence et clairement visible, et semblable à ce que l'on peut observer pour les candidats des l'échantillon SPHerIC.

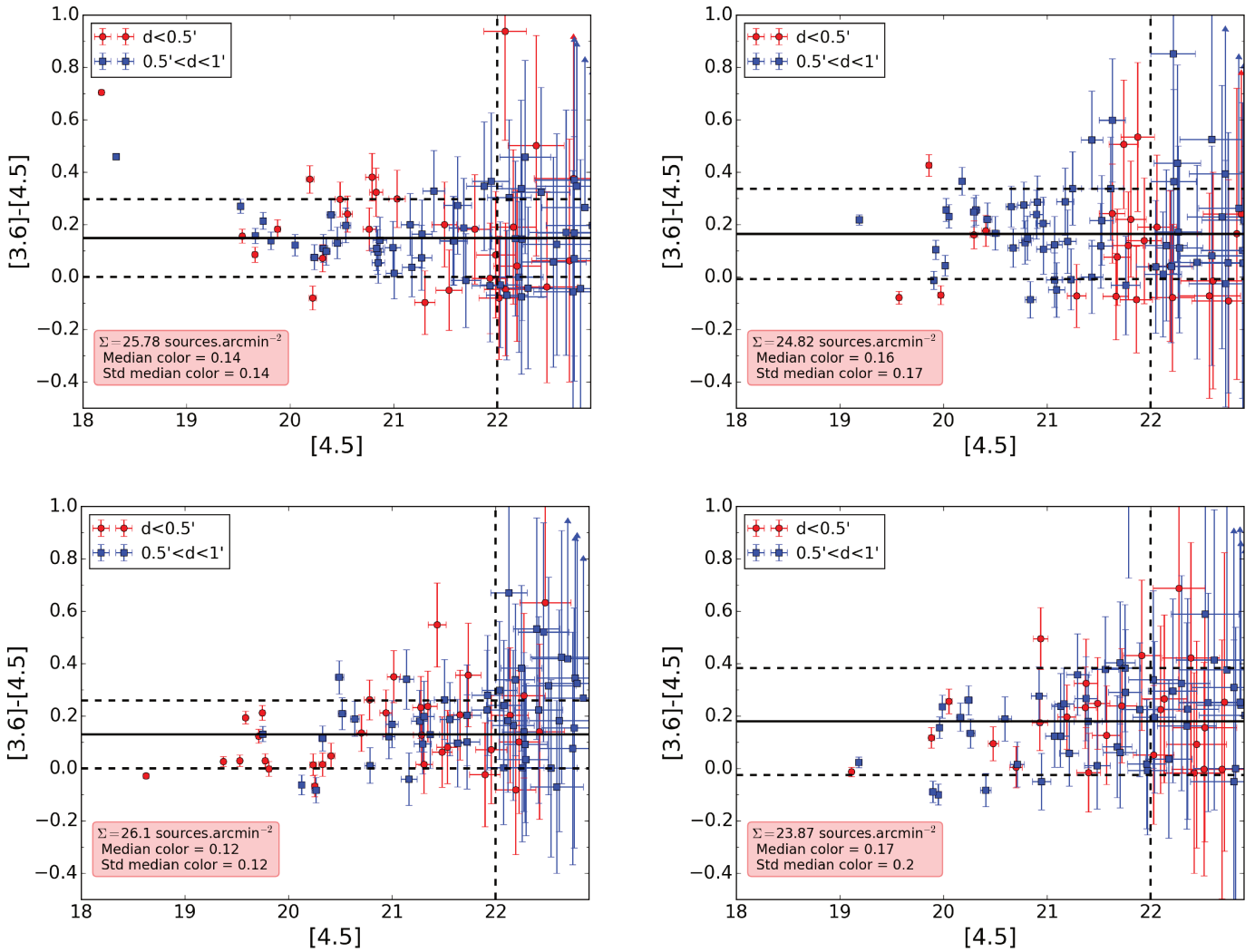


FIGURE 5.11 – Diagrammes couleur-magnitude pour 4 candidats parmi les plus denses de l'échantillon SPHerIC. Seules les sources IRAC rouges sont considérées ici. Les points rouges correspondent aux sources à une distance angulaire  $d < 0.5'$  de l'émission SPIRE, les points bleus à celles à  $0.5' < d < 1'$ . Le trait plein noir indique la couleur médiane, et les traits pointillés noirs la déviation à  $\pm 1\sigma$ . Seules les sources ayant  $[4.5] < 22$  sont considérées pour calculer ces valeurs, pour éviter que les sources à la photométrie très incertaine biaisent l'estimation. Les flèches indiquent des limites inférieures. Est aussi indiquée la densité de sources IRAC rouges (encadré).

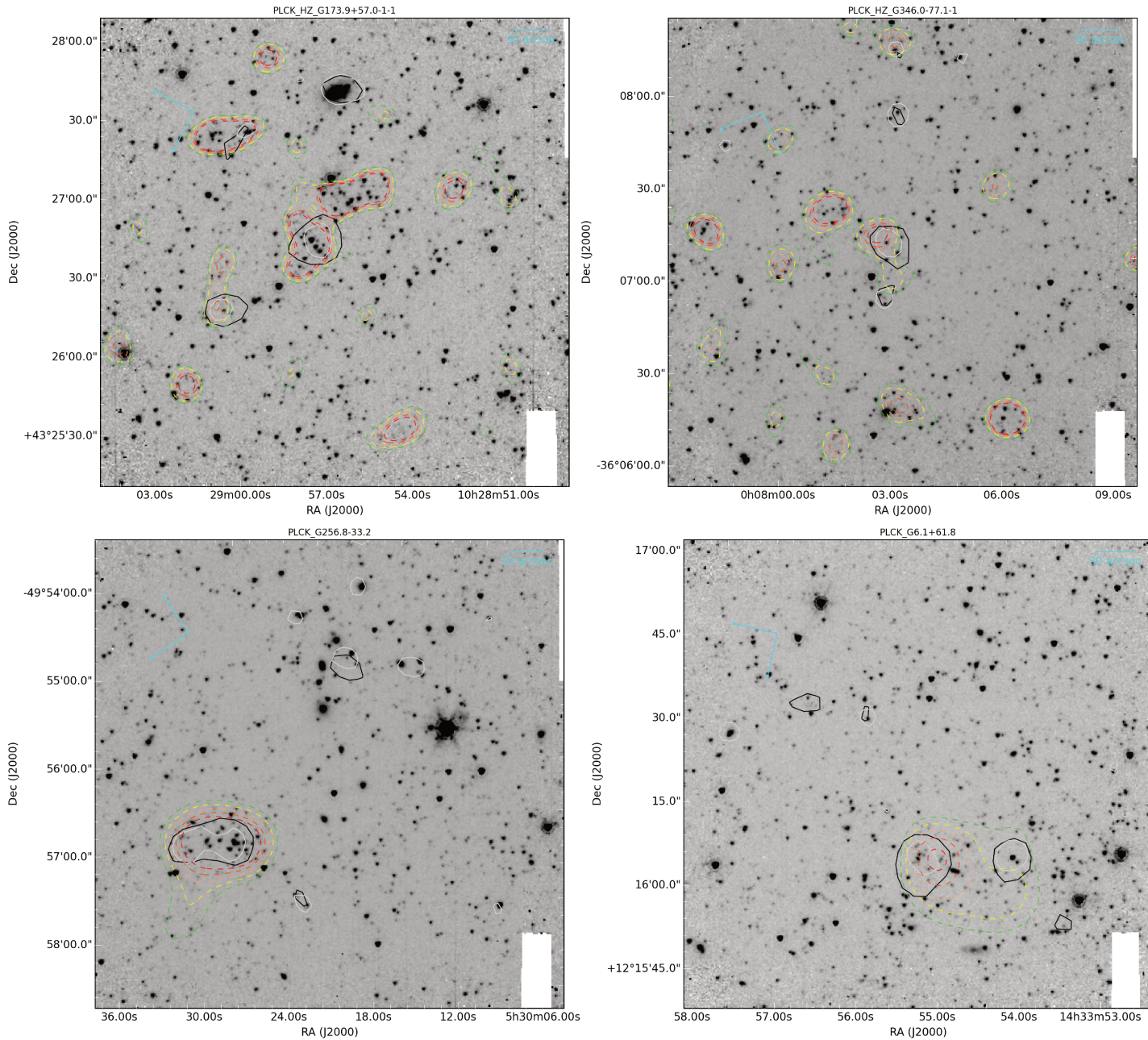


FIGURE 5.12 – Mosaïques à 4.5 microns de 4 candidats parmi les plus denses de l'échantillon SPHERiC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) $\mu\text{m}$ . Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) -0.1$ . Le cercle blanc a un rayon angulaire de  $1'$ . Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5  $\sigma$  (Voir 4.4.2 et 5.1). On voit que l'émission SPIRE au centre de l'image est associée à de nombreuses galaxies rouges (*i.e.* haut-redshift;  $z > 1.3$ ) vues par IRAC.

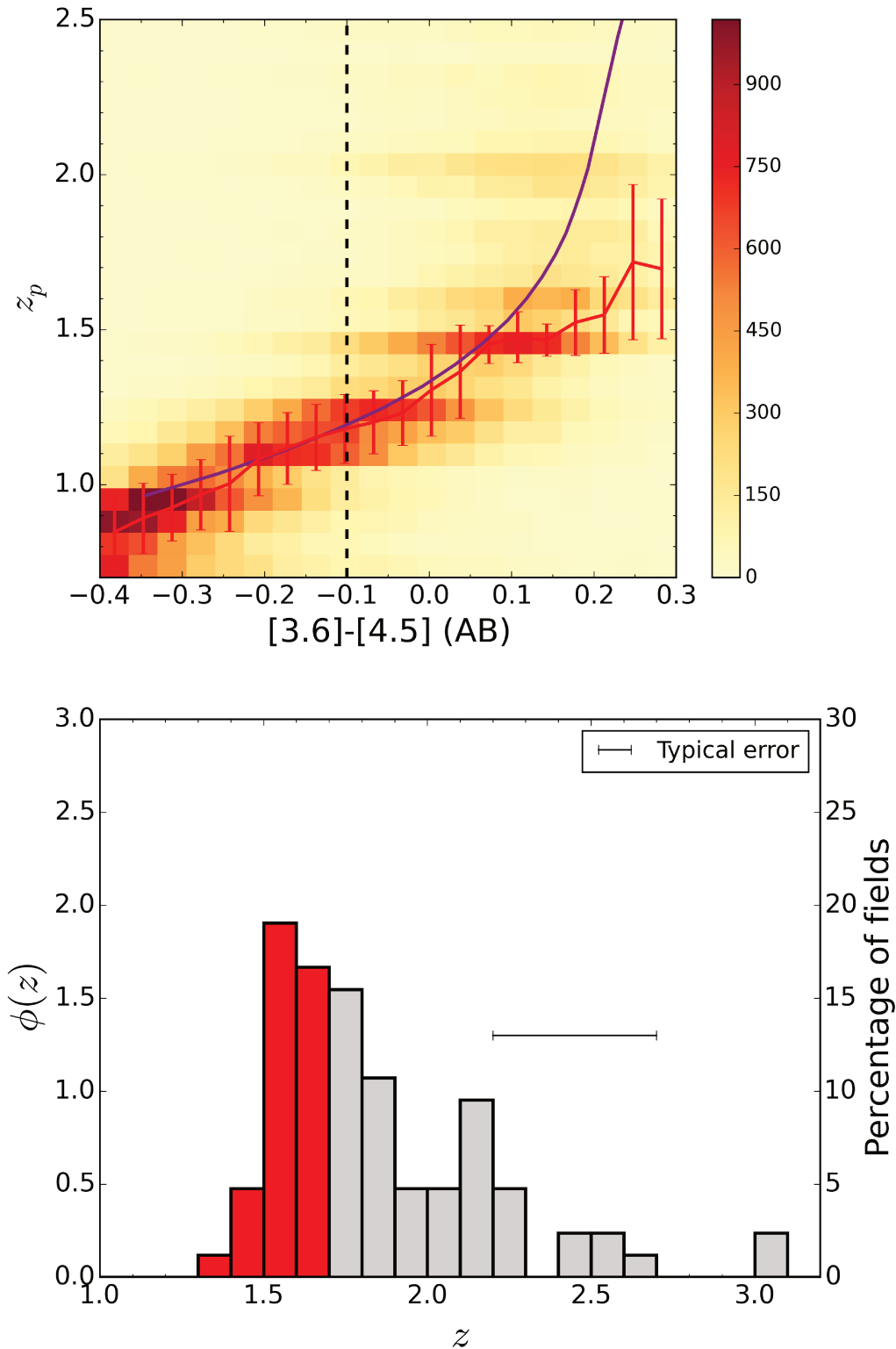


FIGURE 5.13 – *Haut* : Redshift photométrique  $z_p$  en fonction de la couleur des sources IRAC du champ COSMOS. L'échelle de couleur indique le nombre de galaxies dans chaque intervalle à deux dimensions (du jaune au rouge). Le trait rouge indique le redshift le plus probable dans chaque intervalle de couleur. Le trait violet indique la relation utilisée par RETTURA et al., 2014 (qui est en définitive celle utilisée), dérivée de façon similaire mais interpolée à l'aide d'un polynôme de degré 4. Le trait pointillé noir indique le critère de PAPOVICH, 2008 pour sélectionner les galaxies à  $z > 1.3$ . *Bas* : Distribution de probabilité  $\phi(z_p)$  des estimations de redshifts photométriques pour les candidats de l'échantillon SPHerIC, construits à partir des couleurs IRAC des galaxies rouges situés à  $< 1'$  de l'émission SPIRE. La distribution présente un maximum marqué pour  $z_p = 1.7$ . La partie grisée pour  $z_p > 1.7$  indique que l'estimation du redshift photométrique est incertaine, et correspond à un rougissement des sources IRAC.

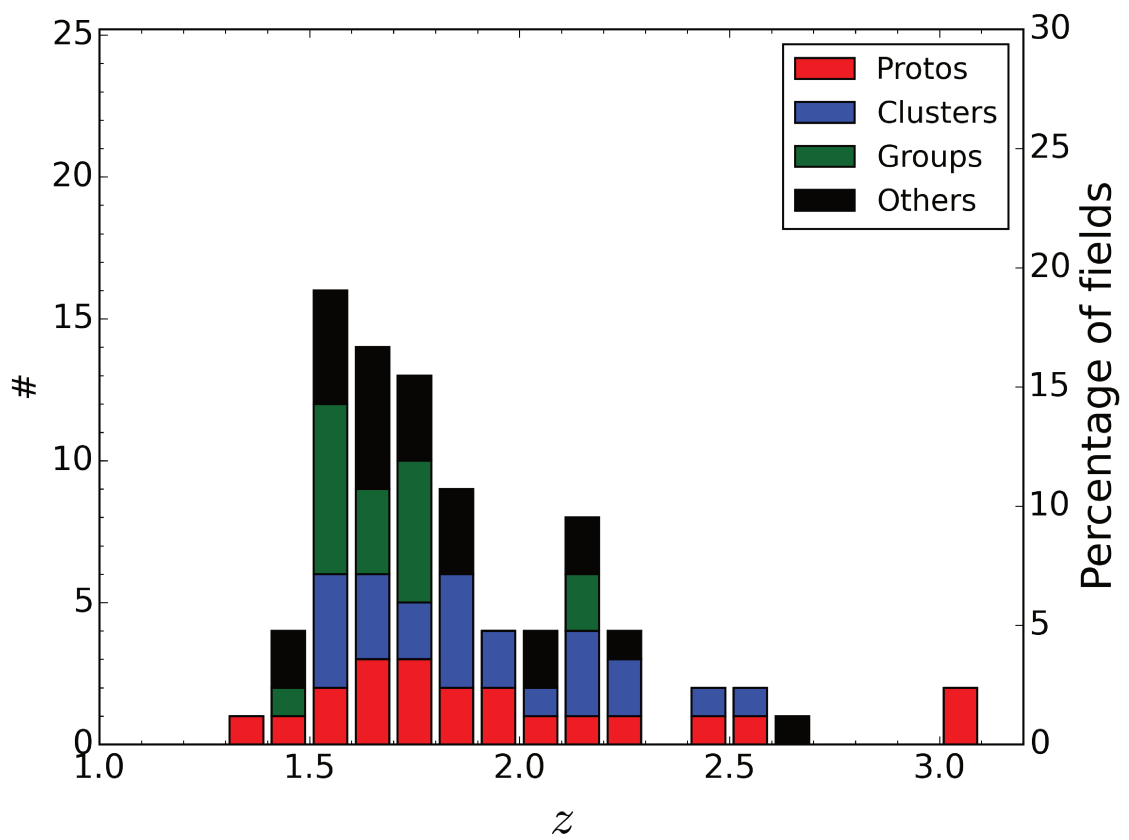


FIGURE 5.14 – Distribution des estimations de redshifts photométriques pour les candidats de l'échantillon SPHerIC, séparés suivant la classification visuelle présentée Sect. 5.2.2. Rouge : "Proto-amas" ; Bleu : "Amas" ; Vert : "Groupes" ; Noir : "Autres".

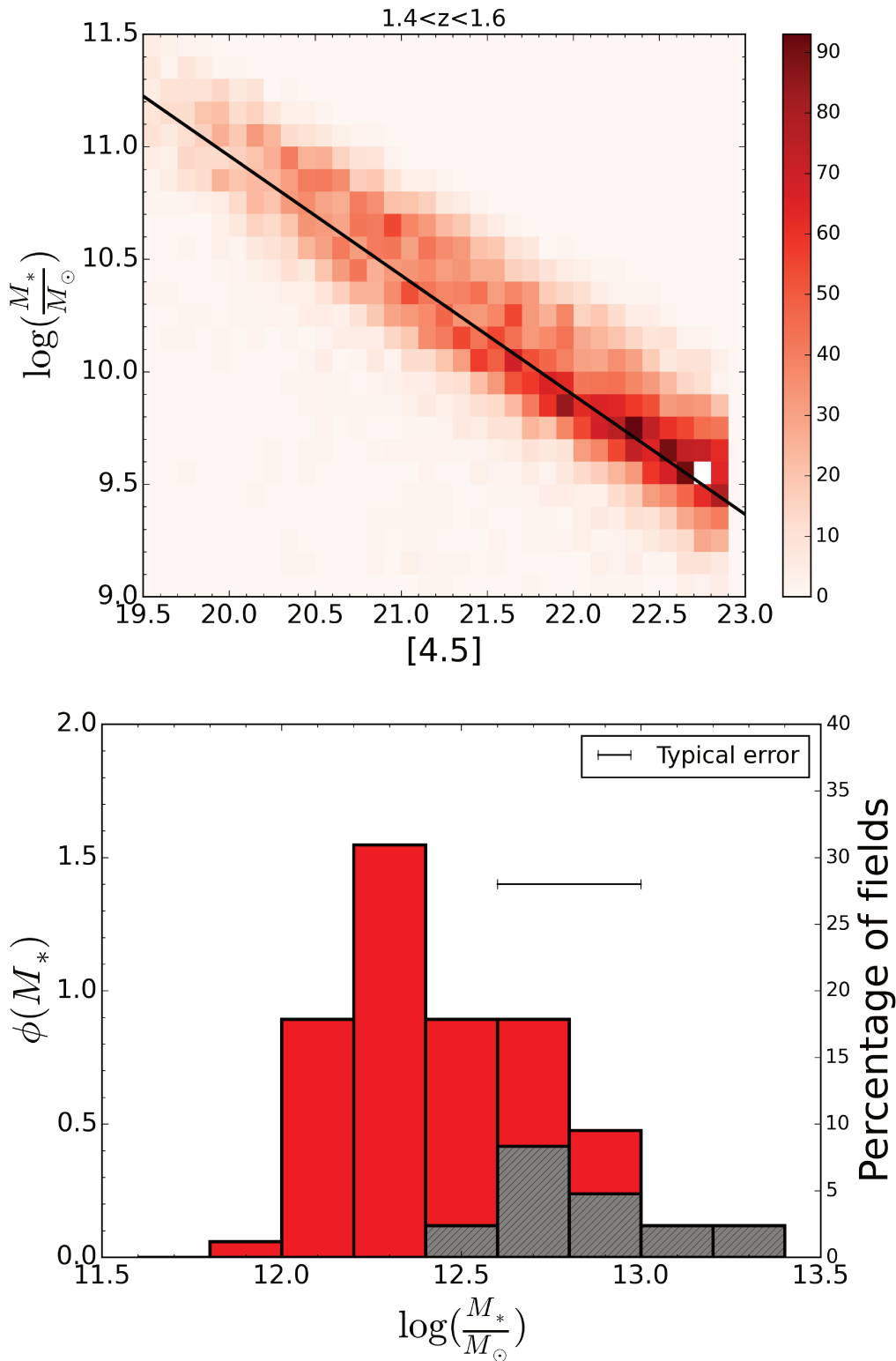


FIGURE 5.15 – *Haut* : Histogramme à deux dimensions  $[4.5]$  vs  $\log_{10}\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)$ . L'échelle de couleur indique le nombre de galaxies dans chaque intervalle, du blanc au rouge. Le trait noir est un ajustement d'une relation linéaire :  $\log_{10}\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right) = -0.531 \times [4.5] + 21.58$ . Dans un intervalle de magnitude donné, la dispersion vaut  $\Delta \log_{10}\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right) \simeq 0.2$  dex. Voir Appendice B pour ces relations à d'autres redshifts. *Bas* : Distribution de probabilité  $\phi(M_*)$  des estimations de masses stellaires totales pour les candidats de l'échantillon SPHERIC. La distribution pique pour  $\log\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right) = 12.3$ . La partie grise hachurée indique les structures pour lesquelles l'estimation de masse stellaire est incertaine à plus de 1 dex.



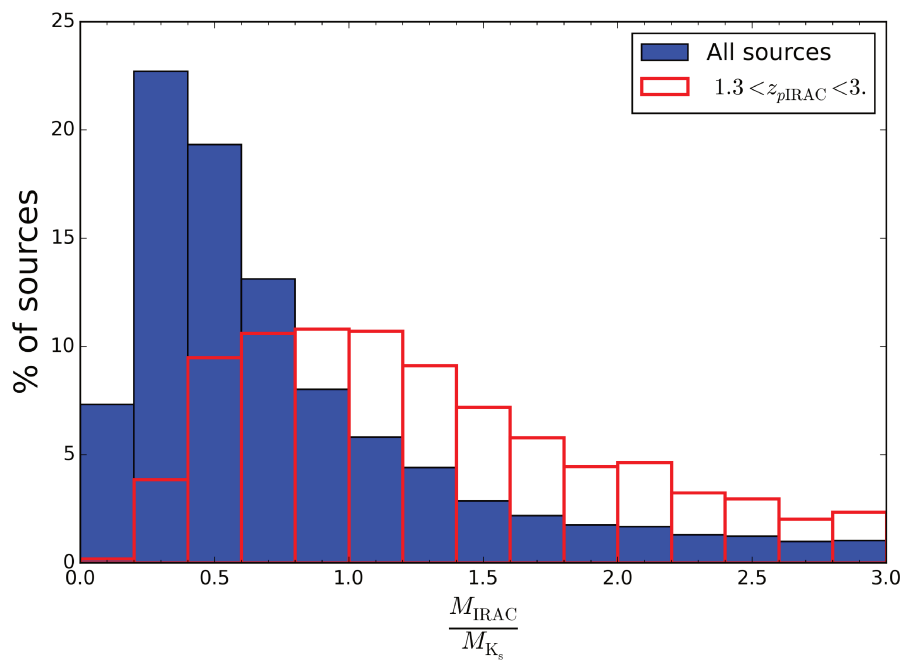


FIGURE 5.16 – Distribution des rapports des estimations de masse stellaire à partir de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  ( $M_{IRAC}$ ) et de la magnitude en bande  $K_s$  ( $M_{K_s}$ ) pour les sources des champs SPHerIC où ces deux estimations sont disponibles. *Bleu, plein* : Toutes les sources (7089). *Rouge, trait* : Sources ayant  $1.3 < z_{p,IRAC} < 3.$  (2130).

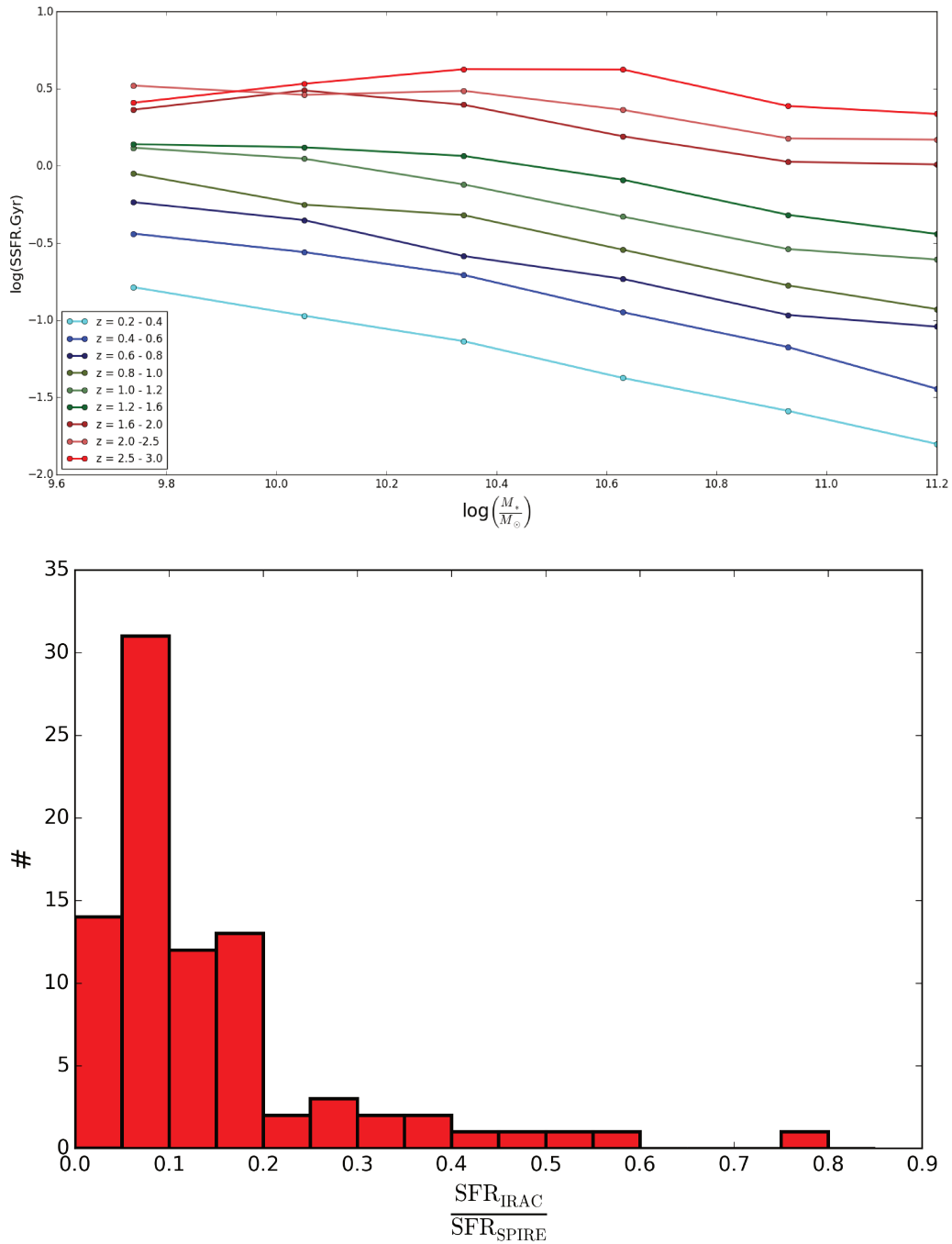


FIGURE 5.17 – **Haut** : Taux de formation d'étoiles spécifique ( $\text{SSFR} = \frac{\text{SFR}}{M_*}$ ) en fonction de  $M_*$  pour différents intervalles de redshifts dans le champ COSMOS. Figure réalisée à partir des données de KARIM et al., 2011, voir leur table 2. Ces relations sont utilisées pour estimer le taux de formation d'étoiles des galaxies candidates de l'échantillon SPHerIC à partir de leur masse estimée. **Bas** : Distribution des rapports de taux de formation d'étoiles estimés pour les candidats de l'échantillon SPHerIC à l'aide des données SPIRE ( $\text{SFR}_{\text{SPIRE}}$ ) et des données IRAC ( $\text{SFR}_{\text{IRAC}}$ ).

## Chapitre 6

# Vers des confirmations spectroscopiques : suivi dans l'infrarouge et le domaine millimétrique

L'essentiel de mon travail de thèse a consisté en l'élaboration et la qualification de l'échantillon SPHerIC, travail qui est présenté au chapitre 5. Cependant il ne s'agit là que de candidats, et si les premières interprétations sont prometteuses, ces objets devront être confirmés en tant que structures cosmologiques. Ces confirmations s'obtiennent à l'aide d'observations spectroscopiques. Ces observations permettent d'accéder au redshift des galaxies candidates, et ainsi de les positionner dans l'histoire cosmique, et aussi à la dispersion de vitesses de ces galaxies, qui nous permettra de déterminer si celles-ci sont gravitationnellement liées.

Si la détermination du redshift des galaxies de l'échantillon SPHerIC est le premier objectif de cette campagne de suivi spectroscopique, qui confirmera ou infirmera notre hypothèse de structures à  $z \simeq 2$ , de nombreuses autres propriétés de la galaxie peuvent être extraites du spectre observé ( $M_{\text{gas}}$ ,  $T_{\text{dust}}$ ,  $\sigma_v$ , SFR notamment). Une fois le redshift en main, il est de plus possible de réexploiter les données photométriques obtenues avec Spitzer/IRAC (Chapitre 5), Herschel/SPIRE (Chapitre 2) et les télescopes au sol (Voir Sect. 6.2.1) pour raffiner les estimations des propriétés physiques obtenues (e.g.  $M_*$ , SFR, age,  $T_{\text{dust}}$ ).

L'observation spectroscopique de nos candidats est ainsi le pas suivant de mon travail.

Une campagne de suivi spectroscopique multi-longueurs d'onde (infrarouge et millimétrique) d'une partie des candidats de l'échantillon SPHerIC a donc été lancée, utilisant des (radio)télescopes et des interféromètres au sol (IRAM/30m, Keck, ALMA, NOEMA, LBT), parallèlement à mon étude de données prises avec Spitzer/IRAC.

Une autre campagne de suivi, celle-ci photométrique, a aussi été démarrée à l'aide de télescopes au sol (CFHT, VLT, WHT) dans les bandes proche-infrarouge accessibles (J et  $K_s$  principalement), dont l'objectif principal est de mieux contraindre les propriétés de nos objets, notamment leurs redshifts *via* l'utilisation de redshifts photométriques, préalablement à un suivi spectroscopique.

Il est important de noter que ce suivi photométrique, avec les télescopes au sol mais surtout avec Spitzer, est presque indispensable avant de lancer une campagne spectroscopique. Un programme de suivi spectroscopique est en effet coûteux en temps d'observation, en tous cas plus coûteux que des observations photométriques, étant donné les faibles flux de nos objets au vu de leur époustouflante distance ( $\lesssim 1\mu\text{Jy}$  en bande J). Les facteurs de pression<sup>1</sup> des plus grands télescopes terrestres nécessaires pour mener à bien de telles observations étant supérieurs à 5, il est impossible pour les comités d'allocation du temps disponible d'accéder à toutes les demandes. Il est donc important de convaincre ces comités de la valeur et de la pertinence de nos programmes, et les observations photométriques et leur interprétation y contribuent de façon significative. La sélection s'opérant sur des critères scientifiques mais aussi techniques et opérationnels, il est essentiel de montrer l'intérêt scientifique de l'observation, mais aussi la pertinence de l'instrument demandé par rapport aux objectifs fixés.

1. Le rapport entre le temps d'observation total demandé et le temps d'observation total *a priori* disponible.

Ces différents aspects seront abordés dans ce chapitre. La première section est ainsi consacrée au suivi dans le domaine millimétrique, tandis que la deuxième abordera le suivi dans le domaine infrarouge proche.

Je suis impliqué à plusieurs niveaux dans les différents aspects de cette campagne de suivi, en tant que responsable d'une partie du suivi millimétrique (Observateur à 4 reprises, P.I. de deux programmes IRAM/30m avec EMIR), et investi dans l'analyse des données en proche-infrarouge, notamment dans le cadre d'encadrements de stagiaires et d'un doctorant. Ce travail a en effet été mené au sein d'une collaboration internationale (France, États-Unis, Italie, Chili, Canada), mais aussi dans le cadre de stages d'étudiants en Licence et Master, que j'ai personnellement encadrés. J'ai ainsi encadré 4 étudiants en Licence (3 pendant 8 semaines, 1 pour 1 mois) et deux étudiants en Master (1 pour une durée de 12 semaines, 1 en co-supervision pour une durée de 4 mois). J'ai aussi participé à la formation aux observations avec EMIR de Benjamin Clarenc, étudiant en thèse.

Enfin, il est nécessaire de garder à l'esprit que cette campagne de suivi a été démarrée alors que les données Planck, Herschel et Spitzer étaient en cours d'analyse, voire inexistantes dans le cas des observations Spitzer. À ce titre, certains des candidats choisis pour les premières étapes du suivi pouvaient sembler être les plus prometteurs à un instant de l'analyse, ils n'occupent pas nécessairement le haut du classement des candidats de l'échantillon SPHerIC construit ultérieurement. Voir Sect. 5.4.

## 6.1 Suivi dans le domaine millimétrique

Le domaine millimétrique est particulièrement pertinent pour le suivi de nos objets. En effet, au vu des redshifts photométriques estimés des sources SPIRE ( $z_p \sim 2$ ), il est attendu que les raies de transition rotationnelles du monoxyde de carbone (CO) soient déplacées à des longueurs d'ondes de  $\sim 1-3$ mm. Le CO constitue un excellent traceur du redshift de nos objets, étant une des molécules les plus abondantes du milieu interstellaire, et par là une des plus brillantes (DADDI et al., 2009; SOLOMON et VANDEN BOUT, 2005). Ce sont les raies spectrales de cette molécule qui seront recherchées pour obtenir le redshift de nos objets dans le domaine millimétrique.

Il est d'ailleurs possible d'estimer la luminosité attendue des raies de CO sur la base de la luminosité infrarouge estimée (GENZEL et al., 2010). Appliqué à nos candidats, ceci mène à des temps d'observations raisonnables pour obtenir un rapport signal à bruit suffisant (RSB=4 pour  $\sim 4$ h d'observation dans le cas de EMIR; Voir Sect. 6.1.2).

L'observation d'au moins deux raies du monoxyde de carbone permet d'obtenir le redshift de l'objet observé, et la largeur de ces raies nous renseigne sur la température du gaz moléculaire interstellaire dans la ou les galaxies, cette largeur étant ici *a priori* principalement imputable à l'élargissement Doppler dû aux mouvements thermiques des particules du gaz moléculaire. Des observations dans le but de dévoiler de telles raies d'émissions ont donc été menées avec le radiotélescope de 30m du Pico Veleta et l'interféromètre NOEMA, tous deux développés et gérés par l'IRAM.

L'interférométrie millimétrique permet de résoudre les sources SPIRE, et ainsi de localiser avec précision le(s) site(s) de formation stellaire. Il s'agit principalement de déterminer si le flux SPIRE provient d'une unique galaxie, ou de plusieurs, et ainsi vérifier notre hypothèse de formation stellaire à l'échelle de la structure. Si toutes les galaxies contribuant à l'émission SPIRE sont résolues par l'interférométrie, le lien entre l'émission en proche infrarouge et celle en lointain infrarouge peut être fait. Il est alors possible d'estimer le type des galaxies, et notamment en terme d'activité de formation d'étoiles (*starburst* ou normale). Des observations interférométriques de 2 de nos candidats ont été menées à l'aide de ALMA et de NOEMA. Voir Sect. 6.1.6 et 6.1.5.

### 6.1.1 La molécule de monoxyde de carbone

La molécule de CO est une molécule polaire, possédant un spectre simple de niveaux rotationnels. Ces niveaux rotationnels peuvent être excités même à des températures de quelques dizaines de Kelvins, par collision avec notamment les molécules H<sub>2</sub>. Ceci, et son abondance, en font un traceur quasi-idéal du gaz moléculaire dans les galaxies (GENZEL et al., 2010). Car si la formation stellaire a lieu dans les nuages moléculaires composés majoritairement de H<sub>2</sub>, la détection de cette molécule est malaisée. Elle est en effet symétrique, et ses niveaux rotationnels ne sont excités collisionnellement que dans les environnements de température de plusieurs centaines de Kelvins, ce qui est bien plus important que la température des nuages moléculaires. Il est plus aisé d'observer les transitions de la molécule de monoxyde de carbone, particulièrement à haut redshift, ce qui justifie le choix d'observer cette molécule dans les candidats SPHERIC. La molécule de CO ne trace cependant que le gaz moléculaire le plus dense, à des densités  $> 300 \text{ cm}^{-3}$  (GAO et SOLOMON, 2004).

L'observation des raies de transitions de la molécule de CO d'un niveau rotationnel de nombre quantique associé  $J + 1$  vers un niveau  $J$  permet de contraindre les nuages moléculaires formant des étoiles, notamment leur masse, température et dynamique.

Supposons un observateur observant une particule de vitesse  $v_l$  dans la direction de la ligne de visée et émettant un photon de fréquence  $f_0$  dans la direction de cet observateur. La fréquence mesurée par cet observateur vaut alors  $f_0 \left(1 + \frac{v_l}{c}\right)$ . Si on considère maintenant une boîte de telles particules, chacune aura une vitesse différente suivant la ligne de visée, suivant la distribution des vitesses des particules dans la boîte. La distribution des fréquences observées  $P_{\text{freq}}(f)$  est alors donnée par :

$$P_{\text{freq}}(f)df = P_{\text{vel}}(v_f) \frac{dv}{df} df \quad (6.1)$$

où  $P_{\text{vel}}$  est la distribution des vitesses dans la boîte, et  $v_f = c \left(\frac{f}{f_0} - 1\right)$ . Ainsi on n'observera pas uniquement des photons à la fréquence  $f_0$  mais les fréquences observées seront distribuées autour de la fréquence  $f_0$  : on parle d'étalement Doppler. Dans le cas où on considère un gaz parfait à l'équilibre,  $P_{\text{vel}}$  est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann, on montre alors que la distribution des fréquences observées est une distribution gaussienne centrée sur la fréquence  $f_0$ , et dont l'écart type dépend de la masse de la particule, de la température et de  $f_0$ . Ainsi le profil attendu pour les raies de CO est un profil gaussien si le gaz moléculaire est à l'équilibre thermodynamique.

Il est possible d'estimer le flux attendu des raies de CO à partir de la luminosité infrarouge de la galaxie (GAO et SOLOMON, 2004) :

$$\frac{L_{\text{IR}}}{L_{\text{CO}}} = 61 \left(\frac{T_{\text{dust}}}{35\text{K}}\right)^{5.7} \quad (6.2)$$

Cet exposant 5.7 rend cependant cette tâche difficile puisqu'un changement de température de  $\pm 10\text{K}$  mène à un changement de cette fraction de  $+200/ - 50$ . Ceci donne cependant une première indication de la détectabilité des raies de CO dans nos objets.

### 6.1.2 Depuis la Sierra Nevada : spectroscopie millimétrique avec IRAM/30m-EMIR

Le radiotélescope de Pico Veleta<sup>2</sup>, développé et géré par l'IRAM (BAARS et al., 1987), est une antenne de 30m capable d'observer à des fréquences allant de 73GHz jusqu'à 360GHz. Plusieurs instruments peuvent être placés en sortie du télescope, cependant je ne m'intéresserai ici qu'à l'instrument EMIR (CARTER et al., 2012), pour Eight MIXer Receiver.

EMIR est un détecteur hétérodyne, c'est à dire qu'il va être sensible à la phase et à l'amplitude de l'onde incidente. Le principe consiste à faire interférer l'onde reçue de fréquence  $f$  avec une onde de fréquence  $f_{\text{LO}}$  connue générée par un oscillateur local, et ce afin de produire des battements à une

2. Situé dans la Sierra Nevada, près de Grenade-Espagne.

ID	P.I.	Observateur	$t_a$ [h]	$N_c$	Date	Commentaire
107-14	H.Dole	C.Martinache	52.5	5	Août 2014	Confirmation d'une source à $z = 2.36$ .
219-14	H. Dole	C. Martinache	52.5	4	Janvier 2014	Mauvaises conditions météorologiques.
197-15	C. Martinache	C. Martinache	52.5	4	Décembre 2015	Confirmation d'une source à $z = 2.15$ . Autre candidat compatible avec $z = 2.55$ .
077-16	C. Martinache	B.Clarenc	52.5	4	Juin 2016	Analyse en cours

TABLE 6.1 – Résumé des différents programmes d'observation avec le 30m/EMIR. ID désigne l'identifiant du programme, P.I. le *Principal Investigator*,  $t_a$  le temps alloué en heures,  $N_c$  le nombre de sources SPIRE observées.

fréquence  $f_I$  dite intermédiaire, plus faible que celle de l'onde incidente ( $f_I = |f_{LO} - f|$ ). Ce processus de descente en fréquence est nécessaire avant de pouvoir amplifier le signal, peu d'amplificateurs étant disponibles dans le domaine millimétrique. Ceux disponibles ont des niveaux de bruits trop élevés pour nos besoins<sup>3</sup>. EMIR comporte un unique pixel et est capable d'observer de 73GHz jusqu'à 360GHz avec une résolution angulaire de l'ordre de  $\sim 20''$  à 100GHz ( $\lambda = 3\text{mm}$ ), similaire à la résolution de SPIRE.

Il est donc adapté pour le suivi des sources SPIRE dans le but de détecter les raies d'émission de la molécule de monoxyde de carbone.

Plusieurs demandes de temps d'observation dans le but d'effectuer une recherche aveugle de ces raies de CO dans la bande de 83GHz à 117GHz ont donc été déposées, et acceptées, résumées dans la table 6.1. Chacun de ces programmes avait pour objectif dans un premier temps d'observer des sources SPIRE à une longueur d'onde de 3mm<sup>4</sup>, chacune pour une durée de  $\sim 4\text{h}$ . Dans le cas où une raie est détectée, la source est ensuite observée à 2mm afin de confirmer le redshift de l'objet observé.

Au cours de ce suivi, 2 redshifts ont été obtenus pour deux des sources SPIRE observées : un à  $z = 2.36$  (G059-1), un à  $z = 2.15$  (G124-1). Ces deux candidats tels qu'ils sont vus par IRAC sont représentés Fig. 6.1. Ces deux candidats tels qu'ils sont vus par SPIRE, IRAC et EMIR sont présentés dans les deux sous-sections suivantes.

### 6.1.3 La source G059-1 à $z = 2.36$

G059 est une source Planck présente dans les premières version du PHz, mais qui en a ultérieurement été écartée, car jugée peu robuste en termes de photométrie. Des données SPIRE ont été cependant acquises durant la période où ce candidat faisait partie du PHz, et une demande de temps d'observation avec EMIR sur la base de ces données avait été acceptée (PID 107-14 ; P.I. : H.Dole). SPIRE a en effet révélé une importante surdensité de sources rouges compatible avec  $z_p \simeq 2$ , dont une ayant un flux à  $350\mu\text{m}$   $S_{350} = 100 \pm 10\text{mJy}$ . C'est cette source qui fut observée avec 30m/EMIR. Voir Fig. 6.2.

**Obtention du redshift** Cette source SPIRE (G059-1) constitue la première source SPIRE ayant obtenu une confirmation spectroscopique, à  $z = 2.36$ , grâce à l'observation des transitions (3-2) et (4-3) de la molécule de monoxyde de carbone, représentées Fig. 6.3.

Avant d'analyser et interpréter les propriétés de ces raies, une question importante se pose : comment être assuré que les raies observées sont bien dues à l'émission de la molécule de CO ?

Dans la pratique, une partie du spectre électromagnétique est scannée, et une première raie spectrale est cherchée. Dans le cas d'une détection, et au vu des analyses précédentes, la raie détectée est supposée être une raie spectrale de la molécule CO. Cependant il est impossible de savoir immédiatement à quelle transition celle-ci correspond. Guidée par l'estimation du redshift photométrique estimé à partir des données SPIRE, une hypothèse est faite sur la transition observée, et la position des autres raies

3. [http://www.iram.fr/IRAMFR/IS/IS2002/html\\_2/node36.html](http://www.iram.fr/IRAMFR/IS/IS2002/html_2/node36.html)

4. De 83GHz à 117 GHz.

spectrales du CO est prédite. Une deuxième partie du spectre électromagnétique est alors scannée afin de rechercher une de ces raies, et définitivement confirmer le redshift de la source SPIRE.

**Luminosité infrarouge, taux de formation d'étoiles** Une fois le redshift  $z$  en main, il est alors possible de raffiner les estimations de SFR et de  $T_{\text{dust}}$  obtenues en ajustant un spectre de corps noir modifié ( $\beta = 1.5$ ) sur les points photométriques SPIRE, la dégénérescence  $z - T_{\text{dust}}$  ayant été brisée. Ceci fut donc réalisé par David Guéry (GUÉRY, 2015), qui estime une température de poussière  $T_{\text{dust}} \simeq 34K$ , en accord avec les résultats de ELBAZ et al., 2011 et GREVE et al., 2012. L'intégration du corps noir modifié mène à  $L_{\text{IR}} = 1.2 \times 10^{13} L_{\odot}$ , et un SFR correspondant  $\sim 2000 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ .

Bien que de telles galaxies extrêmes, hyper-lumineuses dans l'infrarouge, existent (FARRAH et al., 2002), ces valeurs élevées suggèrent plutôt un système de plusieurs galaxies, une galaxie à noyau actif ou une galaxie magnifiée par effet de lentille gravitationnelle.

**Données IRAC** Les données IRAC obtenues ultérieurement révèlent la présence d'une surdensité de sources IRAC rouges à  $\sim 35''$  (290 kpc à  $z = 2.36$ ) du centre de l'émission captée par EMIR. Cependant une unique source IRAC semble associée à l'émission SPIRE de G059-1. La mosaïque IRAC du champ G059 est représentée Fig. 6.1 et un zoom est visible Fig. 6.4.

Le diagramme couleur magnitude des sources situées à 1 arcmin du centre de l'émission SPIRE est représentée Fig. 6.4, révélant une séquence de sources autour de  $[3.6] - [4.5] \simeq 0.1$ , et la densité de sources rouges estimée dans un cercle de  $1'$  de rayon vaut  $19.5 \text{ sources} \cdot \text{arcmin}^{-2}$ .

Au vu de ces indications suggérant une exceptionnelle surdensité, G059-1 fut désignée comme un candidat prioritaire pour un suivi interférométrique. En effet, la résolution de EMIR empêche de déterminer le nombre d'objets contribuant à l'émission des raies de CO parmi les sources détectées avec IRAC. Seule l'interférométrie est capable de procurer la résolution angulaire nécessaire à une telle tâche dans le domaine millimétrique. Ceci fut réalisé à l'aide de NOEMA, qui révélera une unique source *a priori* responsable de l'émission SPIRE. Si l'hypothèse d'une unique source semblait corroborée par l'observation d'une unique source IRAC à la position de l'émission SPIRE, la demande cherchait à confirmer définitivement cette hypothèse et mieux contraindre les propriétés de cette galaxie, mais aussi de voir si cette galaxie peut faire partie d'une structure. Une surdensité proches ( $\sim 290 \text{ kpc}$  à  $z = 2.36$ ) de 5 sources IRAC rouges fut donc observée pour tester si le redshift de ces galaxies est compatible avec  $z = 2.36$ . Voir Sect. 6.1.5.

#### 6.1.4 La source G124-1 à $z = 2.15$

Au vu du résultat du premier programme de suivi et l'analyse des données SPIRE et IRAC se raffinant<sup>5</sup>, une autre demande a été déposée et acceptée (PID 219-14; P.I. : H.Dole). Cependant, de mauvaises conditions météorologiques ont empêché la prise de données de qualité suffisante. Un troisième programme (PID 197-15; P.I. : C.Martinache) a lui permis de confirmer la source SPIRE G124-1 à un redshift  $z = 2.15$ , toujours grâce à l'observation des raies de CO(3-2) et CO(4-3). Cette source appartient elle aussi à une surdensité importante de sources SPIRE rouges ( $\sim 11\sigma$ ), et a une densité de flux à  $350 \mu\text{m}$   $S_{350 \mu\text{m}} = 116 \pm 10 \mu\text{Jy}$ . Voir Fig. 6.5 et 6.6.

**Luminosité infrarouge et taux de formation d'étoiles** Là encore un corps noir modifié ( $\beta = 1.5$ ) est ajusté sur les points photométriques SPIRE, la dégénérescence  $T_{\text{dust}} - z$  ayant été brisée. Ceci fut donc réalisé par Louis Legrand, stagiaire de niveau Master que j'ai co-encadré. Une température de poussière  $T_{\text{dust}} = 29.1 \pm 2.3K$  est ainsi obtenue, menant à une luminosité infrarouge estimée à  $L_{\text{IR}} \simeq 1.3 \times 10^{13}$  et un taux de formation d'étoiles estimé à  $\text{SFR} \simeq 1700 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ . Là encore, ces valeurs seules pointent vers une surdensité de galaxies ou une galaxie magnifiée par effet de lentille gravitationnelle.

5. C'est aussi à cette période que la deuxième demande de temps d'observation avec Spitzer fut acceptée, augmentant la quantité de données disponibles.

**Surdensité de sources IRAC rouges et cohérentes, premières estimations de masse stellaire** Les données IRAC révèlent une grande densité surfacique de sources IRAC rouges ( $21.6 \text{ sources.arcmin}^{-2}$  dans un cercle de  $1'$  de rayon centré sur l'émission SPIRE ; Voir Fig. 6.7).

Le diagramme couleur-magnitude des sources IRAC rouges dans une arcminute autour de l'émission SPIRE (Fig. 6.7) révèle une séquence de couleur  $[3.6] - [4.5] \sim 0.15$ , avec une dispersion de  $\sim 0.1 \text{ mag}$ , caractéristique des amas haut- $z$ . (MUZZIN et al., 2013).

De plus, le grand nombre de source rouges (11) angulairement proches de la position de la source SPIRE ( $d < 18''$ ) pointe vers une origine multiple du flux SPIRE.

Afin d'estimer la masse stellaire et le SFR de ce système, je considère uniquement les sources IRAC rouges dans un rayon de 18 arcsecondes de la position de la source SPIRE, qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la PSF de SPIRE à  $250 \mu\text{m}$ . En supposant toutes ces galaxies au même redshift  $z = 2.15$  (Hypothèse non déraisonnable puisque 8 sources sur 11 ont  $[3.6] - [4.5]$  dans l'intervalle  $0.1 - 0.3$ ), et en dérivant leurs masses stellaires à partir leur magnitude à  $4.5 \mu\text{m}$  (Voir Sect. 5.3.5), j'obtiens une estimation de la masse stellaire totale du système de  $M_{*,\text{tot}} = 14 \pm 7 \times 10^{11} M_{\odot}$ . Ceci correspond approximativement à un halo de matière noire de masse  $M \simeq 10^{13.5} M_{\odot}$ . La présence de nombreuses galaxies rouges à une distance angulaire  $d < 1''$ , et l'association angulaire entre l'émission SPIRE et le pic de densité surfacique de sources IRAC rouges est compatible avec un amas dont les galaxies au centre sont en phase de formation d'étoiles (Voir par exemple SANTOS et al., 2015) ou une partie d'un proto-amas (TRAN et al., 2010).

En supposant chaque galaxie sur la séquence principale des galaxies, le SFR de chaque galaxie est estimé (Voir Sect. 5.3.6 et KARIM et al., 2011), pour une estimation de taux de formation totale  $\text{SFR}_{\text{IRAC,tot}} = 1500 \pm 300 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ , plus en accord avec l'estimation obtenue avec SPIRE de  $\text{SFR}_{\text{SPIRE,tot}} \simeq 1700 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ , renforçant l'hypothèse d'un structure dont les galaxies sont en phase de formation stellaire.

L'association entre le flux SPIRE et le flux IRAC n'étant pas claire étant donné le grand nombre de sources IRAC associées, un ajustement de spectres n'a pas été tenté. L'analyse des données photométriques dans les bandes J et  $K_s$  est en cours, et apportera de meilleurs redshifts photométriques qui permettront de tenter une telle association.

### 6.1.5 Depuis le Plateau de Bure : Interférométrie millimétrique avec NOEMA

**Nécessité d'un interféromètre** La résolution angulaire  $\alpha$  (en radians) maximale d'un télescope observant à la longueur d'onde  $\lambda$  avec un miroir unique de diamètre  $D$  est donnée par la formule d'Airy :  $\alpha \simeq 1.22 \frac{\lambda}{D}$  (AIRY, 1835). Pour une longueur d'onde d'observation de  $3 \text{ mm}$ , et en se fixant comme objectif une résolution angulaire de l'ordre de l'arcseconde ( $\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ rad.}$ ), ceci mène à un diamètre nécessaire de  $D \simeq 700 \text{ m}$ . Ceci n'est actuellement pas réalisable.

Afin de dépasser cette limite de résolution sans devoir construire un télescope de dimension colossale, on a recours à l'interférométrie (LABEYRIE, 1970). Il s'agit alors de combiner les signaux reçus par différents télescopes ou antennes, afin de constituer un réseau de télescopes dont la ligne de base (distance entre les télescopes) peut être vue comme le diamètre équivalent d'un miroir unique, lorsque l'on s'intéresse à la résolution angulaire.

Ainsi, plusieurs antennes de diamètre  $D = 15 \text{ m}$ , ayant individuellement une résolution angulaire de  $50''$ , mais espacées sur une droite de longueur  $700 \text{ m}$ , permettront d'observer des objets avec une résolution angulaire de l'ordre de l'arcseconde.

**NOEMA** NOEMA (NOthern Extended Millimeter Array)<sup>6,7</sup> est un interféromètre consistant en 8 antennes de chacune  $15 \text{ mètres}$  de diamètres. 4 autres antennes doivent suivre, la dernière devant être placée en 2019. Les antennes peuvent être déplacées jusqu'à une distance (ligne de base) de  $760 \text{ mètres}$ , permettant d'observer avec une résolution inférieure à l'arcseconde dans une gamme de longueurs d'ondes

6. [www.iram.fr/GENERAL/NOEMA-Phase-A.pdf](http://www.iram.fr/GENERAL/NOEMA-Phase-A.pdf)

7. Anciennement nommé Interféromètre du Plateau de Bure.



de 0.8 à 3.2 mm.

**Nature de G059-1** Afin de localiser précisément l'origine ou les origines de l'émission observée par EMIR dans le cas du candidat G059-1 confirmé à  $z = 2.36$ , une demande de temps d'observation avec NOEMA fut déposée et acceptée (PID : W15DZ, P.I. : H.Dole).

Cette demande a pour objectif de déterminer la nature de la source SPIRE : s'agit-il réellement d'une surdensité de galaxies à  $z = 2.36$ , comme peuvent laisser entendre les observations IRAC ? (Voir 6.1.3).

NOEMA est un observatoire parfaitement adapté pour répondre à cette question, étant donné la résolution angulaire nécessaire ( $\sim 1''$ ), les longueurs d'onde d'observation, et le fait que G059-1 est située dans l'hémisphère Nord.

À cet effet, NOEMA observa la source G059-1, afin de résoudre l'émission SPIRE, mais aussi une surdensité angulaire de galaxies rouges angulairement proche de l'émission détectée par EMIR, afin de tenter de confirmer d'autres sources au redshift de l'émission de CO, et par là renforcer notre hypothèse d'une structure. Voir Fig. 6.4. La fréquence d'observation est réglée autour de 103GHz<sup>8</sup>, fréquence à laquelle la raie CO(3-2) fut détectée par EMIR. Le *beam* a une largeur de 48.9 arcsec (HPBW).

NOEMA a ainsi détecté une unique source à la position de l'émission du CO (RSB=31). Le traitement des données a été effectué par Emanuele Daddi. La source confirmée est visible Fig. 6.8 et possède une contrepartie évidente aux longueurs d'onde IRAC (Voir Fig. 6.4), de magnitude  $[4.5] = 19.72 \pm 0.02$  et de couleur  $[3.6] - [4.5] = 0.30 \pm 0.03$ . Il est alors sensé de considérer que l'intégralité du flux mesuré par SPIRE provient de cette unique galaxie.

L'estimation de la masse stellaire de cette galaxie à partir de sa magnitude à  $4.5 \mu\text{m}$ , (Sect. 5.3.5) et en fixant  $z = 2.36$  donne  $M_* = 10^{11.65 \pm 0.37} M_\odot$ .

En supposant que cette galaxie se trouve sur la séquence principale des galaxies, (KARIM et al., 2011) (Sect. 5.3.6), cette galaxie possède un taux de formation d'étoiles estimé  $SFR_{\text{IRAC}} \simeq 250 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$ . Ceci est  $\sim 10$  fois moins important que le SFR estimé à partir de la luminosité infrarouge estimée à partir des paramètres du corps noir modifié ajusté sur les points photométriques SPIRE (Voir 6.1.3). Ceci suggère donc que cette galaxie est soit magnifiée par effet de lentille gravitationnelle, soit est en phase de formation stellaire intense, soit possède un noyau actif.

**Tentative d'ajustements de spectres** L'association visuelle entre la source IRAC et la source SPIRE est confortée par l'observation d'une unique source avec NOEMA. En faisant encore une fois l'hypothèse que la source IRAC et la source SPIRE correspondent au même objet physique, il est possible d'ajuster un spectre sur les 5 points photométriques<sup>9</sup>.

Même si ces points couvrent des domaines de longueurs d'ondes très différents, et qu'il sera impossible de contraindre précisément le type de galaxie observée, cette procédure permet d'identifier s'il existe au moins un type de galaxie compatible avec nos observations, notamment en termes de rapport de flux entre le domaine proche-infrarouge et le domaine de l'infrarouge lointain. Le redshift étant par ailleurs connu, le nombre de paramètres de cet ajustement est réduit.

Ceci fut réalisé par Louis Legrand, qui effectua un ajustement de spectres à l'aide de la bibliothèque de BERTA et al., 2013. Cette bibliothèque contient des modèles de galaxies construits à partir d'observations dans 10 à 43 bandes photométriques, et notamment des observations avec Herschel/SPIRE. Ces galaxies observées sont alors regroupées en 32 catégories différentes suivant leurs couleurs. Pour chaque catégorie, les spectres complets sont interpolés à partir des points photométriques à l'aide du logiciel SED MAGPHYS pour finalement fournir la bibliothèque de 32 spectres.

Le résultat de cet ajustement est présenté Fig. 6.9. Les deux meilleurs modèles contiennent tous deux une composante AGN importante. Cependant la qualité de l'ajustement est loin d'être excellente ( $\chi^2 \simeq 10$ ). Ceci nous indique que :

8. entre 100.7 et 104.4 GHz)

9. Le flux NOEMA n'est pas utilisé.

- Les modèles de BERTA et al., 2013, construits sur des comportements moyens, ne sont peut-être pas adaptés à nos objets, sélectionnés pour être les plus extrêmes à ces redshifts.
- Ces modèles pointent cependant vers une galaxie à noyau actif et/ou en phase intense de formation d'étoiles.
- Un autre diagnostic est nécessaire. Idéalement des observations spectroscopiques dans le domaine 10-70 $\mu$ m permettraient de contraindre la composante AGN, mais de telles observations ne sont actuellement pas réalisables. Des observations spectroscopiques permettraient aussi de contraindre la composante AGN en recherchant des raies spectrales associées à une telle composante, notamment NII.

**Comparaison aux lentilles gravitationnelles du PHz** CAÑAMERAS et al., 2015, suivant GREVE et al., 2012, place les sources lentillées du PHz dans un espace  $T_{\text{dust}} - L_{\text{IR}}$  afin de distinguer entre les systèmes magnifiés par effet de lentille gravitationnelle, et les autres (Voir leur Fig. 5). Placée dans cette espace, G059-1 se révèle être à la frontière entre ces deux populations, aucune conclusion ne peut donc être tirée. Placée dans un espace  $z - L_{\text{IR}}$ , G059-1 semble plus compatible avec un système non magnifié. Enfin, la source est placée dans un espace  $L'_{\text{CO}} - \text{FWHM}$  (Voir Fig. 6 de CAÑAMERAS et al., 2015) où FWHM est la largeur à mi-hauteur de la raie de CO et  $L'_{\text{CO}}$  est la luminosité (en température d'antenne) de la raie de CO estimée à l'aide de la formule (WEISS et al., 2007) :

$$L'_{\text{CO}} = 3.25 \cdot 10^7 S_{\text{CO}} \Delta v \nu_{\text{obs}}^{-2} D_L^2 (1+z)^{-3} \quad (6.3)$$

avec  $S_{\text{CO}} \Delta v$  la luminosité intégrée de la raie en  $\text{Jy} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\nu_{\text{obs}}$  la fréquence d'observation en GHz,  $D_L$  la distance de luminosité en Mpc, et  $z$  le redshift, pour un  $L'_{\text{CO}}$  en  $\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \text{pc}^2$ .

Ainsi, pour la raie de CO(3-2), j'estime  $\text{FWHM} \sim 500 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $L'_{\text{CO}} \sim 5 \times 10^{10} \text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \text{pc}^2$  à partir de la raie CO(3-2) observée par NOEMA. Dans cet espace  $L'_{\text{CO}} - \text{FWHM}$ , G059-1 occupe la même position que les sources de BOTHWELL et al., 2013, qui sont des systèmes sans noyau actif et non-magnifiés par effet de lentille gravitationnelle.

Même si des ajustements des modèles sur les flux photométriques obtenus sur cette source semblent suggérer une galaxie à noyau actif, et qu'aucune structure capable de produire un effet de lentille gravitationnelle n'est immédiatement identifiable dans les mosaïques à 4.5  $\mu\text{m}$ , cette dernière hypothèse ne peut être exclue. Des données spectroscopiques dans le domaine proche infrarouge permettrait de confirmer que la source IRAC observée est bien responsable du flux SPIRE, et l'étude des raies permettrait de quantifier le taux de formation d'étoiles et la contribution d'un éventuel noyau actif.

**Une surdensité de sources exclue?** La deuxième zone observée par NOEMA, à la position d'une surdensité angulaire de sources IRAC rouges, ne révèle aucune détection de raie (à  $\sim 5\sigma$ ). La possibilité d'une surdensité d'une surdensité physique de galaxies  $z = 2.36$  n'est pas cependant complètement exclue. Avec la sensibilité de NOEMA, des sources avec un SFR  $\sim 6$  fois plus faible que celui de G059-1 auraient dues être détectées. Ceci correspond à un SFR de l'ordre de  $\sim 100 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ . Des galaxies moins actives ne seraient donc pas détectées par NOEMA. Il faut aussi noter que ces limites sont valables au centre de phase (la position pointée), et qu'à une distance angulaire de 49" la sensibilité est deux fois moins importante. Dans l'hypothèse où G059-1 a une composante AGN importante, ou est un système lentillé, cette valeur de SFR limitant est réduite.

Des observations dans des bandes photométriques proche-infrarouge permettraient de mieux contraindre le contenu stellaire de ces objets, et leur redshift photométrique, et ainsi examiner la possibilité d'un groupe ou amas de galaxies à  $z = 2.36$ .

### 6.1.6 Depuis le désert d'Atacama : interférométrie millimétrique avec ALMA

ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*)<sup>10</sup> est un interféromètre constitué de 66 antennes, situé à 5000m d'altitude sur le plateau de Chajnantor, dans le désert d'Atacama (Chili). 54 antennes ont un diamètre de 12m, et 12 antennes ont un diamètre de 7m. La ligne de base maximale vaut 16km. ALMA est capable d'observer dans les fenêtres atmosphériques à des longueurs d'onde comprises entre 0.5 et 3.5 mm, avec une résolution angulaire pouvant descendre jusque  $\sim 0.005''$ .

ALMA est un observatoire capable d'apporter de nombreuses informations dans le cadre de notre suivi. S'il aurait pu servir à effectuer une recherche de redshift pour nos candidats, la demande de temps proposée avait pour objectif d'observer 4 sources Planck afin de résoudre l'émission SPIRE. Des données IRAC et CFHT existantes à l'époque révélaient déjà des concentrations de sources rouges importantes. Certaines sources SPIRE semblaient quant à elles correspondre à 1 ou 2 galaxies uniquement. D'autres apparaissent ne pas avoir de contrepartie stellaire évidente. L'observation avec ALMA permet d'atteindre ici une résolution de  $0.5''$  et ainsi de répondre aux questions suivantes :

1. Quelles galaxies vues dans le proche-infrarouges contribuent au flux SPIRE ? Contribuent-elles toutes modestement, ou la formation stellaire est-elle l'apanage de quelques galaxies seulement ?
2. Est-il possible que l'émission SPIRE aie pour origine de la poussière non-associée à des galaxies ? Cette caractéristique pourrait être une signature des proto-amas, et de telles structures ont déjà été découvertes (NESVADBA et al., 2009).

Des données furent finalement obtenues afin de résoudre l'émission de 8 sources SPIRE associées à une unique source Planck, qu'on désignera sous le nom de G073. Ce candidat du PHz est associé à une importante surdensité de sources rouges vues par SPIRE (Voir Fig. 6.10).

Les 8 sources SPIRE ont toutes des estimations de redshifts photométriques comprises entre  $z_p = 1.6$  et  $z_p = 2.3$ , à l'exception d'une seule (source S8,  $z_p = 0.8$ ). Les luminosités infrarouges estimées pour ces sources sont elles comprises entre  $L_{IR} = 2 \times 10^{12} L_{\odot}$  et  $L_{IR} = 6 \times 10^{12} L_{\odot}$ . Ces sources sont comprises dans un cercle de rayon angulaire  $R \simeq 3'$  (1.5 Mpc à  $z = 2.$ ) centré autour de la source SPIRE S1, et la carte de densité obtenue avec AKDE révèle une surdensité de sources SPIRE rouges de  $17\sigma$  à cette position.

Des données IRAC et proche-infrarouge (J,K; Voir Sect. 6.2.1) ont aussi été obtenues. Une image du champ vu par IRAC à  $4.5\mu\text{m}$  ainsi que les positions observées avec ALMA est visible Fig. 6.11 et Fig. 6.12.

Chacune des 8 sources SPIRE a été observée pendant 0.4h dans 4 bandes de fréquences de largeur  $\sim 2GHz$  centrées autour de 233GHz (Bande 6). Le champ de vue observé autour de chacune des 8 sources est un cercle de rayon  $25.8''$  (HPBW;  $0.2PBW = 37''$ ). La résolution angulaire est de  $0.53'' \times 0.44''$ . La sensibilité dans le continu atteint  $0.07\text{mJy}$ .

Les données obtenues avec ALMA ont révélé au total 18 sources associées aux 8 sources SPIRE différentes. Voir la table 6.2. Les sources détectées avec ALMA sont visibles Fig. 6.13 et Fig. 6.12.

Cette surdensité importante de sources SPIRE rouges pointait déjà vers un candidat exceptionnel, et ces données ALMA sont compatibles avec notre hypothèse d'un système de galaxies en phase de formation stellaire synchrone, puisque certaines sources SPIRE sont associées à plusieurs détections avec ALMA.

Les données IRAC révèlent une contrepartie pour chacune de ces détections avec ALMA. 15 des sources ALMA se trouvent à une distance angulaire  $\lesssim 0.3''$  d'une unique source IRAC, l'association étant alors claire.

Trois sources (A4, A15, A16) se trouvent à des distances angulaires  $0.6''$ ,  $1.1''$ ,  $0.7''$ . Les sources IRAC associées à A4, A15, A16 ont un aspect étendu dans IRAC et l'émission à 1mm est légèrement décalée par rapport au centre de l'émission IRAC. Voir Fig. 6.14.

10. [www.eso.org/sci/facilities/alma/documents.html](http://www.eso.org/sci/facilities/alma/documents.html)

Source SPIRE	Détections ALMA <sup>a</sup>	RSB <sup>b</sup>	$S_{350}/S_{250}^c$	$S_{500}/S_{350}^d$	$S_{350}^e$ (mJy)
S1	2 (Sources A0 et A1)	7.4 ; 7.5	$0.90 \pm 0.21$	$0.78 \pm 0.22$	$83 \pm 10$
S2	3 (Sources A2, A3, A4)	10.3 ; 14.8 ; 5.6	$0.96 \pm 0.31$	$1.07 \pm 0.23$	$63 \pm 10$
S3	3 (Sources A5, A6, A7)	22.5 ; 4.9 ; 5	$1.35 \pm 0.58$	$0.74 \pm 0.33$	$56 \pm 10$
S4	2 (Sources A8, A9)	14.7 ; 4.9	$0.67 \pm 0.23$	$1.36 \pm 0.26$	$50 \pm 10$
S5	1 (Source A10)	4.6	$0.87 \pm 0.34$	$0.73 \pm 0.37$	$50 \pm 10$
S6	2 (Source A11, A12)	6.9 ; 6.1	$1.12 \pm 0.50$	$0.97 \pm 0.32$	$48 \pm 10$
S7	4 (Sources A13, A14, A15, A16)	6 ; 5.5 ; 4.9 ; 4.8	$1.32 \pm 0.71$	$0.25 \pm 1.04$	$44 \pm 10$
S8	1 (Sources A17)	4.6	$0.68 \pm 0.29$	$0.31 \pm 0.92$	$41 \pm 10$

TABLE 6.2 – Sources SPIRE observées avec ALMA dans le champ G073. *a*–Nombres de détections ALMA associées à la source SPIRE, ainsi que leur désignation. *b*– Rapports signaux sur bruits des détections ALMA. *c/d*–couleurs des sources SPIRE. Les cases en bleu indiquent que la source SPIRE n'est pas assez rouge pour passer la sélection finale choisie dans PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. *e*–Flux à  $350\mu\text{m}$  de la source SPIRE, en mJy. Notons que la couleur  $S_{350}/S_{250}$  de la source S4 est limitrophe, et peut être considérée comme rouge au vu des barres d'erreurs. S7 et S8 ont une détection incertaine à  $500\mu\text{m}$ .

14 sources sur 18 ont  $[3.6] - [4.5] > -0.1$ , les sources IRAC bleues étant A0, A4, A10, A16. En excluant ces 4 sources, ainsi que A17 associée à S8 que l'estimation de redshift photométrique place à  $z < 1$ , les sources IRAC associées aux sources ALMA ont une couleur  $[3.6] - [4.5]$  moyenne valant 0.28 mag avec une dispersion de 0.10 mag. Ces valeurs sont compatibles une fois de plus avec celles attendues pour une structure située à un redshift  $z \gtrsim 2$ . Le diagramme couleur-magnitude pour les sources dans un cercle de rayon angulaire  $R = 2'$  autour de la source SPIRE rouge la plus brillante à  $350\mu\text{m}$  (S1) est représenté Fig. 6.15.

En considérant toutes les sources IRAC rouges dans un cercle rayon angulaire  $R = 1'$  autour de S1, on obtient une densité surfacique de sources  $\Sigma = 15 \text{ sources.arcmin}^{-2}$ , et la couleur  $[3.6] - [4.5]$  moyenne de ces sources mène à une estimation de redshift photométrique  $z_{p,IRAC} \gtrsim 1.8$ .

Les données ALMA sont obtenues sous forme de cube hyperspectral, qui sont ensuite projetées suivant la direction spectrale, pour former l'image finale du continu dans laquelle les sources seront détectées. Une fois la procédure d'extraction de sources effectuée, il est alors ensuite possible d'inspecter le cube de données initial dans l'espoir d'y déceler des raies spectrales. Ceci fut effectué et une raie fut observée dans la source A3 ; Voir Fig. 6.16. Si celle-ci est interprétée comme correspondant à la transition J=6-5 du monoxyde de carbone, le redshift correspondant est  $z = 2.06$ . Une raie est aussi observée à la même fréquence pour la source A8, bien que 10 fois moins intense.

Une analyse effectuée par Louis Legrand montre que l'émission ALMA n'est pas bien comprise. En considérant les sources SPIRE, et en ajustant un corps noir modifié ( $\beta = 1.5$ ,  $T$  et  $z$  libres), le flux à  $1.2\text{mm}$  est prédit. Les flux mesurés par ALMA (sommés dans le cas de plusieurs détections ALMA associées à une source SPIRE) sont systématiquement inférieurs. Un ajustement de corps noir modifié en considérant le point ALMA est considérablement différent. Le point ALMA est beaucoup plus contraignant lors de l'ajustement, son erreur étant beaucoup plus faible. Le résultat est visible Fig. 6.17. Ce problème d'excès infrarouge (ou déficit submillimétrique) a aussi été constaté par BOUWENS et al., 2016 dans le cadre d'observations du Hubble UltraDeep Field avec ALMA.

## 6.2 Suivi dans le domaine infrarouge proche

**Motivations** Si le suivi millimétrique à l'aide du 30m/EMIR a permis d'obtenir les premiers redshifts des sources SPIRE, sa résolution angulaire limite le diagnostic de la nature des objets observés. Cette

faiblesse est comblée par l'utilisation de l'interférométrie, mais cette dernière n'apporte pas toutes les réponses. Biaisée vers les galaxies formant des étoiles, elle n'apporte pas d'information directe sur le contenu stellaire des objets.

On se tourne alors vers la spectroscopie infrarouge, qui possède de nombreux avantages dans le cadre de notre étude de galaxies à  $z \sim 2$  :

- L'obtention de spectres permet d'avoir accès au redshift des galaxies individuelles, et ainsi confirmer ou infirmer l'hypothèse d'une surdensité physique. En effet à des redshifts  $z \sim 2$ , la raie d'émission de l'hydrogène  $H_\alpha$  est déplacée dans la bande J ( $1.2\mu\text{m}$ ), et les raies d'absorption telles que CaII,  $H_\delta$  sont déplacées dans la bande K ( $2.2\mu\text{m}$ ). L'obtention d'un spectre dans ces bandes devrait donc mener à une confirmation du redshift de nos objets à travers l'observation de ces raies. Ces spectres permettent aussi d'accéder à la distribution de vitesse des galaxies, qui nous renseigne sur le potentiel gravitationnel dans lequel elles évoluent.
- L'observation de la raie  $H_\alpha$  permet de quantifier le taux de formation d'étoiles des galaxies observées, et de le comparer au taux de formation d'étoiles estimé à partir de l'infrarouge lointain. La combinaison de ces deux indicateurs, permet une estimation plus précise du SFR, et du contenu en poussière (KENNICUTT et al., 2009).
- La mesure de largeur à mi-hauteur de la raie d'émission  $H_\alpha$ , ainsi que la présence ou non de la raie d'émission NII nous renseigneront sur une éventuelle composante AGN (CID FERNANDES et al., 2011).
- En comparant les spectres obtenus à des modèles de galaxies, il est possible d'estimer la masse stellaire et la masse de poussière de nos galaxies.

Si des spectres de nos galaxies dans le domaine proche infrarouge (bandes J-H-K ;  $1 - 2\mu\text{m}$ ) apporteront beaucoup de lumière sur leurs propriétés, et par là de nombreux éléments de réponse à la problématique de ce manuscrit, leur obtention se révèle particulièrement difficile, notamment à cause des facteurs de pression des télescopes nécessaires à un tel suivi. À ce jour, seul un candidat a été sélectionné pour un suivi avec Keck/MOSFIRE, présenté Sect. 6.2.2, et un candidat fut observé à l'aide de VLT/X-Shooter, confirmant deux structures à  $z = 1.7$  et  $z = 2$ . (FLORES-CACHO et al., 2016)

Afin d'être capable de sélectionner les galaxies candidates pour un suivi spectroscopique<sup>11</sup>, un suivi photométrique dans les bandes J et  $K_s$  de nos candidats a été lancé à l'aide des télescopes au sol CFHT/WIRCAM, VLT/HAWK-I et WHT/LIRIS. Ce suivi et ces objectifs sont présentés dans la section suivante.

### 6.2.1 Suivi photométrique

Le suivi photométrique en infrarouge proche ( $\sim 1 - 2\mu\text{m}$ ) de nos candidats a pour principal objectif de sélectionner les candidats pour un suivi spectroscopique, ce à travers l'estimation de plusieurs propriétés (Couleurs,  $M_*$ ,  $z_p$  notamment). Si ce suivi ne permettra sans doute pas de tirer de conclusions définitives sur les objets observés, il offre une vision plus complète de nos candidats, notamment grâce à la présence attendue de traits particuliers dans le spectre des galaxies, tels le saut de Balmer (*In english : Balmer break*) ou le saut à  $4000 \text{ \AA}$  qui permettent de contraindre le redshift ; Voir Sect. 6.2.1. De plus, la séquence rouge<sup>12</sup>, autre indicateur du redshift, mais de la structure dans sa totalité, est observable dans les bandes J et  $K_s$ .

Ainsi des données obtenues dans les bandes J et  $K_s$  vont pouvoir permettre une estimation plus raffinée<sup>13</sup> du redshift de nos galaxies, de leur masse stellaire, de leur concentration, pour fournir un faisceau d'indices qui permettra d'évaluer la robustesse de nos candidats avant le suivi spectroscopique. Le suivi photométrique dans les bandes J et K permet aussi de mesurer les magnitudes des galaxies candidates dans ces bandes, et ainsi de donner une indication du temps nécessaire pour obtenir un spectre, aspect important lors de la rédaction des demandes de temps d'observations.

11. Et ainsi convaincre les comités d'allocation de temps de télescope.

12. Si elle est présente dans les amas à  $z \sim 2$ .

13. Par comparaison avec celles obtenues à partir des données IRAC seules.

La combinaison de l'analyse des couleurs IRAC et de la couleur J-K augmentera la robustesse de nos candidats. L'analyse combinée des données sol avec les données IRAC va aussi permettre de mieux contraindre le contenu stellaire de nos galaxies, en terme d'âge, de métallicité et de masse à travers l'utilisation de spectres synthétiques de galaxies. Des dégénérescences importantes existent cependant entre ces propriétés elles-mêmes, et avec le redshift. Une fois le redshift obtenu spectroscopiquement, une partie de ces dégénérescences est brisée et l'estimation des autres paramètres devient plus précise. Les données photométriques pourront alors être réexploitées.

### Le saut de Balmer et le saut à 4000 Å

Le Saut de Balmer et le saut à 4000Å sont deux caractéristiques spectrales apparaissant autour de 4000 Å dans le spectre des galaxies ( $z = 0$ ) : Le flux est faible pour des longueurs d'onde  $\lesssim 4000\text{Å}$ , et augmente de façon abrupte pour devenir constant à des longueurs d'onde  $\gtrsim 4000\text{Å}$  (3646Å dans le cas du saut de Balmer). Malgré leur "proximité" spectrale, les deux sauts ont des origines physiques différentes, bien que tous deux soient dûs à des phénomènes d'absorption dans les étoiles.

Le saut de Balmer est dû à l'absorption des photons par l'hydrogène ionisé dans l'atmosphère des étoiles. Il marque la fin de la série de Balmer<sup>14</sup>. L'intensité du saut dépend du type d'étoiles. Il est le plus fort dans les étoiles de type A. Ainsi, quand on regarde une population stellaire, l'intensité du saut évolue avec l'âge pour atteindre un maximum entre  $0.3 - 1 \times 10^9$  années.

Le saut à 4000Å est dû à l'accumulation de raies d'absorptions de métaux<sup>15</sup>. L'opacité augmentant avec la température des étoiles diminuant, le saut est plus intense pour les populations les âgées (et donc les plus métalliques).

Du fait de leur proximité spectrale, les deux sauts seront désignés indifféremment. Pour le sujet qui nous intéresse, il serait impossible de faire la différences entre ces deux caractéristiques à ce stade de l'analyse. Ce qui nous importe ici, c'est que ce saut sera présent dans quasiment toutes les populations stellaires des galaxies, et qu'il procure un excellent indicateur du redshift. La sélection d'objets se fait en recherchant ceux présentant des couleurs très rouges, et donc compatibles avec la présence de ce saut. Pour des galaxies à  $z \sim 2$ , ce saut sera déplacé dans les bandes J et K. Voir *e.g.* FRANX et al., 2003, DADDI et al., 2004 et WANG et al., 2016.

### Depuis le Mauna Kea : observations avec CFHT/WIRCam

Le *Canada France Hawaii Telescope* (CFHT)<sup>16</sup> est un télescope situé près du sommet du Mauna Kea, à Hawaï, à 4200m d'altitude. Il comporte un miroir primaire de diamètre effectif de 3.6m. Plusieurs instruments peuvent être utilisés pour mener des observations, cependant seul WIRCam (*Wide field InfraRed Camera*; PUGET et al., 2004) est utilisé ici.

WIRCam est optimisé pour l'observation dans les bandes J, H et  $K_s$ , et couvre un champ de vue de  $20.5' \times 20.5'$ . Capable donc de couvrir la zone observée par IRAC, de plus avec une meilleure résolution angulaire ( $\sim 1''$ ), il est adapté pour le suivi de nos candidats.

15 champs ont été suivis par l'instrument WIRCam du CFHT, chacun ayant été observé dans les bandes J et K. Ces observations sont résumées dans la table 6.3. Ces observations ont été menées dans le cadre des programmes 13AF013 (P.I. : G. Soucail), 13BF012 (P.I. : H. Dole) et 14BF008 (P.I. : H. Dole). La construction de catalogues de sources dans ces images est actuellement en cours, et effectuée par Benjamin Clarenc, étudiant en thèse. Les premières interprétations, auxquelles je participe activement, sont prometteuses. En particulier, l'analyse du candidat G073, pour lequel des données ont aussi été obtenues avec ALMA (voir Sect. 6.1.6), a révélé un excellent candidat, qui a conséquemment été désigné comme prioritaire pour un suivi spectroscopique dans le proche infrarouge. Voir Sect. 6.2.2. L'analyse

14. Transitions électroniques depuis un niveau  $n > 2$  vers  $n = 2$ .

15. Au sens astrophysique, c'est-à-dire tout élément plus lourd que l'Hélium.

16. <http://www.cfht.hawaii.edu/en/>

Champ	$t_J$ [h]	$t_{K_s}$ [h]	Programme	$M_{lim,J}$	$M_{lim,K}$
G006.1+61.8	2.85	0.70	13AF13	23.8	22.9
G056.7+41.2	2.00	1.05	13AF13	23.9	24.2
G056.7+62.6	2.55	0.71	13AF13	23.9	22.9
G067.1+22.5	0.84	0.72	13AF13	23.1	24.0
G073.4-57.5	2.73	1.24	13AF13, 13BF12, 14BF08	23.1	23.1
G075.1+33.2	1.68	1.38	13AF13		
G079.7+32.9	1.77	0.72	13AF13	23.7	22.9
G082.5+38.4	2.65	0.76	13AF13		
G083.3+51.4	2.10	0.72	13AF13		
G091.9+43.0	2.55	0.70	13AF13	23.7	22.9
G101.5+44.2	2.55	0.75	13AF13	23.8	22.9
G124.1+68.8	2.55	0.67	13BF12, 14BF08	24.0	22.9
G162.1-59.3	2.65	0.75	13BF12	23.0	23.0
G180.1+65.1	3.87	0.90	13AF13, 13BF12, 14BF08	23.6	23.1
G322.1+62.3	2.59	0.66	14BF08	24.0	23.0

TABLE 6.3 – Résumé des 15 champs observés dans les bandes J et K à l’aide du CFHT.  $t_J$  indique le temps d’observation (en heures) dans la bande J,  $t_{K_s}$  celui dans la bande K.  $M_J$  indique la magnitude limitante en bande J (50% de complétude),  $M_K$  celle en bande K.

de ces données permettra de raffiner les estimations de redshifts photométriques, et les estimations de masses stellaires.

### VLT/Hawk-I

Le *Very Large Telescope* (VLT) est un ensemble de 8 télescopes (4 principaux et 4 auxiliaires) administré par l’ESO. Il est situé dans le désert d’Atacama, au Chili, à 2635m d’altitude. Les 4 télescopes principaux ont des miroirs primaires de 8.2m de diamètre. Il est possible de réaliser de l’interférométrie à l’aide de ces 4 télescopes. Une dizaine d’instruments sont disponibles pour des observations avec le VLT, c’est le photomètre infrarouge HAWK-I (PIRARD et al., 2004) qui m’intéressera ici.

HAWK-I est un imageur grand champ refroidi cryogéniquement, capable d’observer le ciel dans les bandes Y, J, H,  $K_s$ <sup>17</sup>. Il couvre un champ de vue de  $7.5' \times 7.5'$ . Un programme d’observation avec cet imageur (092.A-0605(A); P.I. : N.Nesvadba) a été mené afin de caractériser 10 candidats surdenses de HPASSS. Ces 10 candidats ont été observés dans les bande J et  $K_s$  pour une durée de 1.3h par source (1080s en bande J, 2460s en bande  $K_s$ ).

Parmi ces 10 sources, j’ai eu accès aux données obtenues pour un des candidats de l’échantillon SPHERIC les plus prometteurs. Les données ont été réduites par Nicole Nesvadba.

J’ai utilisé SCAMP et SWarp (BERTIN, 2006; BERTIN et al., 2002) afin de projeter les images dans les 4 bandes sur une grille commune. Ceci a pour but d’assurer une bonne calibration astrométrique et ne pas biaiser l’estimation des couleurs. Les images en bandes J et  $K_s$  ont été calibrées photométriquement à partir du relevé 2MASS. Ceci me donne les *points-zéro* de mes images, c’est à dire leur calibration absolue en flux. La photométrie est ensuite effectuée dans des ouvertures circulaires de rayon  $r = 2''$ .

Des erreurs de calibration ont cependant été réalisées, et les résultats ne sont donc pas montrés ici. Ceci est un travail en cours.

17. 6 filtres étroits sont aussi disponibles.

Source	$t_J$ [h]	$t_{K_s}$ [h]
PLCK_G144	3	1
PLCK_G68	3	1
PLCK_G56.7_62_6	3	1
PLCK_G078A	3	1
PLCK_G328	3	1
PLCK_G65	0	1

TABLE 6.4 – Résumé des observations du programme d'observation OPT16 mené avec le WHT/LIRIS.  $t_J$  indique le nombre d'heures d'observation dans la bande J,  $t_{K_s}$  celui dans la bande  $K_s$ .

### Depuis l'île de la Palma : observations avec WHT/LIRIS

Le *William Herschel Telescope* (WHT) est un télescope faisant partie du groupe de télescopes *Isaac Newton Group of Telescopes* (ING), consistant en 3 télescopes situés sur l'observatoire del Roque de los Muchachos situé sur l'île de la Palma (îles Canaries)<sup>18</sup>. Il comporte un miroir primaire de 4.2 m, ce qui en fait le troisième plus grand télescope au monde. Je ne m'intéresserai ici qu'à l'instrument LIRIS (*Long-slit Intermediate Resolution Infrared Spectrograph*) qui peut être placé en sortie du télescope, et uniquement à ses capacités d'imagerie, qui seules furent utilisées. LIRIS est capable de produire des images couvrant  $4' \times 4'$  dans les bandes Y, z, J, H, K avec une résolution angulaire  $\sim 0.5''$ . Là aussi ces propriétés en font un instrument adapté pour notre suivi.

Une demande de temps d'observation fut alors déposée et acceptée (OPT16 ; P.I. : N. Nesvadba) pour 3 nuits d'observations, auxquelles j'ai personnellement participé, pour observer 6 candidats dans les bandes J et K. La réduction et l'analyse de ces données est en cours.

### 6.2.2 Spectroscopie infrarouge

#### Keck/MOSFIRE

L'observatoire Keck<sup>19</sup> consiste en deux télescopes situés sur le sommet de Mauna Kea (Hawai), à 4200m d'altitude. Chaque télescope possède un miroir primaire de 10m de diamètre. Les signaux des deux télescopes peuvent être combinés pour effectuer de l'interférométrie et ainsi atteindre une résolution angulaire équivalente à celle obtenue avec un miroir de 85m. De nombreux instruments (spectromètres et photomètres optique/proche-infrarouge) peuvent être placés en sortie du télescope, cependant je ne m'intéresserai ici qu'à l'instrument MOSFIRE (*Multi-Object Spectrograph For Infra-Red Exploration*). Notons que le design de Keck est particulier : le miroir primaire n'est pas fait d'une seule pièce, mais de 36 segments différents. La position relative de ces segments est constamment ajustée électroniquement afin de contrebalancer l'effet de la gravité subie par le télescope lorsqu'il est en mouvement.

MOSFIRE (MCLEAN et al., 2010 ; MCLEAN et al., 2012) est un spectromètre capable d'observer dans les bandes Y, J, H et  $K_s$ , soit dans l'intervalle  $\sim 0.9 - 2.5\mu\text{m}$ . Le champ de vue observé a une taille de  $6.1' \times 6.1'$ , et jusqu'à 46 spectres peuvent être obtenus simultanément, en observant dans 46 fentes différentes. MOSFIRE est aussi unique dans le sens où ces fentes sont commandées électroniquement, permettant de reconfigurer leurs positions en quelques minutes.

Une demande pour une nuit d'observation avec MOSFIRE a été déposée (P.I. : A Rettura). Cette demande cherche à observer le candidat G073 pour lequel des données ALMA ont été obtenues (Voir Sect. 6.1.6) afin de confirmer cette structure à  $z \sim 2$ . Il est attendu qu'en une nuit  $\sim 20$  membres soient confirmés à travers l'observation de leurs spectres dans les bandes J et  $K_s$ . Les objectifs de cette demande sont :

18. [www.ing.iac.es/Astronomy/telescopes/wht/](http://www.ing.iac.es/Astronomy/telescopes/wht/)

19. [www.keckobservatory.org](http://www.keckobservatory.org)



1. La confirmation de cette structure en obtenant des redshifts pour les galaxies membres, et la dispersion de vitesses.
2. La détermination des taux de formation stellaire des galaxies à l'aide de l'observation de la raie  $H_{\alpha}$ .
3. La détermination de la contribution d'une éventuelle composante AGN à travers l'observation de la raie NII.

Afin d'atteindre ces objectifs, trois masques d'observations seront utilisés :  $2 \times 2h$  dans la bande K afin de rechercher des raies d'absorption, et  $3h$  dans la bande J pour rechercher les raies d'émission. Ceci permettra de détecter les galaxies à  $z = 2$  avec un  $SFR > 1.5 M_{\odot} \cdot yr^{-1}$  dans la bande K.

Si les galaxies détectés par ALMA constituent les cibles principales, des dizaines d'autres galaxies rouges du champ constituent des candidats robustes pouvant être observés par MOSFIRE.

Si cette structure est confirmée, elle fera l'objet d'autres demandes de suivi, notamment dans le domaine X (avec Chandra par exemple) afin de contraindre la présence de gaz chaud intra-amas.

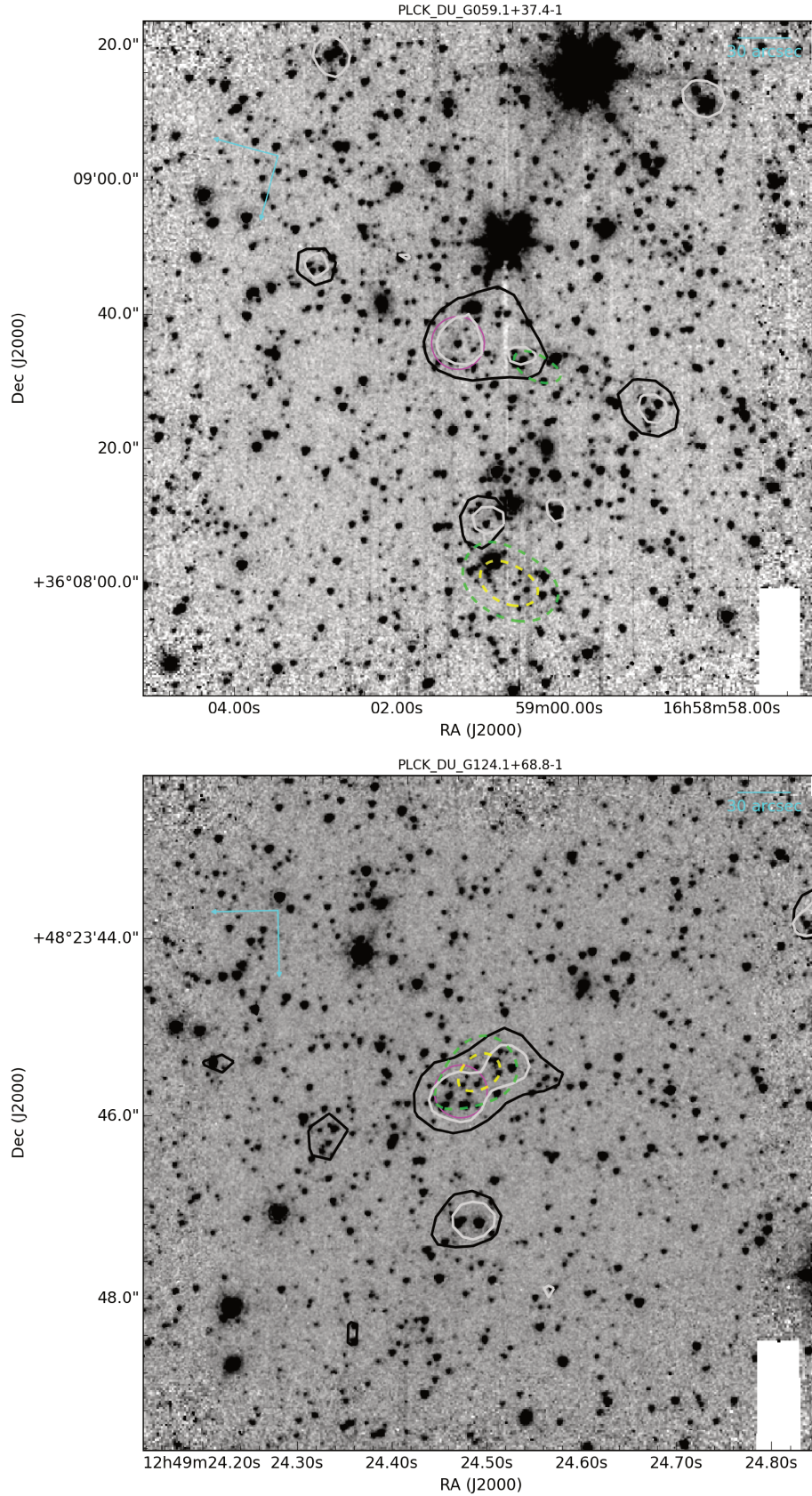


FIGURE 6.1 – *Gauche* : Mosaïque à 4.5 microns du candidat G059. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à  $3\sigma$  à 250 (350) microns. Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5  $\sigma$  obtenus à l'aide de la méthode AKDE (Voir 4.4.2 et 5.1). Le cercle magenta représente la zone pointée avec EMIR, de rayon  $15''$ , ciblant l'importante l'émission SPIRE ( $S_{350} = 100 \pm 10$  mJy) au centre de l'image. Un zoom est visible Fig. 6.4. *Droite* : Le candidat G124 confirmé à  $z = 2.15$ . Un zoom est visible Fig. 6.7.

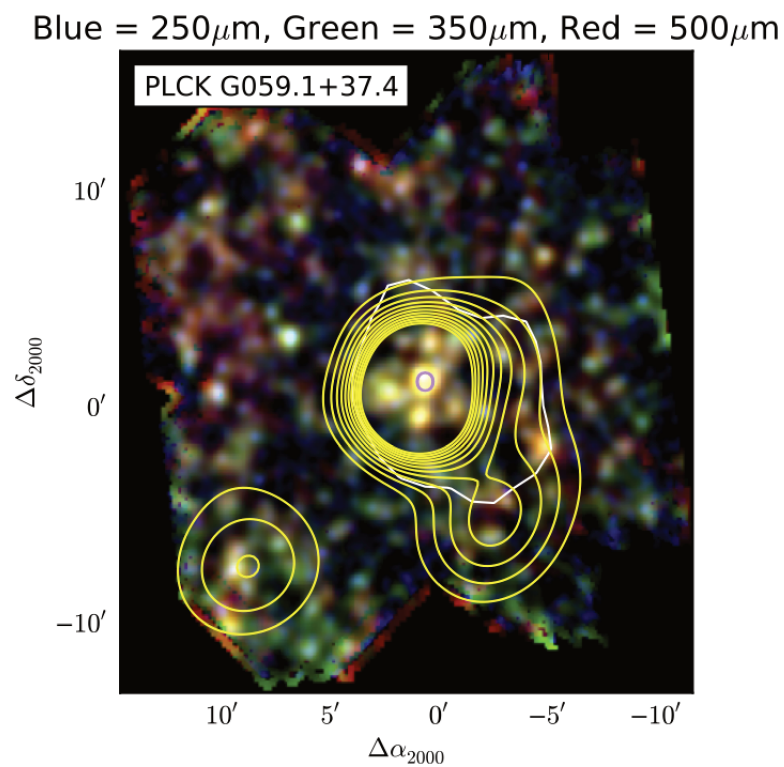


FIGURE 6.2 – Image en fausses couleurs du champ G059 observé par Herschel SPIRE. (Bleu :  $250\mu\text{m}$  ; Vert :  $350\mu\text{m}$  ; Rouge :  $500\mu\text{m}$ ). La source SPIRE confirmée à  $z = 2.36$  est indiquée par le cercle violet. Le trait blanc indique le contour à 50% du maximum de l'émission Planck à 857 GHz. Les traits jaunes indiquent les contours de signification de la surdensité de sources rouges, à  $2\sigma, 3\sigma, 4\sigma$  etc... La surdensité maximale de sources rouges est à  $> 20\sigma$  de la densité moyenne. Tiré de la thèse de David Guéry GUÉRY, 2015

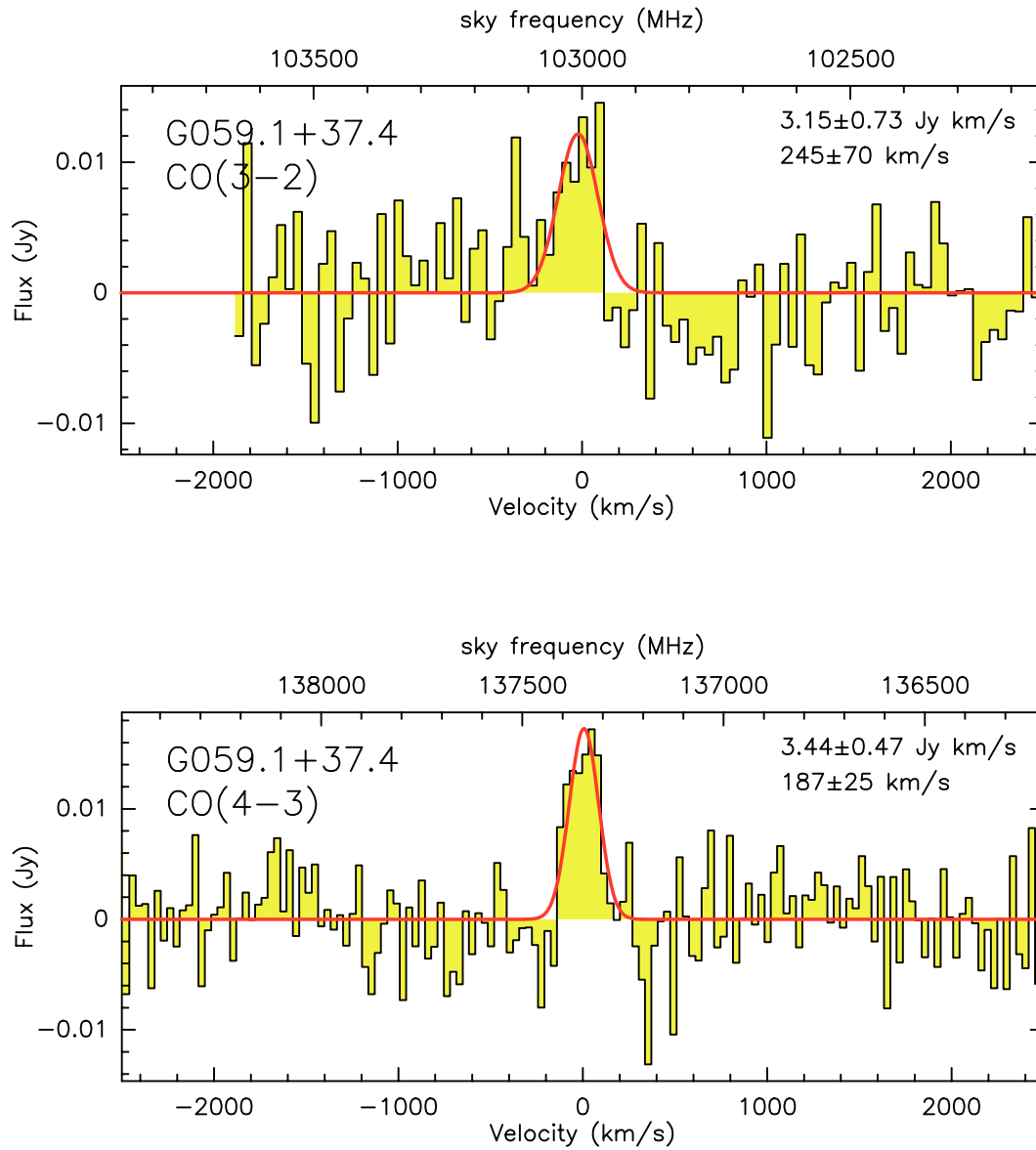


FIGURE 6.3 – *Haut* : CO (3-2) observé à 103GHz pour le candidat G059-1 avec le 30m/EMIR. *Bas* : CO (4-3) observé à 137.6 GHz. L'observation des ces deux raies détermine le redshift de ce candidat à  $z = 2.36$ .

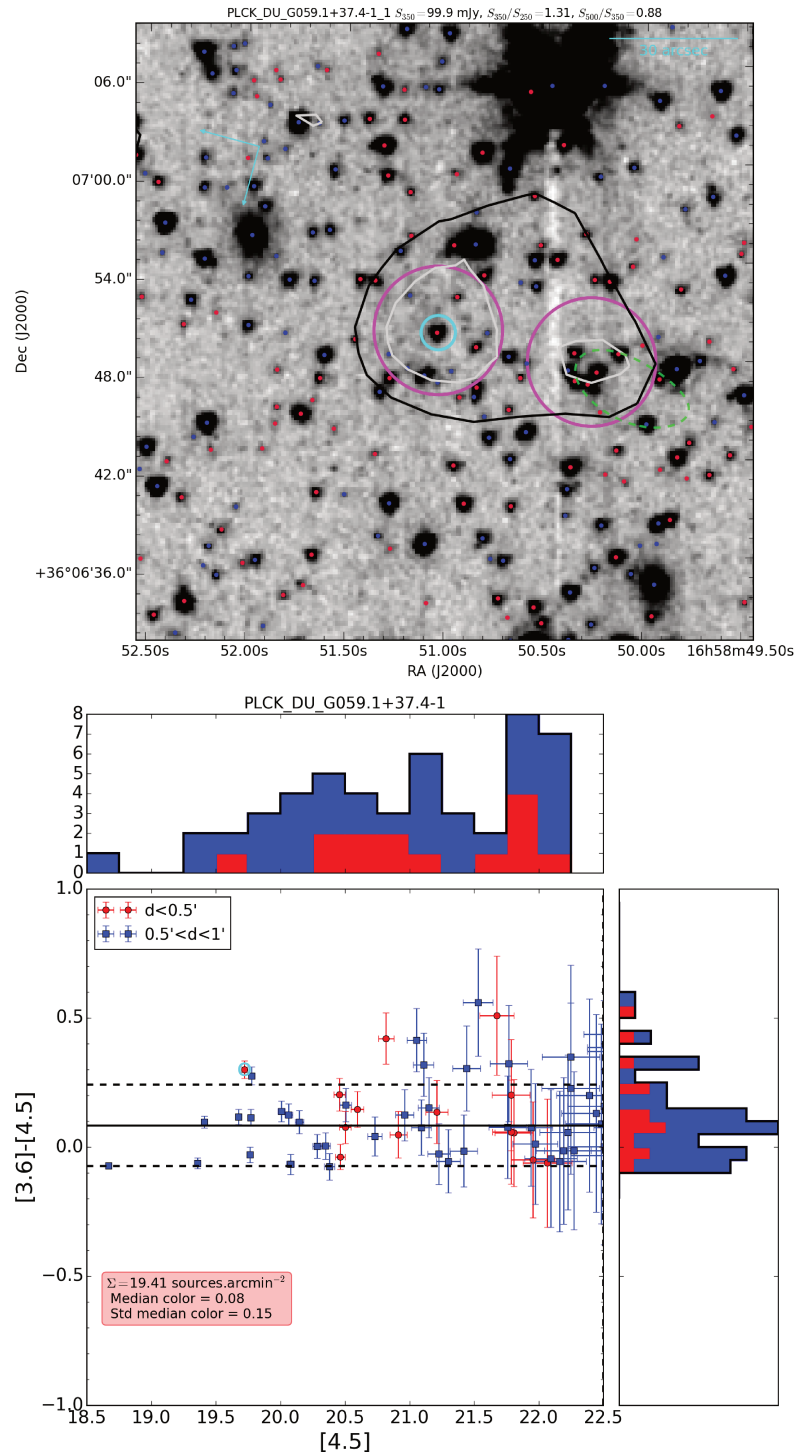


FIGURE 6.4 – *Haut* : Mosaïque à 4.5 microns du candidat G059. Même légende que Fig. 6.1. Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . Les cercles magenta représentent ici les zones pointées avec NOEMA (N1 au centre et N2 vers la droite de l'image), de rayons  $15''$ . Le pointage N1 correspond au pointage avec EMIR, et révèle une unique source (cercle cyan) à  $z = 2.36$ . Le deuxième pointage, ciblant une surdensité de sources rouges angulairement proches ne révèle aucune détection. *Bas* : Couleur IRAC en fonction de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  pour les sources IRAC situées à moins de  $0.5'$  de la source SPIRE confirmée à  $z = 2.36$  (Points rouges) et pour les sources IRAC à une distance comprise entre  $0.5'$  et  $1'$  (Points bleus). Le cercle cyan indique l'unique source qui sera détectée à l'aide de NOEMA. Le trait plein noir indique la couleur médiane des sources IRAC rouges (= 0.08), les traits pointillés la déviation standard par rapport à la médiane ( $\sigma = 0.15$ ). La densité surfacique de sources rouges  $\Sigma$  calculée dans un cercle de  $1'$  de rayon vaut  $19.4$  sources.arcmin $^{-2}$ . Ces propriétés pointent plutôt vers une surdensité de galaxies à  $z \sim 2$ .

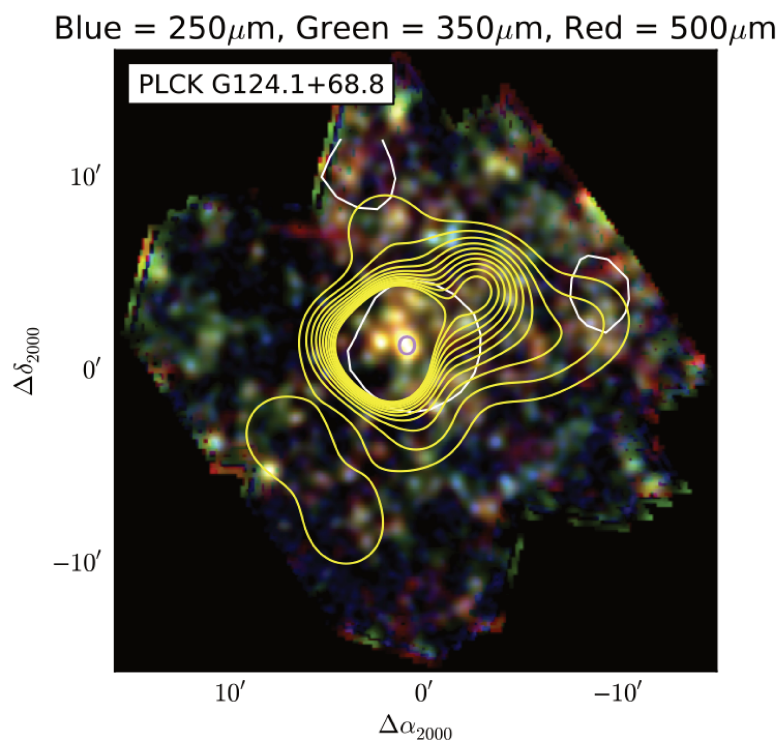


FIGURE 6.5 – Image en fausses couleurs du champ G124. Même légende que Fig. 6.2, le cercle violet indiquant cette fois la source confirmée à  $z = 2.15$ . Tiré de la thèse de David Guéry (GUÉRY, 2015).

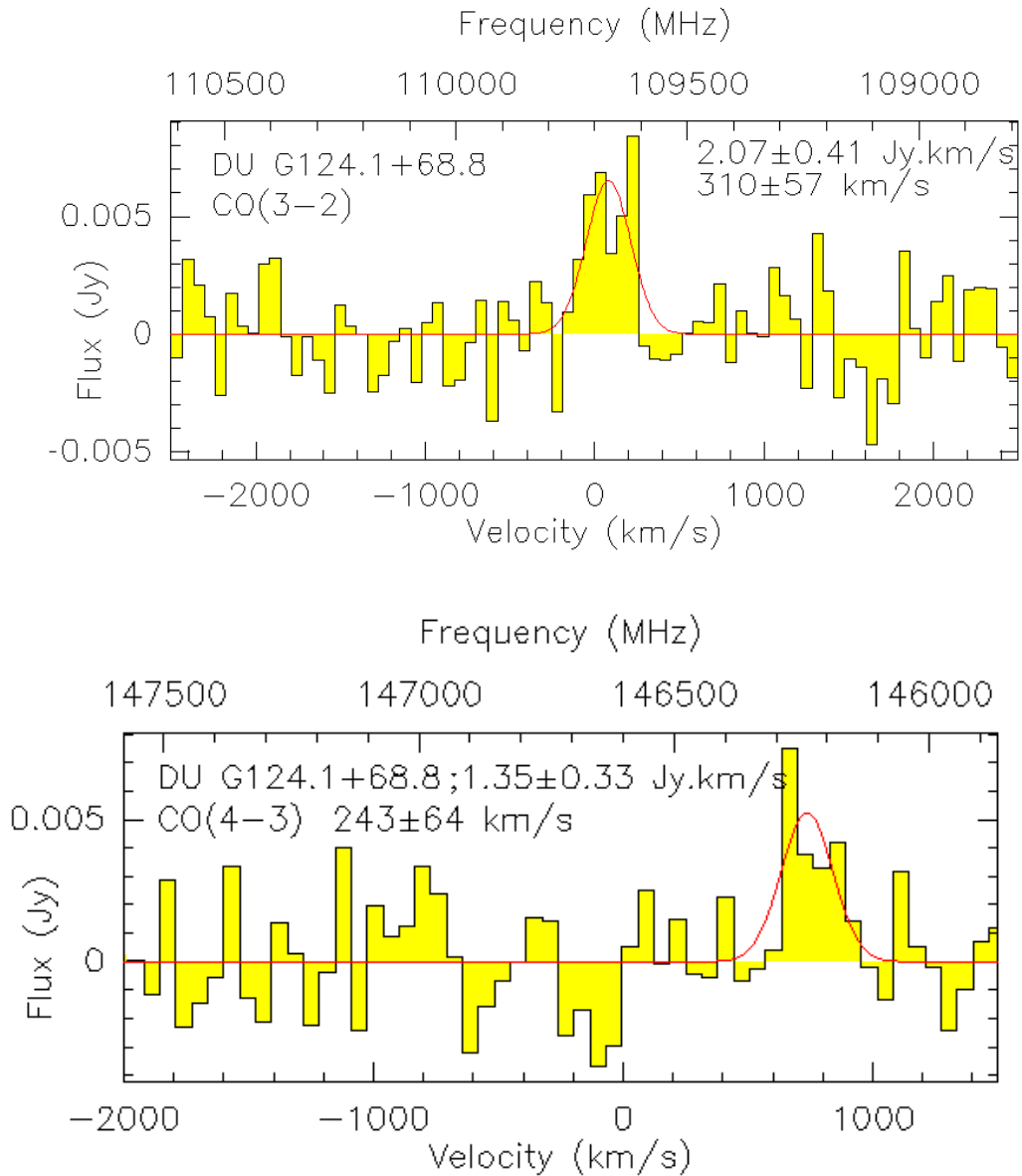


FIGURE 6.6 – *Haut* : CO (3-2) observé à 109.3 GHz pour le candidat G142-1 avec le 30m/EMIR. *Bas* : CO (4-3) observé à 146.3 GHz. L'observation des ces deux raies détermine le redshift de ce candidat à  $z = 2.15$

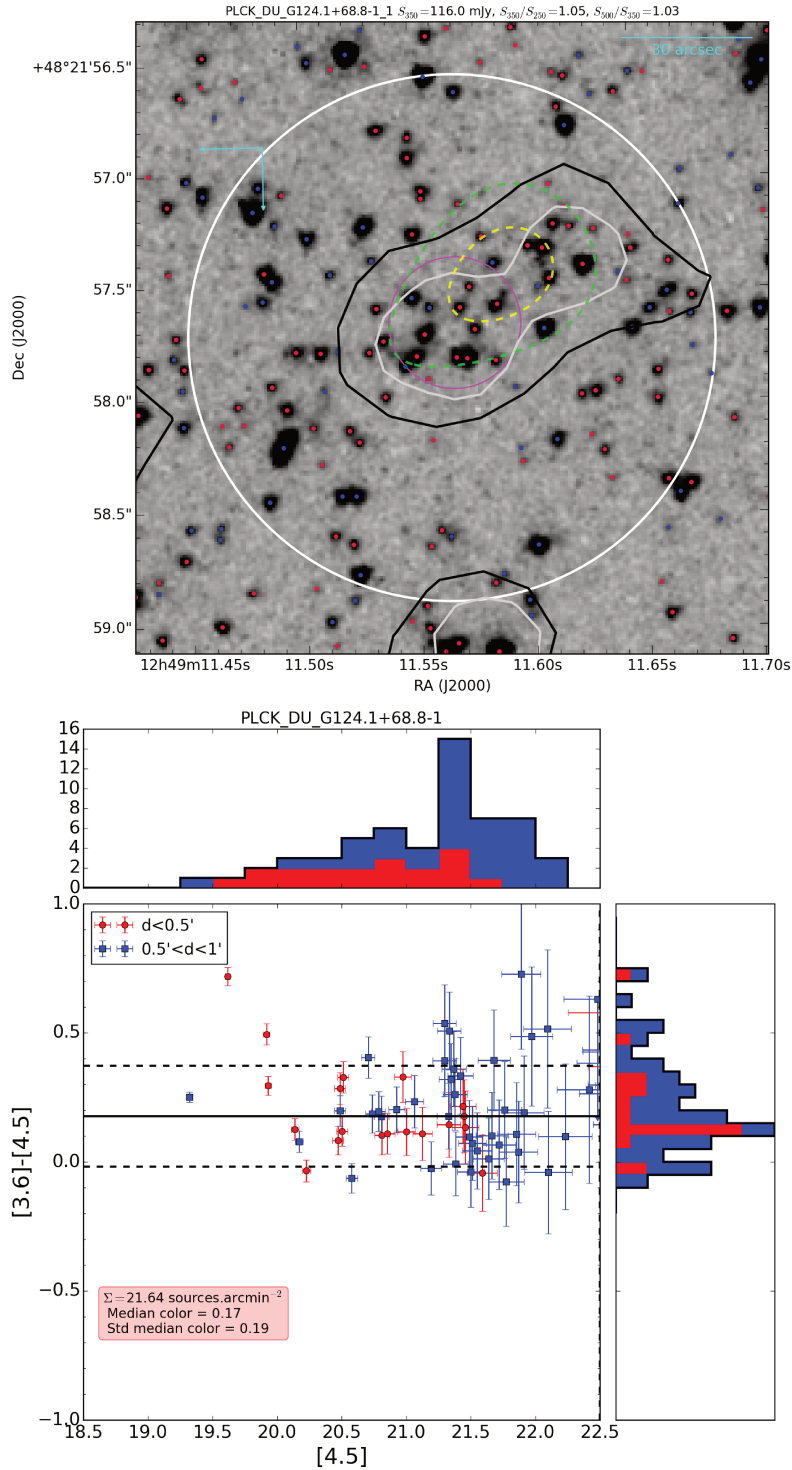


FIGURE 6.7 – *Gauche* : Mosaïque à 4.5 microns du candidat G124. Même légende que Fig. 6.1. Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . La surdensité de sources rouges à la position de l'émission SPIRE confirmée à  $z = 2.15$  est clairement visible. *Droite* : Couleur IRAC en fonction de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  pour les sources IRAC situées à moins de  $0.5'$  de la source SPIRE confirmée à  $z = 2.15$  (Points rouges) et pour les sources IRAC à une distance comprise entre  $0.5'$  et  $1'$  (Points bleus). Le trait plein noir indique la couleur médiane des sources IRAC rouges ( $= 0.17$ ), les traits pointillés la déviation standard par rapport à la médiane ( $\sigma = 0.2$ ). La densité de sources rouges calculée dans un cercle de  $1'$  de rayon vaut  $21.6$  sources.arcmin<sup>-2</sup>. Ces propriétés pointent plutôt vers une surdensité de galaxies à  $z \sim 2$ .



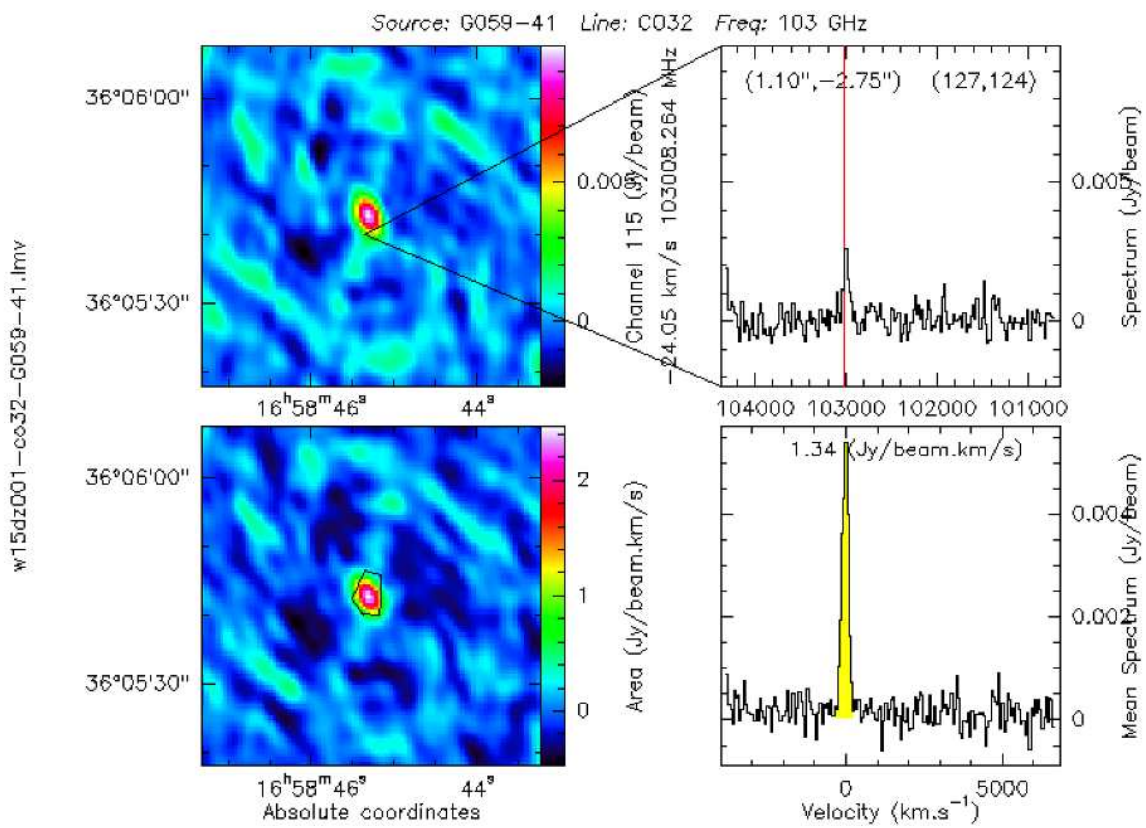


FIGURE 6.8 – La source G059-1 observée par NOEMA. Figure réalisée par Emanuele Daddi, et utilisée avec son aimable autorisation.

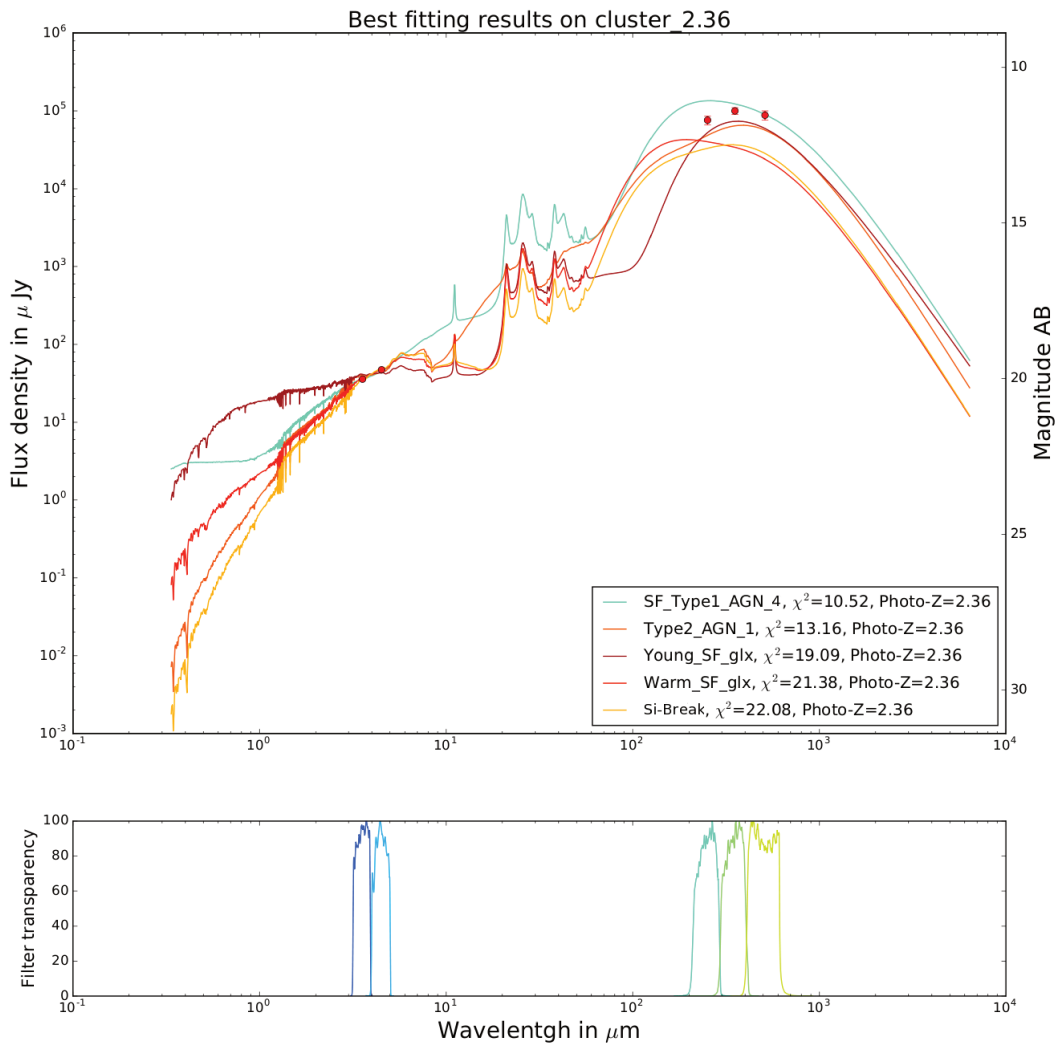


FIGURE 6.9 – *Points rouges* : Flux photométriques à 3.6, 4.5, 250, 350, 500 $\mu\text{m}$  pour G059-1. Les traits pleins représentent les cinq modèles de BERTA et al., 2013 ajustant le mieux les points photométriques. Le premier modèle correspond à une galaxie en phase de formation stellaire et avec une composante AGN ( $\sim 10\%$ ); le second à une composante composante AGN de  $\sim 30\%$ . Voir BERTA et al., 2013.

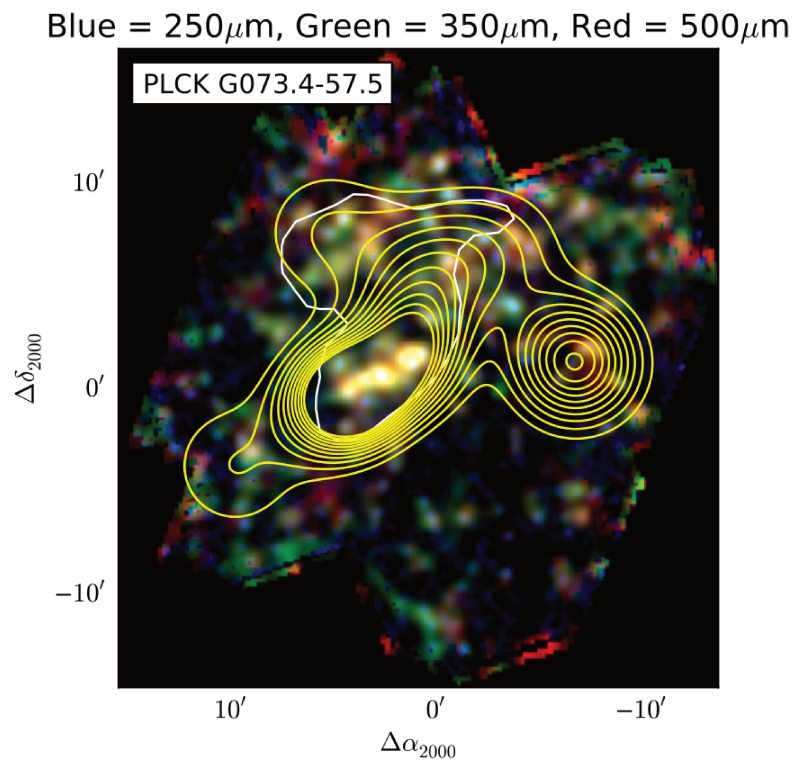


FIGURE 6.10 – Image en fausses couleurs du champ G073. Même légende que Fig. 6.2. Une surdensité de sources rouges se répartissant suivant un chapelet est distinguable. Tiré de la thèse de David Guéry (GUÉRY, 2015).

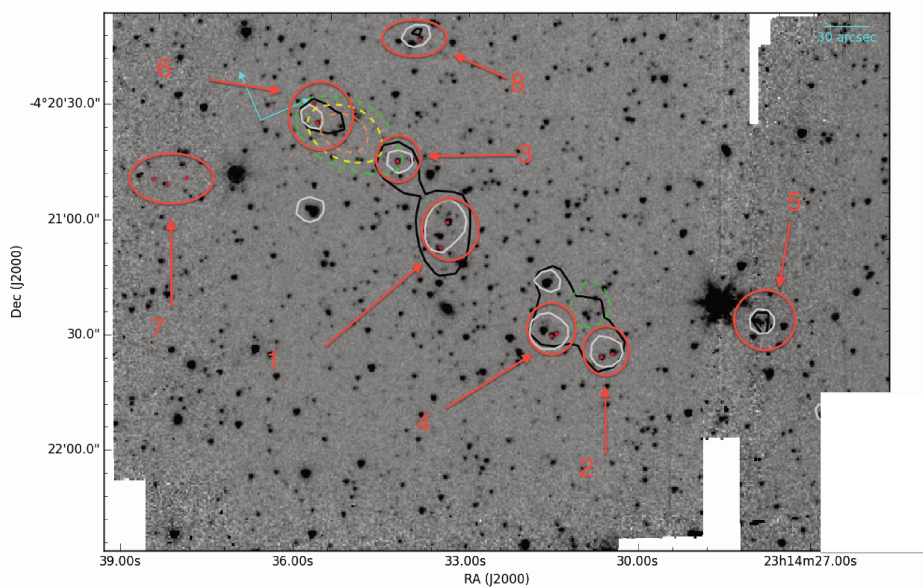


FIGURE 6.11 – Mosaique à 4,5 microns du candidat G073. Même légende que Fig. 6.1. Les grands cercles rouges indiquent les positions des pointés avec ALMA, alors que les petits indiquent la position des sources détectés avec ALMA.

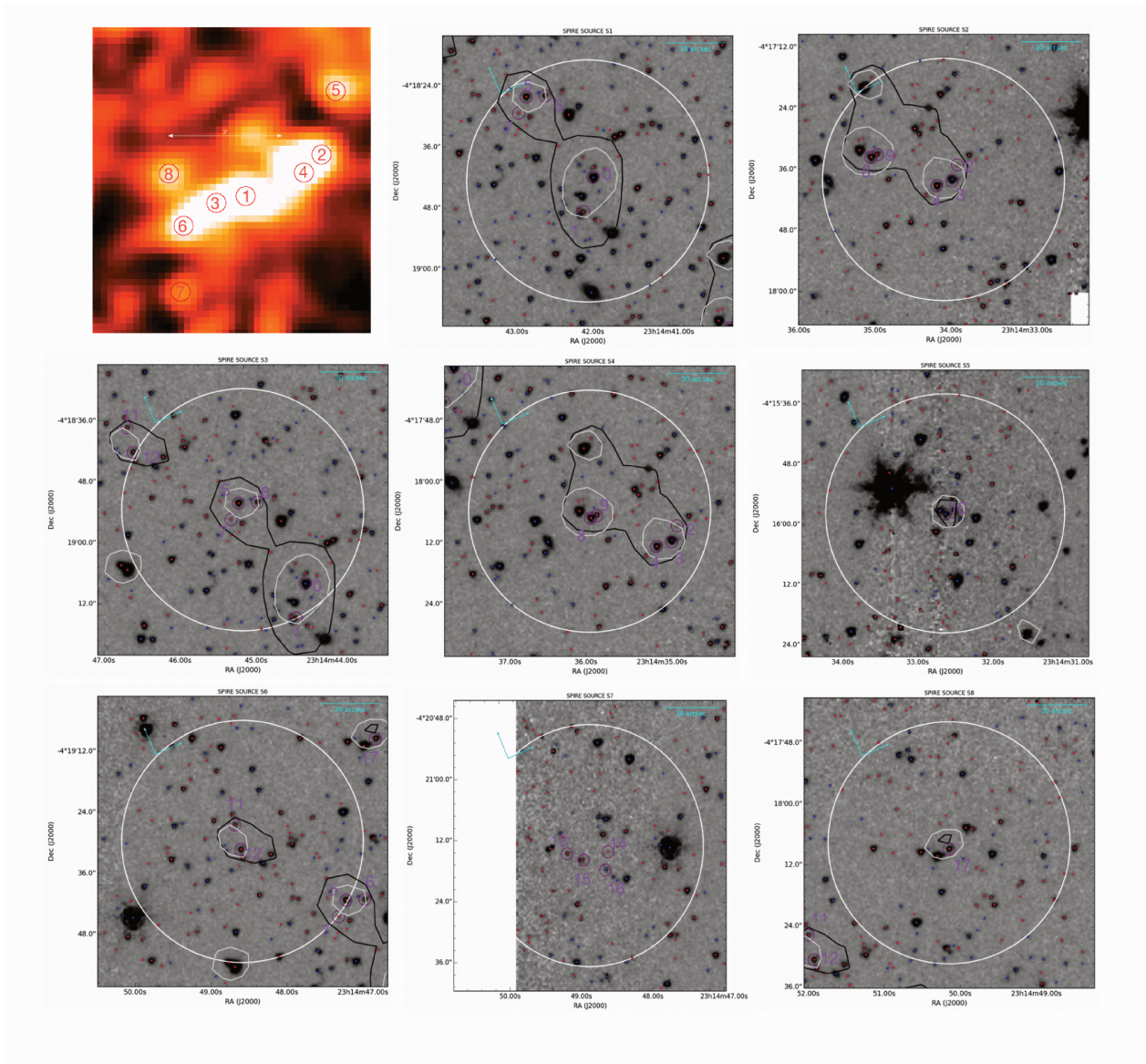


FIGURE 6.12 – *Haut Gauche* : Insert d'un carte à  $350\mu\text{m}$  du champ G073. Les cercles rouges indiquent schématiquement les positions des sources SPiRE suivies avec ALMA. *Autres* : Inserts de la mosaïque à  $4.5\mu\text{m}$  des 8 sources SPiRE observées. Les cercles blancs ont un rayon de  $1'$ . Les cercles rouges (bleus) correspondant aux sources détectées avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ , les cercles violets indiquent les positions des sources ALMA détectées.

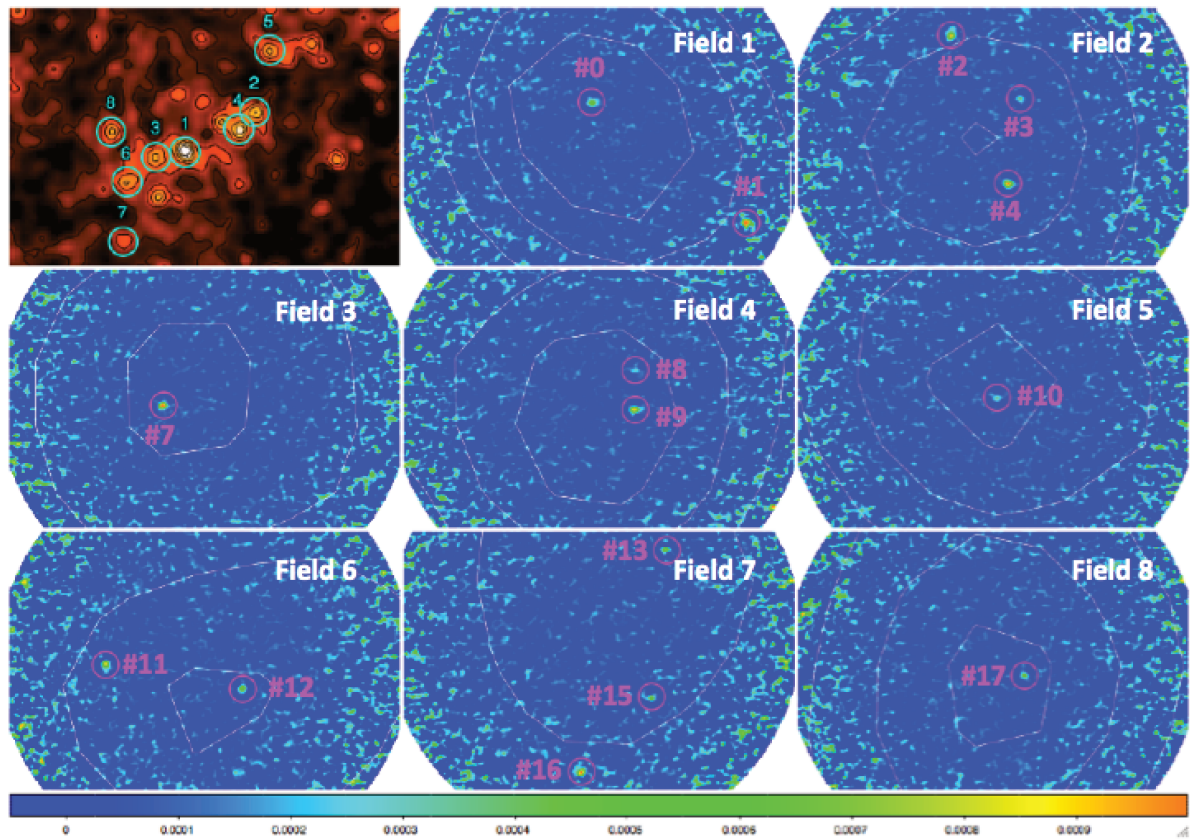


FIGURE 6.13 – *Gauche, haut* : Carte SPIRE à  $350\mu\text{m}$ . Les cercles blancs ont un diamètre de  $37''$  ( $0.2$  HPBW). *De gauche à droite, de haut en bas* : Mosaïques ALMA dans les cercles blanc. Les cercles violets indiquent les détections avec ALMA. Les sources A5 et A6 ne sont pas représentées, mais sont détections dans le champ S3. L'échelle de flux indique la brillance de surface en  $\text{Jy}/\text{beam}$ . Figure réalisée par Ruediger Kneissl (KNEISSL, 2016), et utilisée avec son aimable autorisation.



FIGURE 6.14 – Mosaïques à  $4.5\mu\text{m}$  de G073 pour les sources SPIRE S7 (gauche) et S2 (droite). Les cercles bleus indiquent les sources ALMA détections. On peut constater visuellement que A4, A15, et A16 ont un centre décalé par rapport au centre de l'émission IRAC.

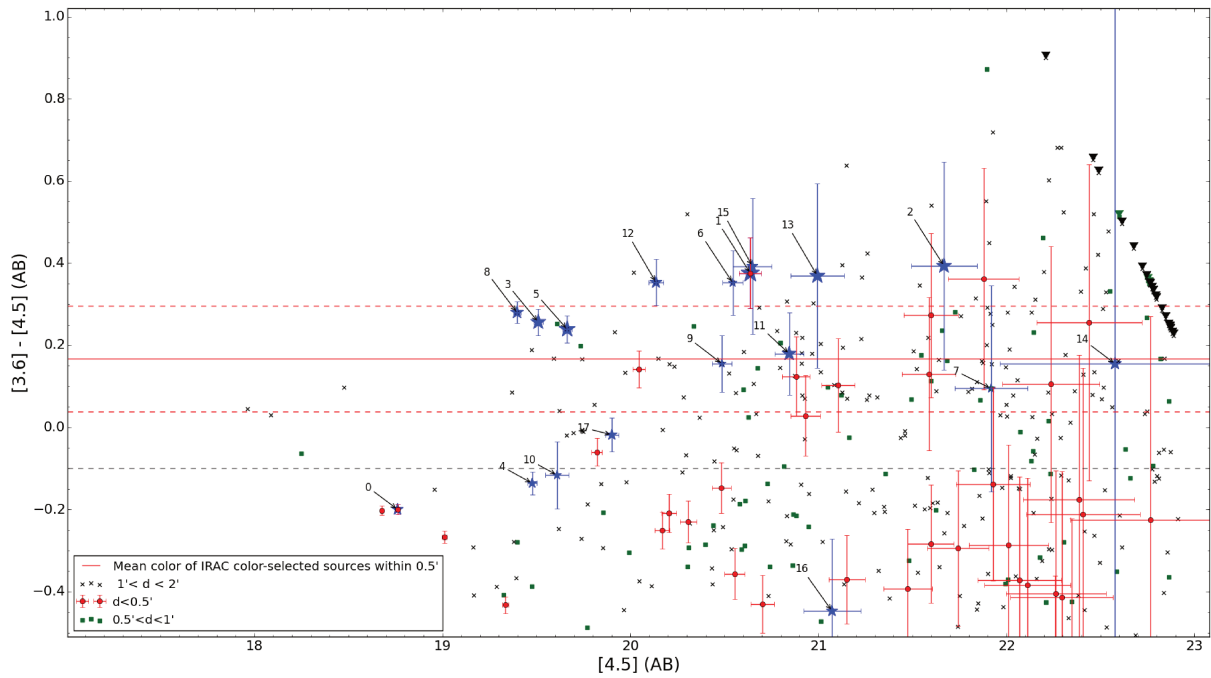


FIGURE 6.15 – Couleur  $[3.6] - [4.5]$  en fonction de la magnitude  $[4.5]$  pour les sources situées à une distance angulaire  $R < 2'$  de la source S1, et pour les sources détectées avec ALMA (étoiles bleues). Les points rouges indiquent les source situées à  $R < 0.5'$ , les carrés verts celles à  $0.5' < R < 1'$  et les croix noires celles à  $1' < R < 2'$ . Les triangles indiquent les sources non détectées à 3.6 microns. Le trait plein rouge indique la couleur moyenne des sources IRAC rouges à  $R < 0.5'$  de S1, les traits pointillés rouges indiquent la dispersion à  $1\sigma$ . Le redshift photométrique correspondant estimé est de  $z_{p,IRAC} \gtrsim 1.8$ . On constate que 6 sources sur 13 sources ALMA sélectionnées ont une couleur autour de cette couleur moyenne, et que les autres ont toutes une couleur plus élevée. La taille des étoiles est proportionnelle au flux ALMA.

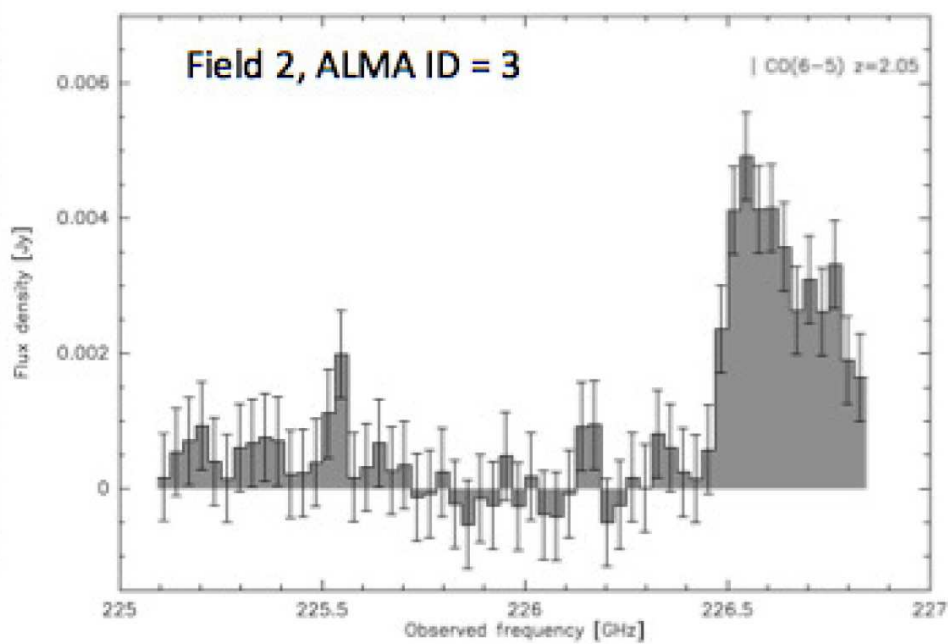


FIGURE 6.16 – Densité de flux en Jy en fonction de la fréquence d’observation en GHz pour la source A3. Une raie est visible autour de 226.7 GHz. Si celle-ci est interprétée comme correspondant à la transition CO(6-5), le redshift correspondant est  $z = 2.06$ . Communication personnelle de Ruediger Kneissl.

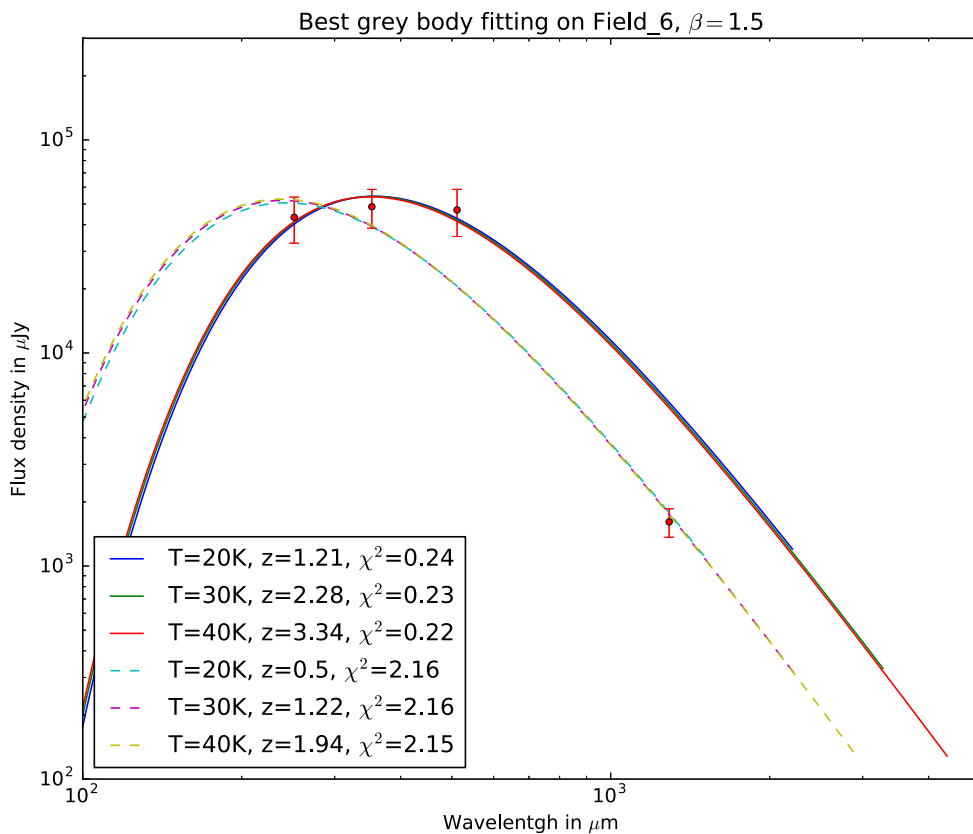


FIGURE 6.17 – *Point rouges* : Points photométriques SPIRE (250, 350, 500 $\mu\text{m}$ ) et flux ALMA dans le continu (1.2mm). Les traits pleins sont les corps noirs modifiés ajustés sur les seuls points SPIRE, les traits pointillés ceux ajustés sur les 4 points, pour des températures de poussière fixées à  $T = 20, 30, 40\text{K}$ . On constate que les ajustements sur les seuls flux SPIRE surprédissent le flux observé par ALMA.



## Chapitre 7

# Conclusions et perspectives

### 7.1 Conclusions

La problématique abordée dans ce manuscrit est la formation d'étoiles dans les galaxies membres d'amas de galaxies à des redshifts  $z \gtrsim 2$ , à des époques où les galaxies formaient des étoiles bien plus activement qu'à notre époque. Malgré les observations de plus en plus nombreuses de structures à ces époques, et des contraintes importantes sur l'histoire de formation stellaire des galaxies, les processus physiques menant à l'arrêt abrupt<sup>1</sup> de la formation stellaire dans les galaxies des amas, et la façon dont elles rassemblent leur masse stellaire sont encore largement incompris.

Afin d'apporter des éléments de réponse observationnels, j'ai présenté un échantillon de 84 candidats amas et proto-amas à des redshifts  $z \gtrsim 1.5 - 2$  observés avec Spitzer, avec une sélection unique ciblant directement la formation stellaire à l'aide de Planck et Herschel, échantillon nommé SPHerIC.

Si l'analyse des données obtenues avec ces deux derniers satellites avaient déjà révélé des candidats exceptionnels, présentant des taux de formation d'étoiles de plusieurs milliers de masses solaires par an, et compatibles avec  $z \sim 2$ , de nombreuses questions restaient sans réponse, notamment sur la nature réelle de ces objets ainsi que leur contenu stellaire.

**Méthode** Après avoir extrait à l'aide du logiciel SExtractor les sources dans les images obtenues avec la caméra IRAC de Spitzer, et vérifié la validité des catalogues ainsi obtenus, je sélectionne les galaxies à  $z > 1.3$  en appliquant un critère en couleur (PAPOVICH, 2008). J'ai ensuite mis en œuvre un méthode d'estimation de densité (AKDE) afin d'obtenir des cartes de densités surfaciques de telles sources, pour montrer la présence de surdensités de galaxies à des redshifts  $z > 1.3$

**Surdensités de sources IRAC rouges associées à l'émission SPIRE dans un rayon de  $1'$**  J'ai ainsi montré que les sites de formation stellaire intenses à  $z_p \simeq 1 - 3$  identifiés par Planck et Herschel sont associés à d'importantes surdensités de galaxies rouges détectés avec Spitzer/IRAC à une échelle de  $1'$  : 76% de l'échantillon présentent une surdensité de telles sources à  $> 3\sigma$ , comparativement à la densité moyenne calculée dans le relevé SpUDS. Des profils radiaux de densité confirment par ailleurs l'association angulaire entre le pic de densité et l'émission SPIRE. L'association entre l'émission SPIRE (qui trace la formation stellaire) et la surdensité de sources IRAC rouges (qui tracent la masse stellaire) est compatible avec des structures dont la partie centrale est en phase de formation d'étoiles (SANTOS et al., 2015 ; WANG et al., 2016).

**Des surdensités étendues ( $R > 2'$ )** La présence d'une surdensité plus importante, et dont le centre est distant de plus de  $2'$  de la position de la source SPIRE pour la moitié de l'échantillon montre aussi le caractère étendu des structures. Les candidats présentent dans 70% des cas une surdensité (toujours à une échelle de  $1'$ ) plus importante que celle calculée à la position de la source SPIRE. Dans 80% de ces cas la distance entre les deux positions est  $> 2'$ , montrant que la surdensité présente dans la carte est spatialement étendue ( $R > 2'$ ). Cet effet est aussi visible dans les profils radiaux. Ceci est compatible

---

1. La formation stellaire étant essentiellement achevée dans les galaxies massive des amas à  $z \sim 1.5$

avec les importantes tailles angulaires ( $\gtrsim 5'$ ) prédites pour les amas et proto-amas à  $z \simeq 2$  (CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013; MULDREW, HATCH et COOKE, 2015).

**Séquences dans l'espace [3.6] – [4.5] vs [4.5]** Les galaxies des candidats amas/proto-amas se répartissent le long de séquences dans l'espace [3.6] – [4.5] vs [4.5], de couleurs médianes [3.6] – [4.5]  $> 0.1$  et avec une dispersion entre 0.1 et 0.2 mag en couleur pour 50% de l'échantillon. Ceci est similaire à ce qui est observé par MUZZIN et al., 2013 ou RETTURA et al., 2014, et m'indique que les structures sont compatibles avec  $z_p \gtrsim 1.5$ . L'observation d'une telle séquence augmente aussi la confiance en la réalité des structures, les alignements fortuits de sources étant une contamination attendue. Une telle séquence sera absente dans de telles configurations. Des estimations de redshifts photométriques confirment par ailleurs que la majorité de l'échantillon est compatible avec  $z_p \sim 1.5 - 2.5$ .

**Estimations de masse stellaire - SPHerIC : les progéniteurs des amas locaux?** Des estimations de masse stellaire révèlent des masses de structures compatibles avec celles attendues pour des structures à  $z \sim 2$  ( $M_* \simeq 10^{12.5}$ ), bien qu'une fraction seulement des candidats (10%) ont une masse estimée compatible avec des structures déjà formées ( $M > 10^{14} M_\odot$ ). En comparant ces masses aux estimations de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 pour la masse du halo principal (en supposant une fraction d'étoiles de 5% en masse), mes estimations sont compatibles avec l'hypothèse que les candidats SPHerIC sont les progéniteurs d'amas locaux.

**Starburst ou séquence principale?** Les données SPIRE donnent accès au taux de formation d'étoiles totale de la structure. L'estimation des taux de formation d'étoiles des galaxies individuelles est tentée en supposant ces galaxies sur la séquence principale des galaxies. Ces estimations sont sommées pour les galaxies candidates potentiellement responsables de l'émission SPIRE (sur la base d'un critère de distance angulaire) et sont systématiquement  $\sim 10$  fois inférieures à celles obtenues à partir de SPIRE. Malgré les incertitudes importantes sur les deux estimations, ce comportement systématique m'indique que ces galaxies sont peut-être en phase intense de formation d'étoiles (starburst).

**Nature et classification préliminaire des candidats** L'examen des données obtenues avec Spitzer/IRAC corrobore donc largement les conclusions tirées à partir des données Planck et Herschel, en apportant une vision plus complète des candidats, montrant notamment que leur contenu en masse est compatible avec celui attendu pour des amas et proto-amas.

La nature de ces candidats n'est cependant pas complètement claire. CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 indiquent qu'une sélection sur la base des surdensités de galaxies sélectionnera efficacement à la fois les amas et les proto-amas de galaxies, les deux types d'objets sont donc attendus. Certains candidats présentent par ailleurs une masse stellaire compatible avec celle d'une structure évoluée ( $M_{\text{tot}} > 10^{14} M_\odot$ ), indiquant qu'il s'agit probablement d'amas de galaxies à proprement parler. À des redshifts  $z \gtrsim 2$ , peu de telles structures sont attendues (CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013), il n'est donc pas étonnant que ce cas ne constitue que  $\sim 10\%$  de l'échantillon.

Je procède à une première classification préliminaire des candidats de l'échantillon, après un examen visuel des images des candidats et des cartes de densité surfacique. De cette façon j'estime que 50% de l'échantillon au moins est constitué d'amas et proto-amas en proportion égales.

**Premières confirmations avec 30m/EMIR et ALMA** Un suivi à l'aide de l'instrument EMIR du 30m a mené à l'obtention du redshift de 2 sources SPIRE à des redshifts  $z = 2.15$  et  $z = 2.36$ . L'observation avec ALMA d'un candidat a révélé plusieurs détections aux positions des sources SPIRE, compatibles avec des phases de formation stellaire à l'échelle de la structure. Les estimations de redshifts photométriques sont par ailleurs compatibles avec  $z \sim 2$ .

**Suivi photométrique en infrarouge proche** Des observations dans le proche infrarouge (bandes J et K) ont été menées avec le CFHT sur 15 candidats. L'analyse de ces données est menée par Benjamin Clarenc, doctorant, et est actuellement en cours. Les résultats préliminaires sont cependant prometteurs, révélant pour certains candidats une séquence rouge et des sources extrêmement rouges ( $J - K > 2.3$ ), compatibles avec  $z \gtrsim 2$ . À terme, ces données permettront des estimations plus raffinées des redshifts photométriques et des masses stellaires de nos candidats, ainsi qu'une première estimation de l'âge des populations stellaires. Elles sont aussi essentielles dans la préparation du suivi spectroscopique.

## 7.2 Perspectives

**Pureté de l'échantillon et estimation de la proportion d'alignement fortuits.** La question de la pureté de l'échantillon n'a pas été abordée. Les principaux contaminants attendus de cette étude sont les alignements fortuits de sources. L'estimation de la proportion attendue dans de telles configurations nécessite un modèle de répartition des galaxies, ce qui peut être accompli à l'aide simulations de matière noire sur des échelles cosmologiques. Les halos de matière noire identifiés dans les simulations sont ensuite peuplés *a posteriori* par des galaxies. En projetant des cônes d'Univers sur la surface céleste, on obtient alors le nombre moyens attendu de galaxies par unité de surface, et donc à la contamination. Une collaboration avec Jean-Michel Alimi et Pier-Stefano Corasaniti, impliqués dans les simulations de matière noire DEUS, a été amorcée.

**Suivi millimétrique** Le suivi millimétrique avec EMIR sur le 30m/IRAM a déjà mené à deux confirmations à des redshifts  $z > 2$ . L'échantillon étant désormais mieux compris, d'autres demandes vont être déposées afin de chercher à obtenir plus de confirmations. Dans le même temps, les données déjà obtenues vont être mieux exploitées afin d'estimer la masse de gaz des candidats, et estimer le temps de dépletion du gaz de la galaxie en le comparant au taux de formation d'étoiles. Ceci nous donnera accès au niveau d'activité de ces galaxies. L'intérêt de l'interférométrie millimétrique avec ALMA et NOEMA a déjà été démontré. D'autres demandes de temps vont donc être déposées afin de résoudre l'émission SPIRE, obtenir des redshifts, et estimer la masse de gaz, et la masse et température de poussière.

**Suivi photométrique infrarouge pour l'environnement à  $\sim 10'$  des sources SPIRE** Afin de caractériser l'environnement des sources SPIRE à des échelles de  $\sim 10'$ , un autre suivi en proche infrarouge (bandes i-J-H-K) avec des télescopes au sol d'un plus grand nombre de candidats serait pertinent, l'analyse IRAC ayant révélé des surdensités à des échelles  $> 2'$ , et les proto-amas étant par nature des objets spatialement étendus.

**Suivi spectroscopique dans l'infrarouge** Afin d'obtenir des confirmations spectroscopiques (redshift et dispersion de vitesses) de nos candidats, la spectroscopie infrarouge est plus pertinente que la spectroscopie optique au vu du redshift et du contenu en poussière de nos objets. Les spectres obtenus permettraient aussi une estimation plus fine du taux de formation d'étoiles à travers l'observation de la raie  $H_{\alpha}$ , ou d'investiguer la présence d'un éventuel noyau actif.

**Recherche d'amas et proto-amas avec Euclid** Euclid est une mission spatiale de l'ESA dont le lancement est prévu en 2020. Le satellite observera le ciel complet dans des bandes optiques et proche infrarouge, ce qui permettra d'obtenir la distribution spatiales des galaxies jusque  $z \simeq 2$ . Il sera ainsi possible de rechercher des structures à ces redshifts et même au-delà, en appliquant des méthodes similaires à celles présentées ici : sélection en couleur et recherche de surdensités de galaxies.



## Annexe A

# Fichier de configuration SExtractor

```
#Configuration file for extraction of sources in the SPHerIC fields

#----- Catalog -----

CATALOG_TYPE      FITS_1.0
PARAMETERS_NAME   params_SPHerIC.param  # name of the file
                  containing the desired output columns

#----- Extraction -----

DETECT_TYPE       CCD
DETECT_MINAREA    3                      # minimum number of pixels above threshold

DETECT_THRESH     2 # <sigmas> or <threshold>,<ZP> in mag.arcsec-2
ANALYSIS_THRESH   2 # <sigmas> or <threshold>,<ZP> in mag.arcsec-2 (Not used)
THRESH_TYPE       RELATIVE

FILTER            N                      # Do not filter for detection (Y or N)?

DEBLEND_NTHRESH   32                     # Number of deblending sub-thresholds
DEBLEND_MINCONT   0.0001                 # Minimum contrast parameter for deblending

CLEAN             Y                      # Clean spurious detections=
CLEAN_PARAM       1.0                   # Cleaning efficiency (from 0 to 10)

MASK_TYPE         CORRECT                 # type of detection MASKing

#----- WEIGHtIng -----

WEIGHT_TYPE       MAP_WEIGHT             # type of WEIGHtING
WEIGHT_GAIN       Y                      # modulate gain (E/ADU) with weights

#----- Photometry -----

PHOT_AUTOPARAMS   2.5, 3.5              # MAG_AUTO parameters:
<Kron_fact>,<min_radius> (Not used)
PHOT_PETROPARAMS 2.0, 3.5              # MAG_PETRO parameters:
<Petrosian_fact>,<min_radius> (Not used)

PHOT_APERTURES    6.66666667
```

```

SATUR_LEVEL      45000.0      # level (in ADUs) at which arises saturation
MAG_GAMMA        4.0          # gamma of emulsion
(for photographic scans) (Not used)
GAIN_KEY         NOGAIN       # keyword for detector gain in e-/ADU
PIXEL_SCALE      0           # size of pixel in arcsec (0=use FITS WCS info)

```

```

#----- Star/Galaxy Separation -----

```

```

SEEING_FWHM      1.66        #Not used

```

```

#----- Background -----

```

```

BACK_TYPE        AUTO        # AUTO or MANUAL
BACK_VALUE       0.0         # Default background value in MANUAL mode
BACK_SIZE        16          # Background mesh size
BACK_FILTERSIZE  3           # Background filter size

```

```

BACKPHOTO_TYPE   LOCAL       # can be GLOBAL or LOCAL
BACKPHOTO_THICK  24

```

```

#----- Check Image -----

```

```

CHECKIMAGE_TYPE  APERTURES, BACKGROUND, SEGMENTATION

```

```

#----- Memory (change with caution!) -----

```

```

MEMORY_OBJSTACK  3000        # number of objects in stack
MEMORY_PIXSTACK  300000      # number of pixels in stack
MEMORY_BUFSIZE   1024        # number of lines in buffer

```

```

#----- Miscellaneous -----

```

```

VERBOSE_TYPE     NORMAL      # can be QUIET, NORMAL or FULL
WRITE_XML        N           # Write XML file (Y/N)?
XML_NAME         sex.xml     # Filename for XML output

```

## Annexe B

# Estimations de Masses stellaire

Cette appendice présente les relations utilisées pour estimer les masses stellaires des galaxies à partir de leur densité de flux à  $4.5\mu\text{m}$ . Les figures Fig. B.1 et B.2 représentent ces relations, et les paramètres utilisés sont explicités dans la table B.1. Voir Sect. 5.3.5 pour des détails sur la dérivation de ces relations.

$z$	$A$	$B$	$\Delta A$	$\Delta B$
1.2 – 1.4	-0.525	21.37	0.002	0.05
1.4 – 1.6	-0.531	21.58	0.003	0.06
1.6 – 1.8	-0.555	22.21	0.003	0.07
1.8 – 2.0	-0.560	22.44	0.004	0.09
2.0 – 2.2	-0.603	23.44	0.006	0.13
2.2 – 2.4	-0.611	23.71	0.008	0.18
2.4 – 2.6	-0.576	23.07	0.009	0.20
2.6 – 2.8	-0.645	24.62	0.01	0.25

TABLE B.1 –  $\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) = A \times [4.5] + B$ . Les erreurs proviennent de la procédure d'ajustement.

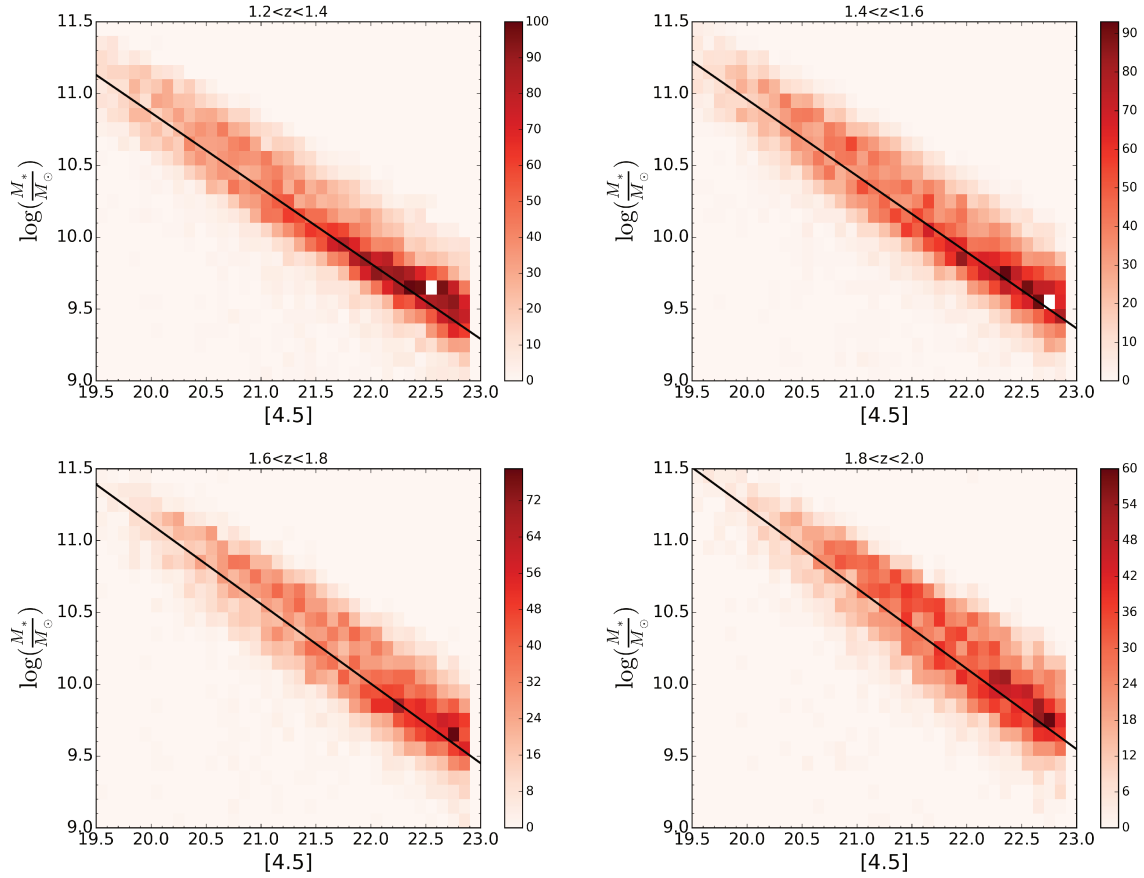


FIGURE B.1 – Histogrammes à deux dimensions  $[4.5]$  vs  $\log_{10}\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)$  pour différents intervalles de redshifts photométriques. L'échelle de couleur indique le nombre de galaxies dans chaque intervalle, du blanc (0) au noir par teintes de rouges. Le trait noir est un ajustement d'une relation linéaire. Voir la table B.1. Dans un intervalle de magnitude donné, la dispersion vaut  $\Delta \log_{10}\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right) \simeq 0.2$  dex.



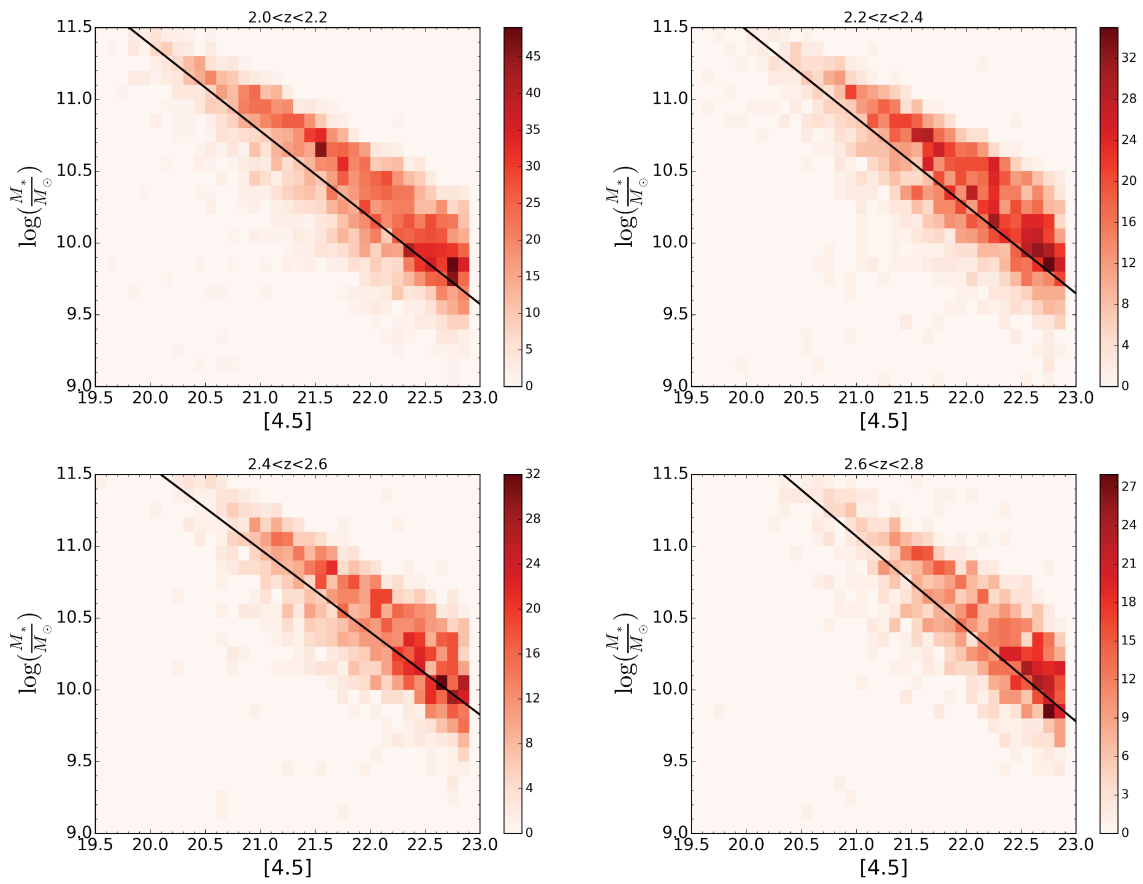


FIGURE B.2 – Même légende que Fig. B.1



## Annexe C

# Mosaïques des champs SPHerIC

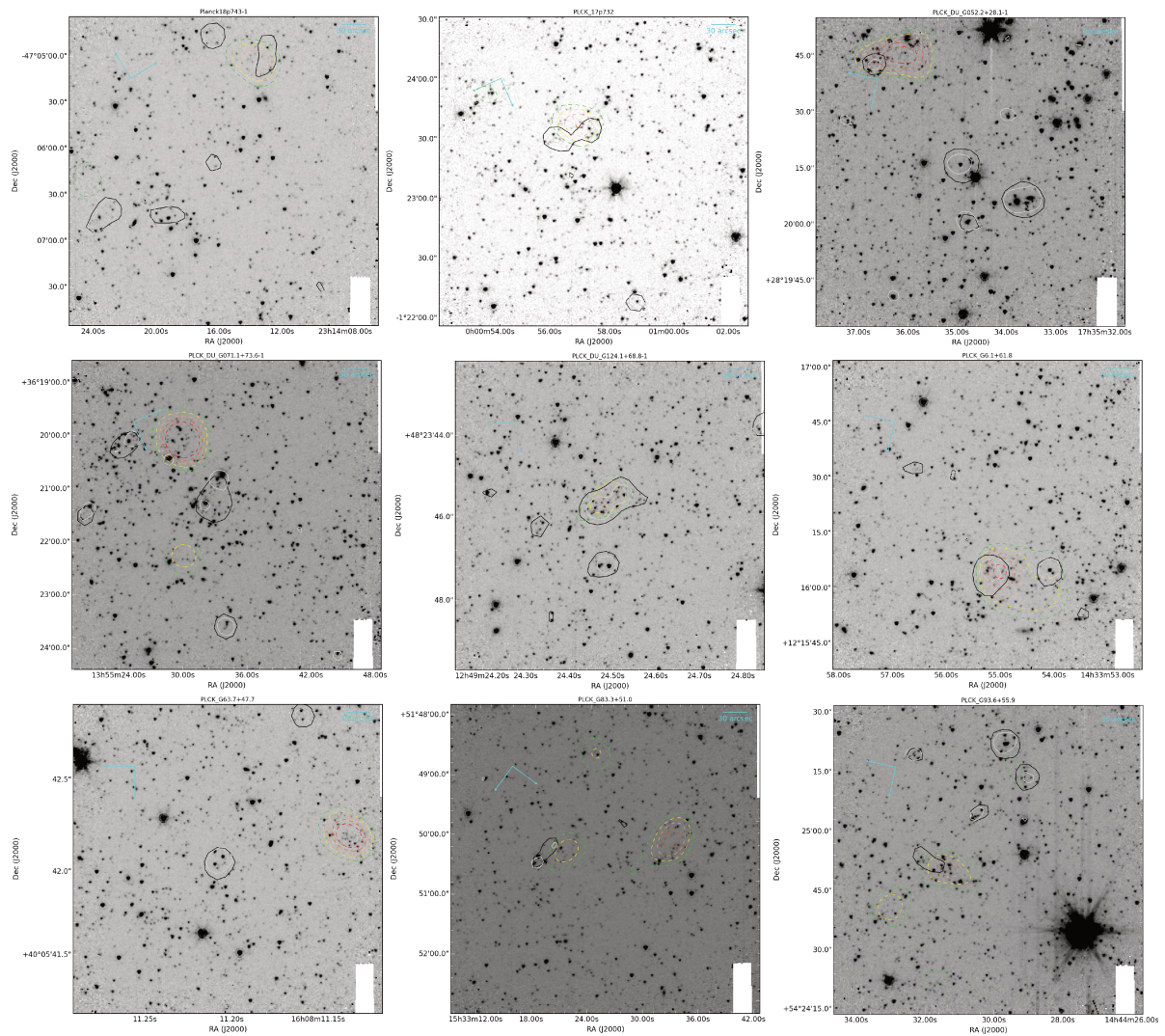


FIGURE C.1 – Mosaïques IRAC à  $4.5\mu\text{m}$  des champs SPHerIC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) microns. Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à  $2.5 - 3 - 3.5 - 4 - 4.5 \sigma$  (Voir Sects. 4.4.2 et 5.1). Les images couvrent  $3' \times 3'$ .

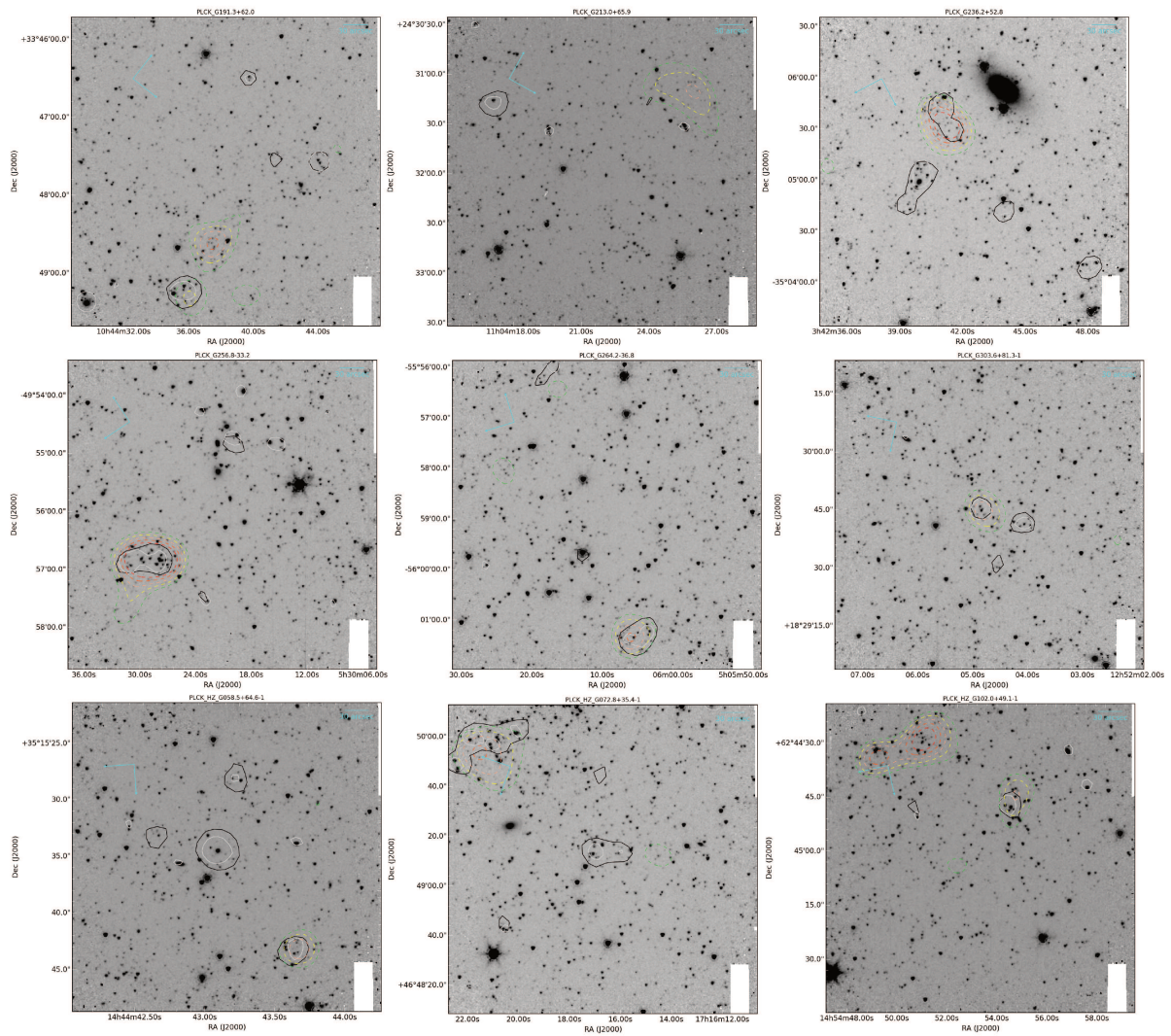


FIGURE C.2 – Même légende que Fig. C.1

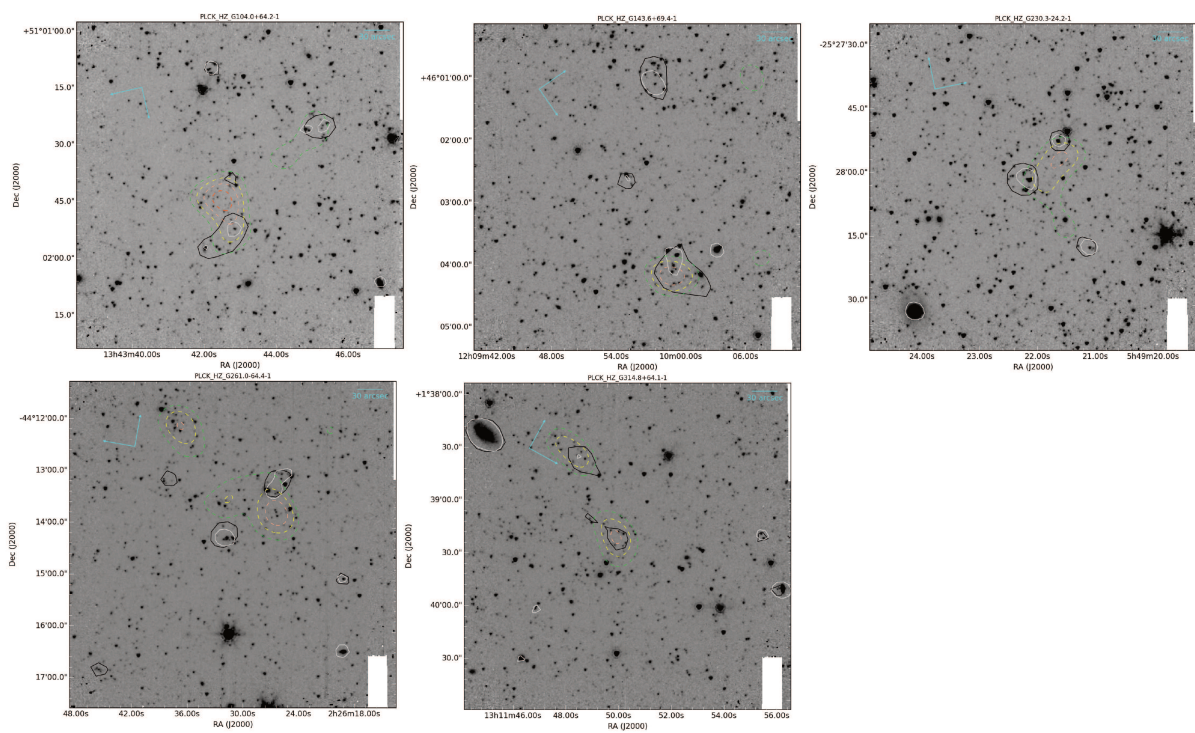


FIGURE C.3 – Même légende que Fig. C.1

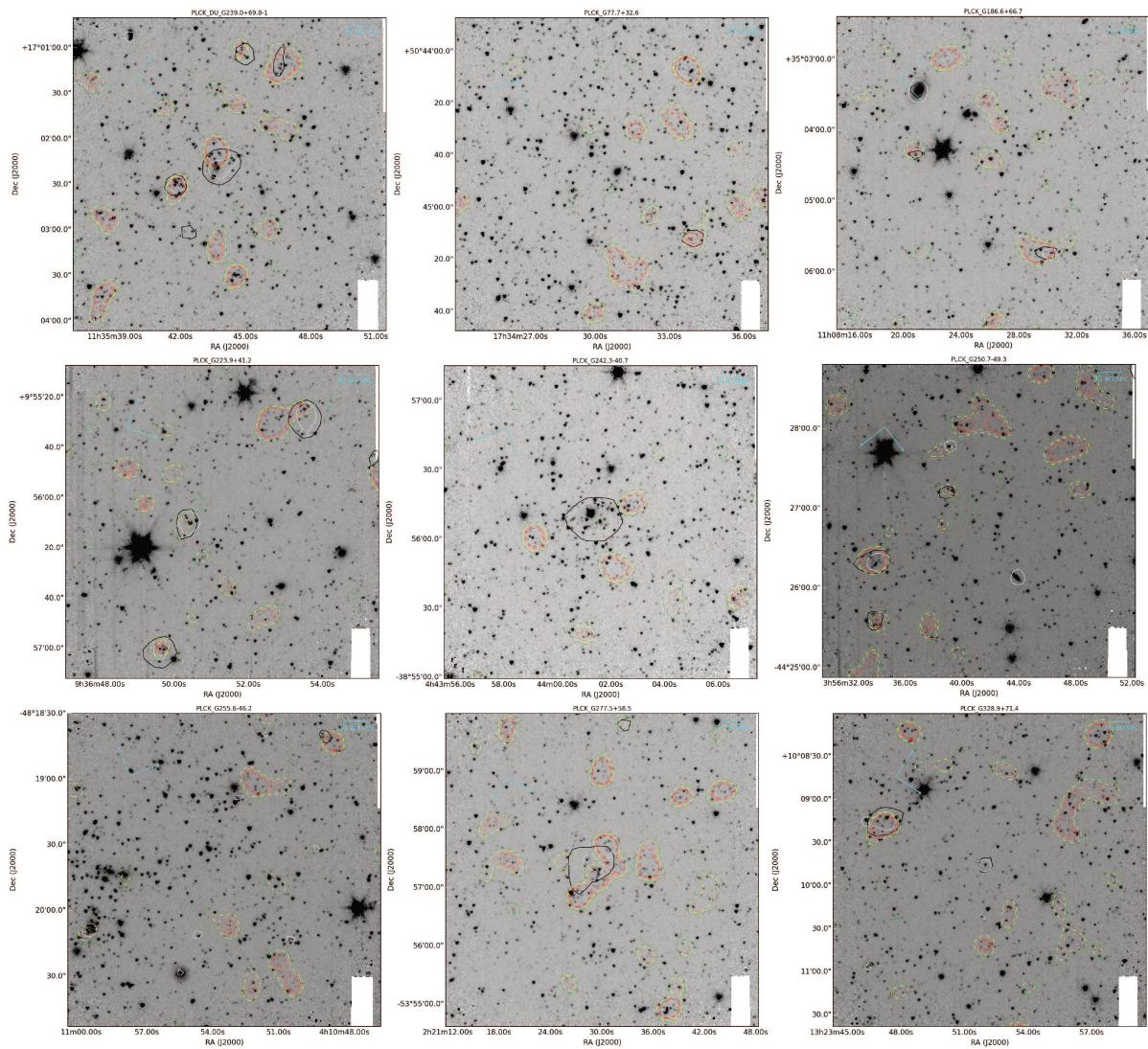


FIGURE C.4 – Même légende que Fig. C.1

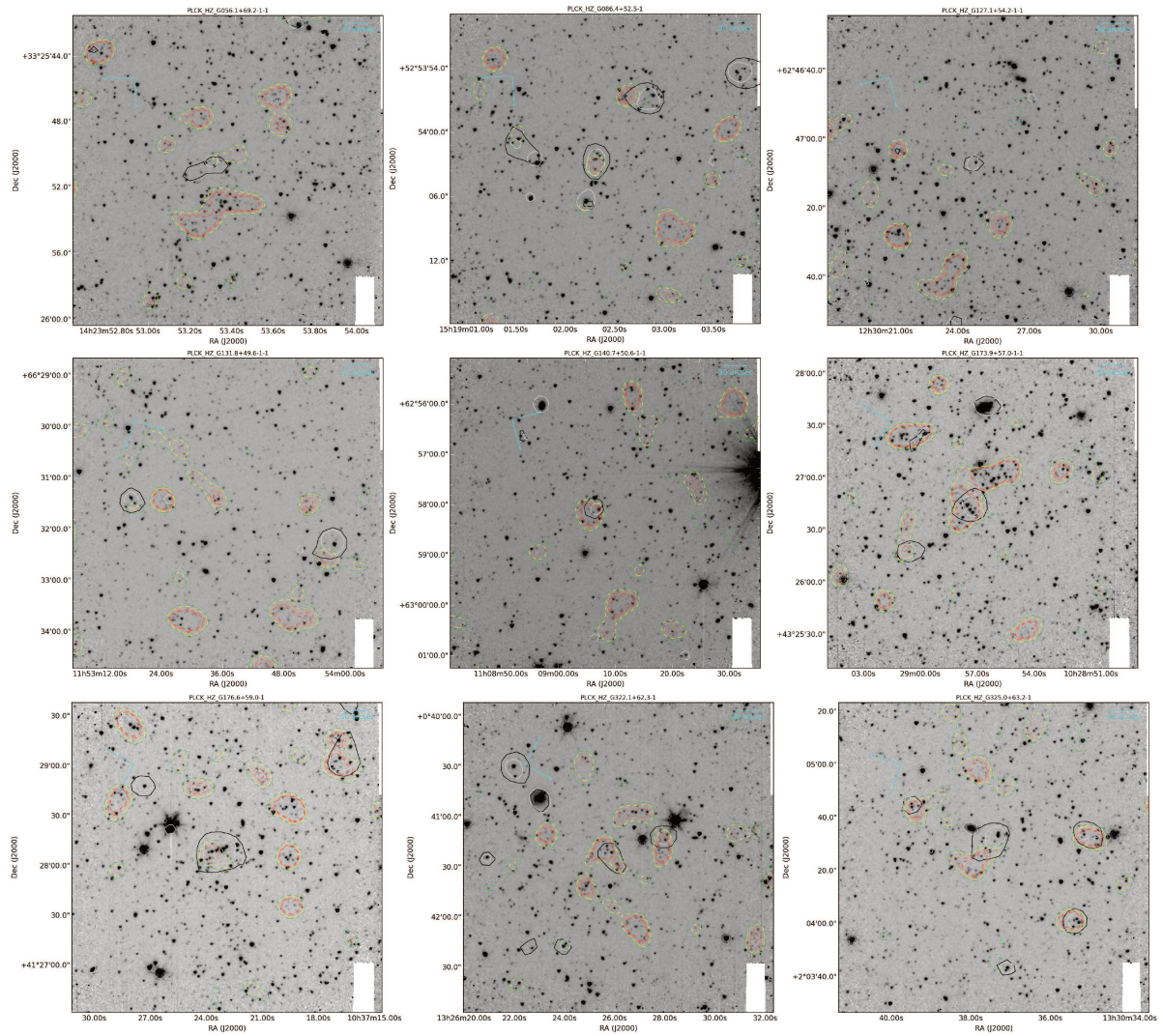


FIGURE C.5 – Même légende que Fig. C.1

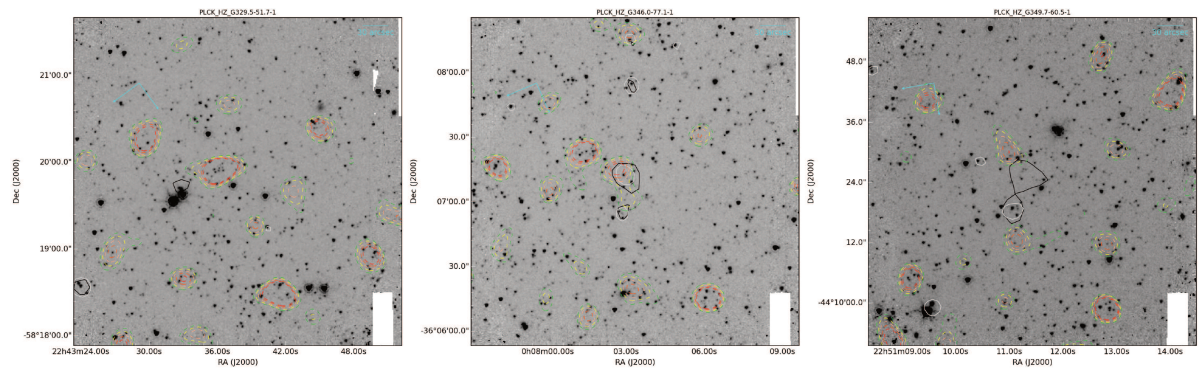


FIGURE C.6 – Même légende que Fig. C.1

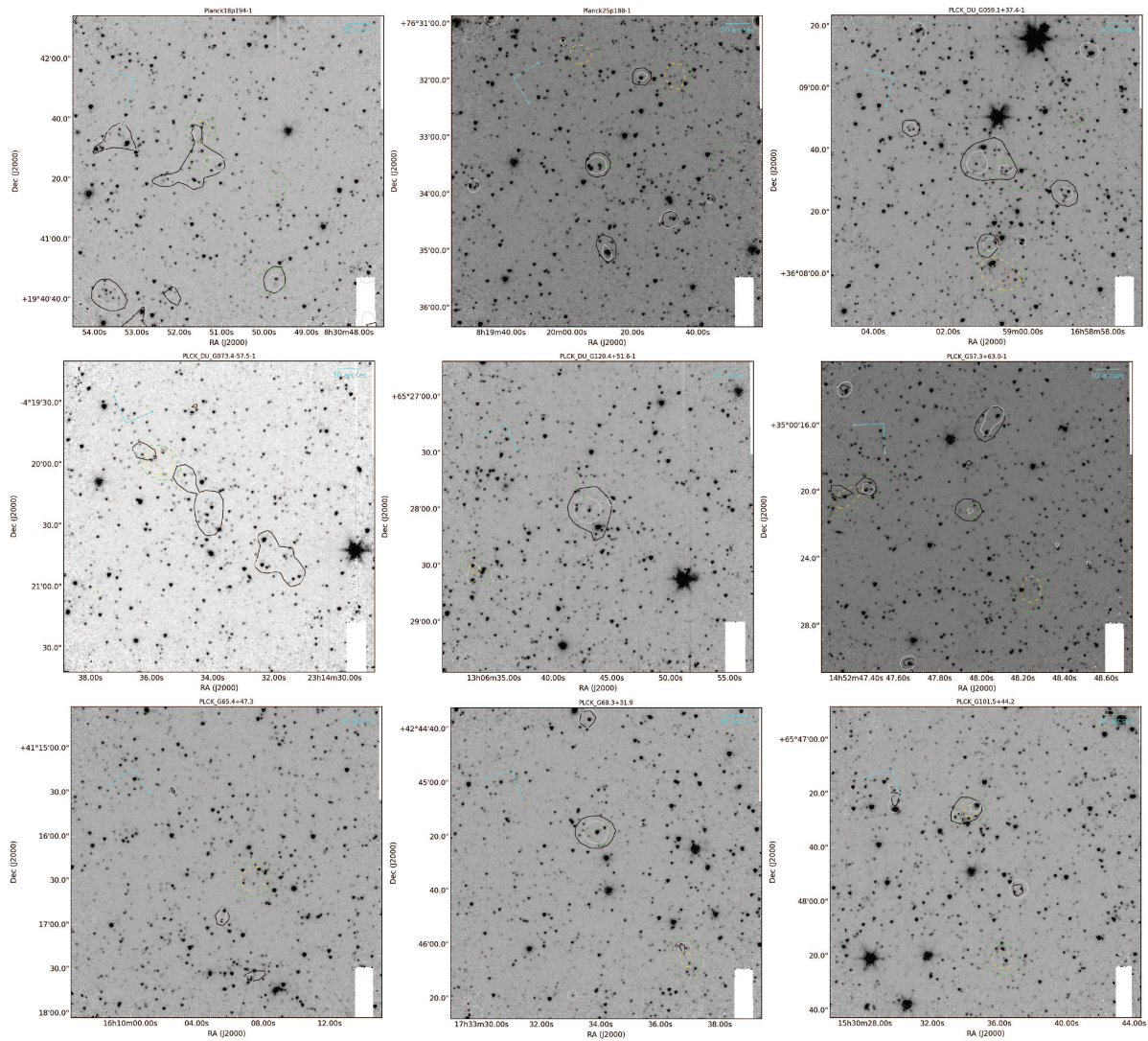


FIGURE C.7 – Même légende que Fig. C.1



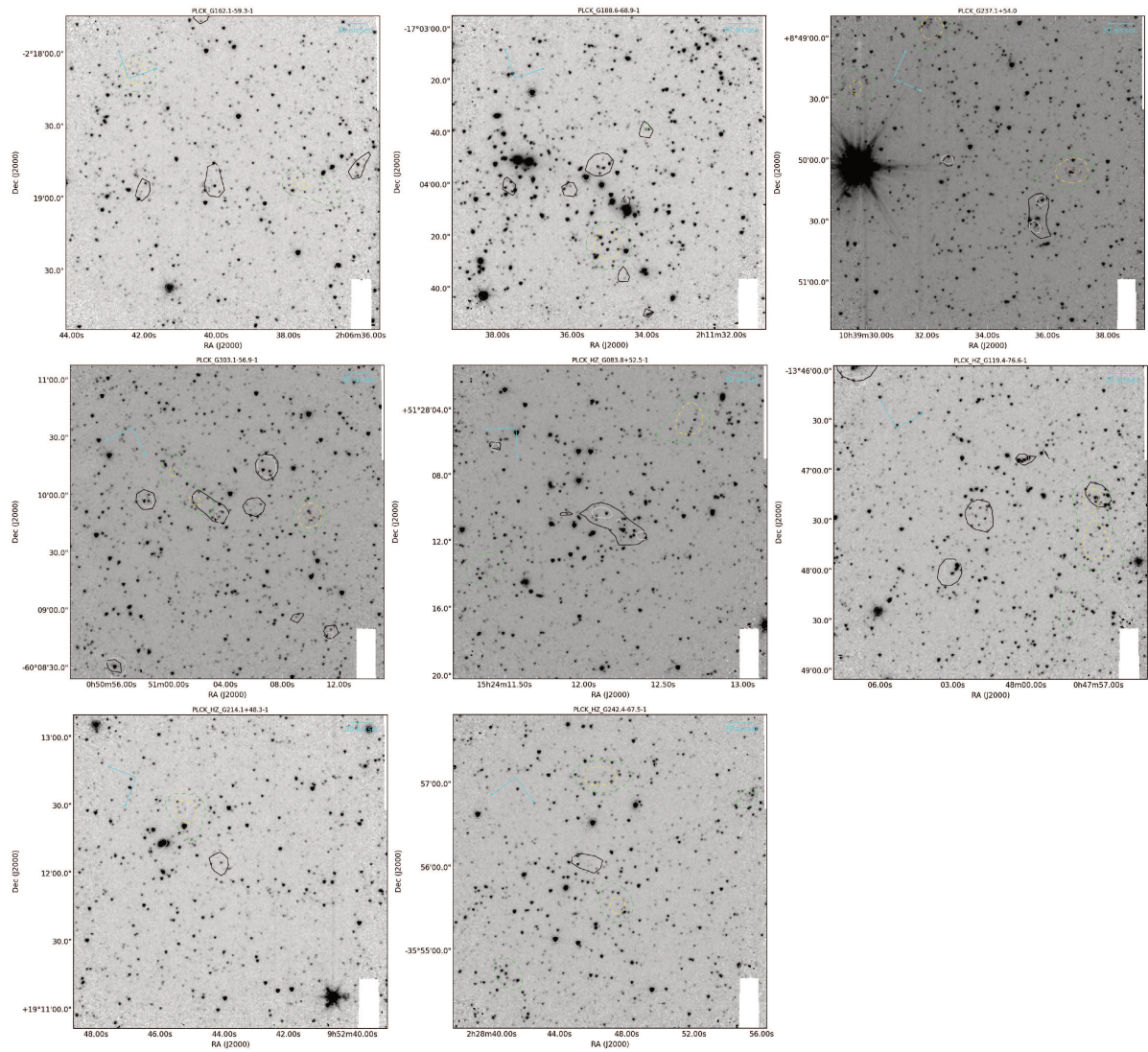


FIGURE C.8 – Même légende que Fig. C.1

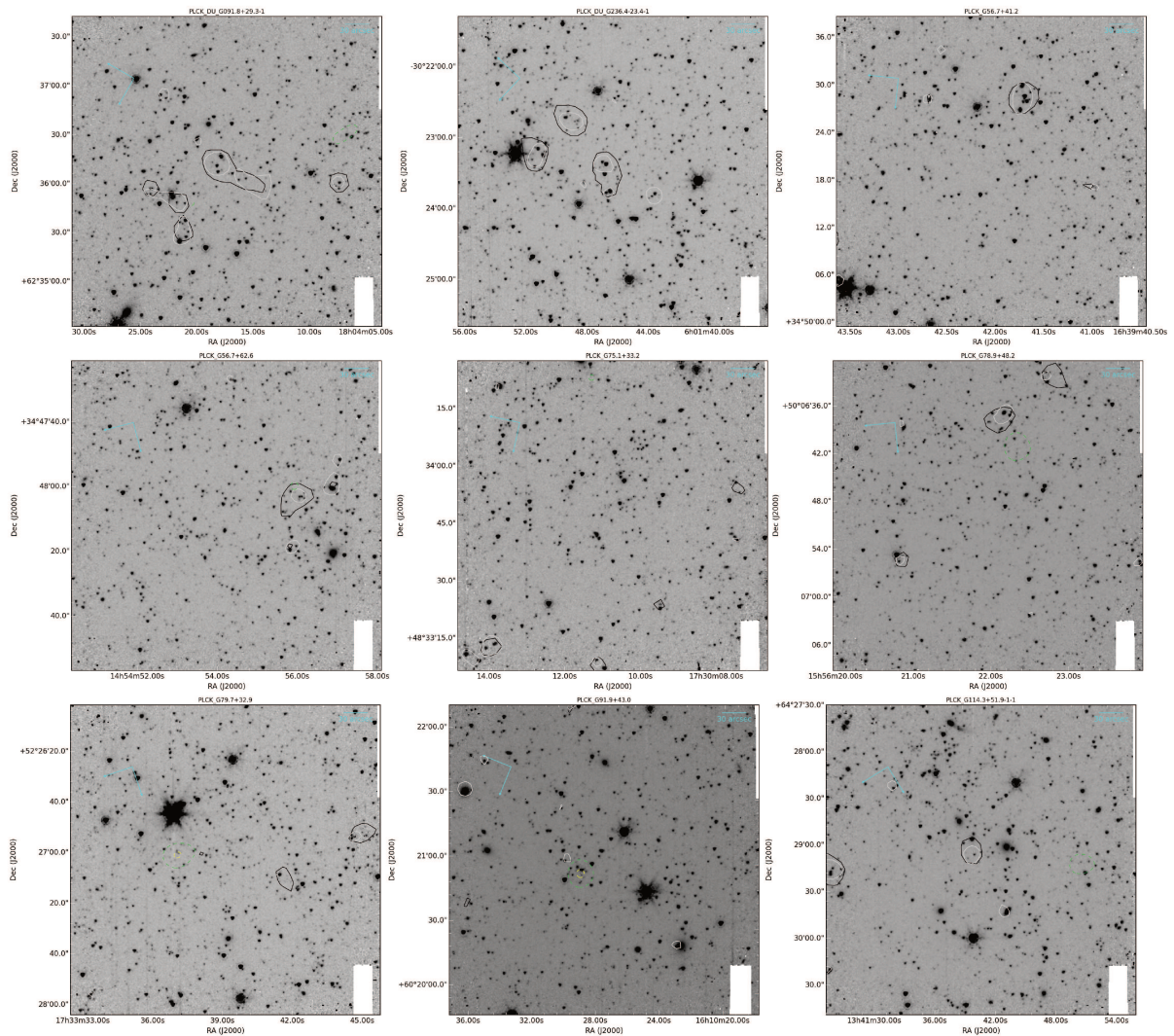


FIGURE C.9 – Même légende que Fig. C.1

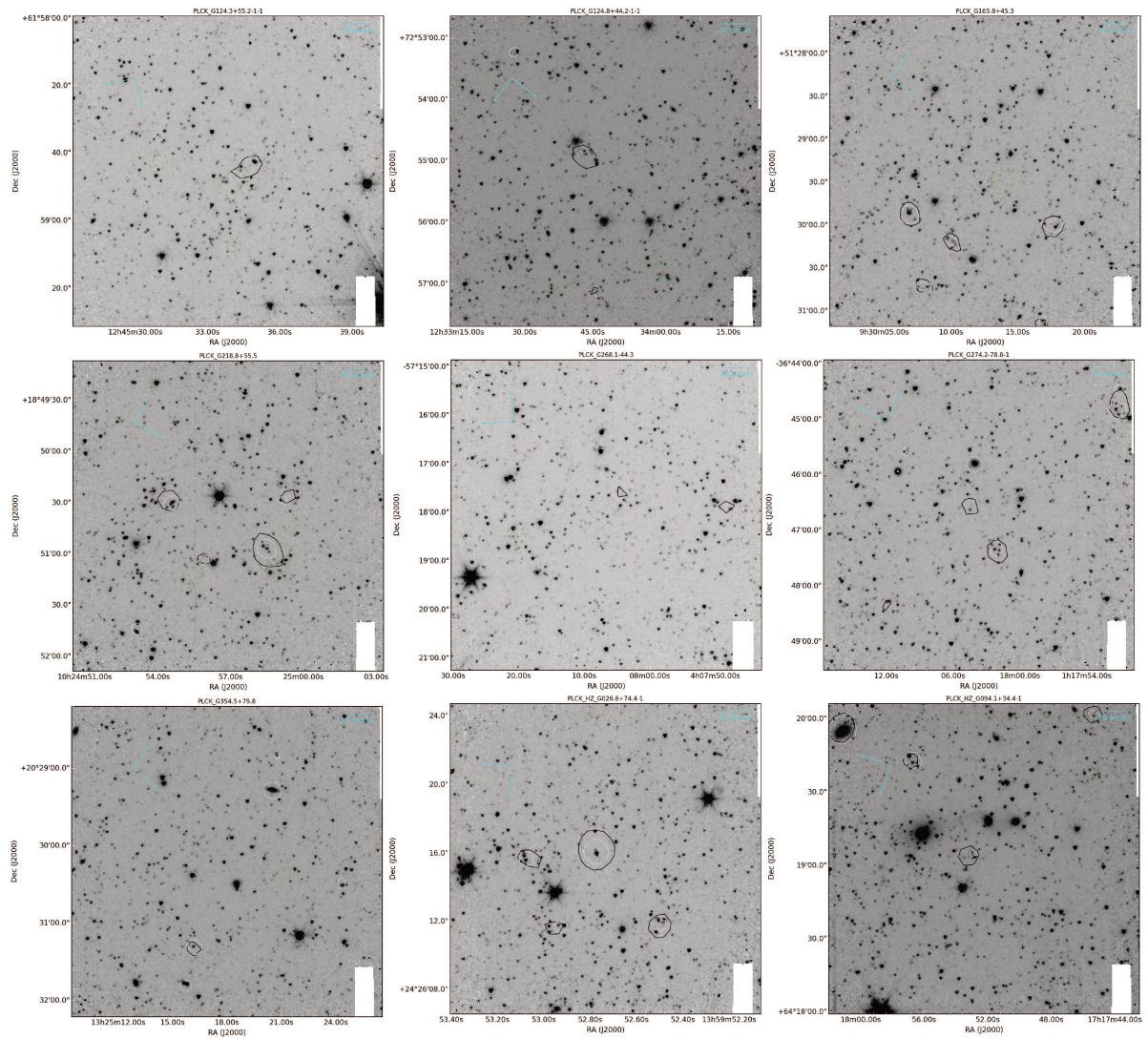


FIGURE C.10 – Même légende que Fig. C.1

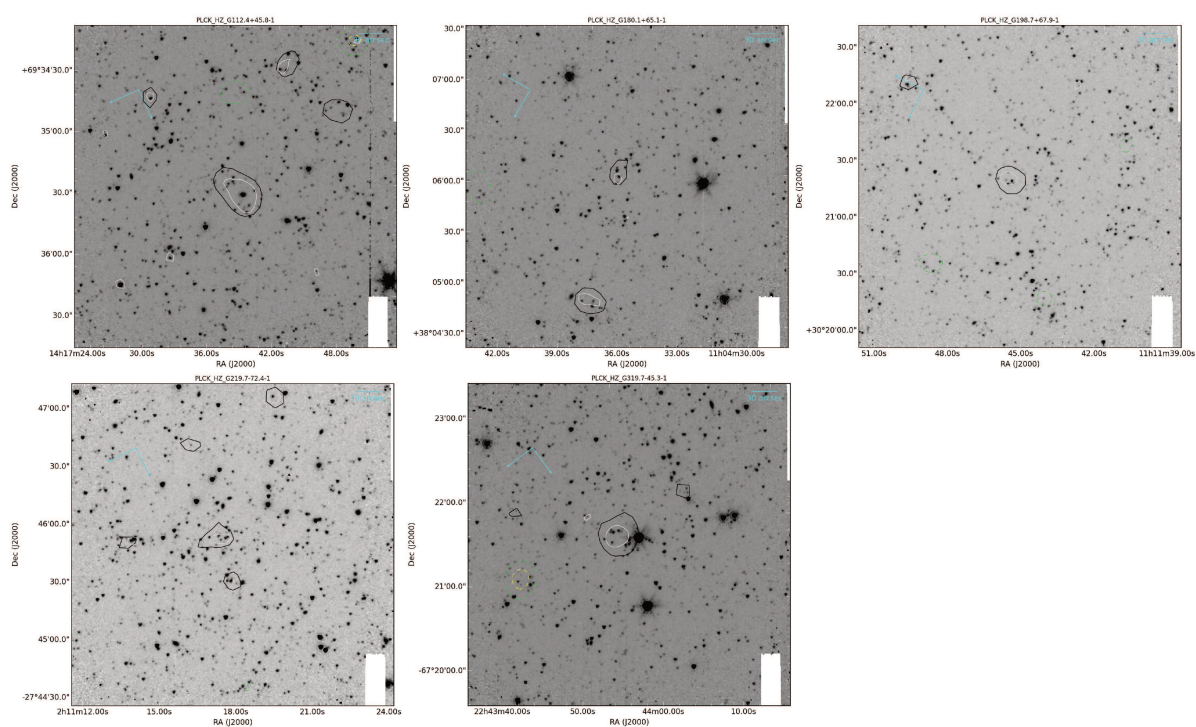


FIGURE C.11 – Même légende que Fig. C.1

## Annexe D

# Diagrammes couleur-magnitude des candidats de l'échantillon SPHerIC

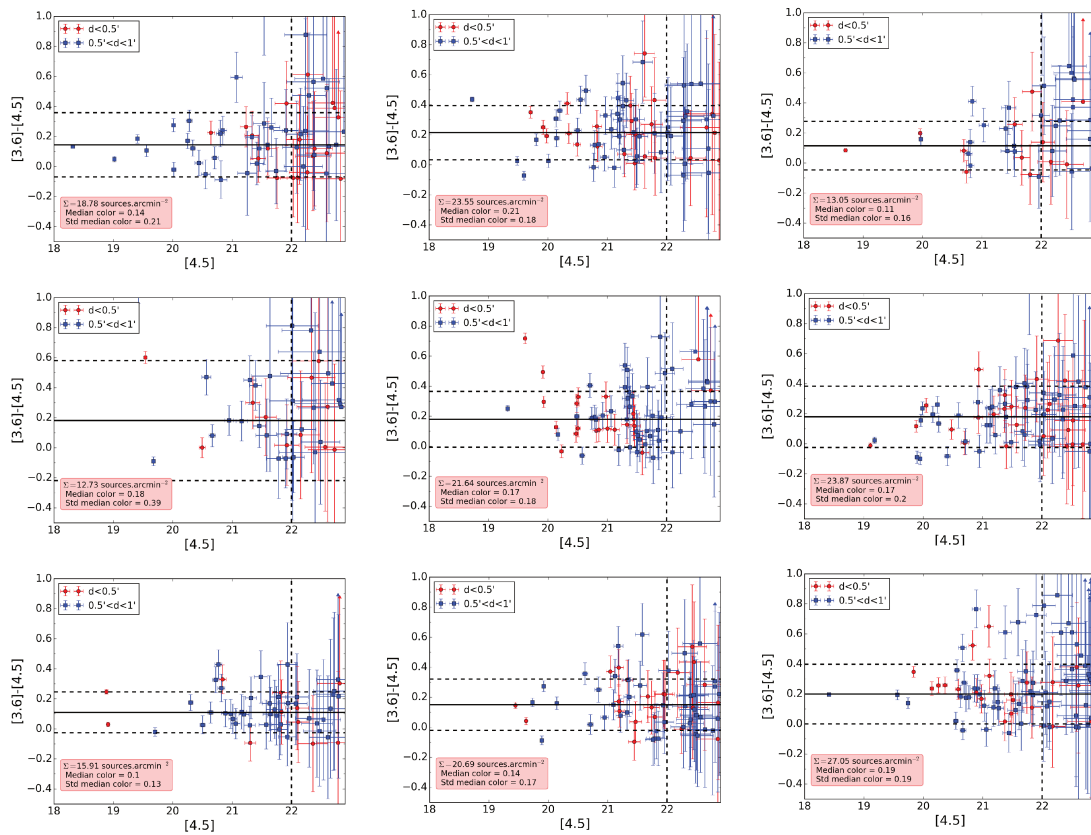


FIGURE D.1 – Diagrammes couleur-magnitude des candidats de l'échantillon SPHerIC. Seules les sources IRAC rouges sont considérées ici. Les points rouges correspondent aux sources à une distance angulaire  $d < 0.5'$  de l'émission SPIRE, les points bleus à celles à  $0.5' < d < 1'$ . Le trait plein noir indique la couleur médiane, et les traits pointillés noirs la déviation à  $\pm 1\sigma$ . Seules les sources ayant  $[4.5] < 22$  sont considérées pour calculer ces valeurs, pour éviter que les sources à la photométrie très incertaine biaisent l'estimation. Les flèches indiquent des limites inférieures. Est aussi indiquée la densité de sources IRAC rouges (encadré).

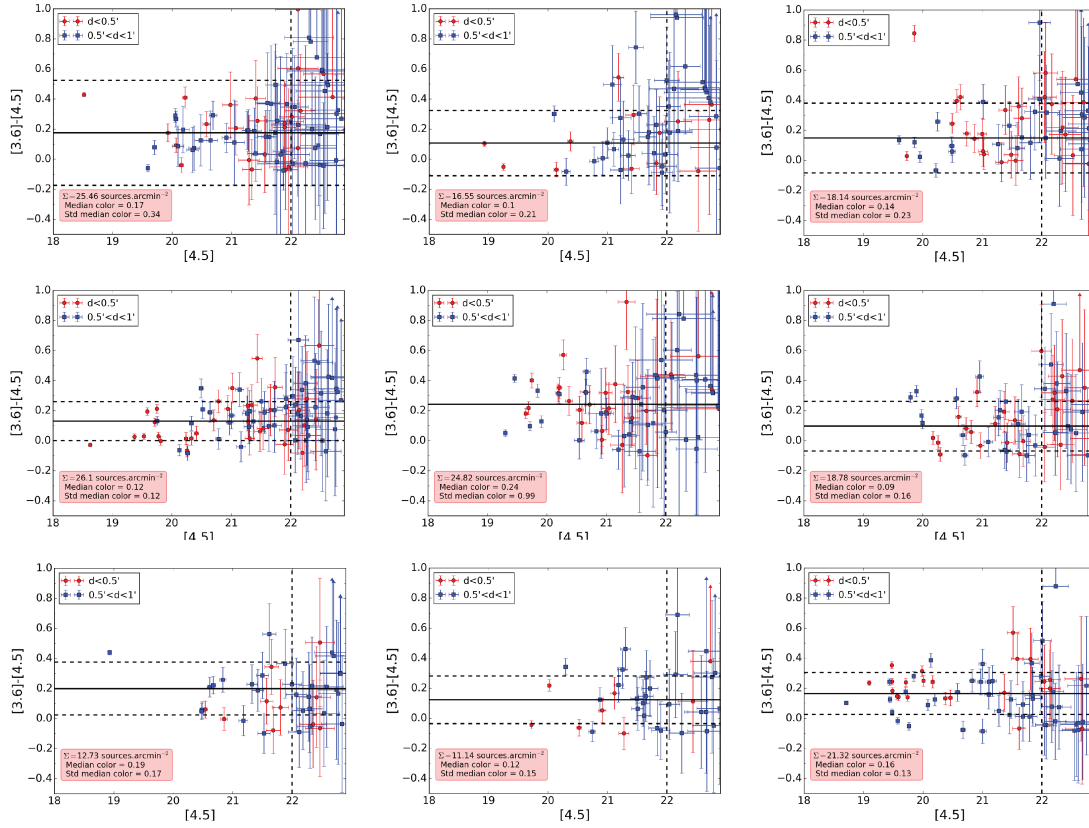


FIGURE D.2 – Même légende que Fig. D.1

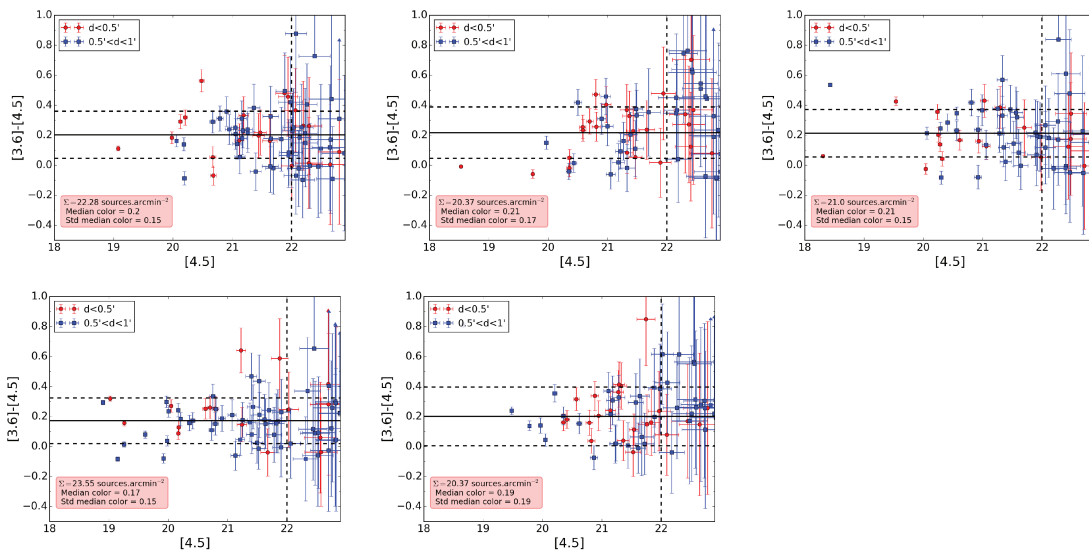


FIGURE D.3 – Même légende que Fig. D.1

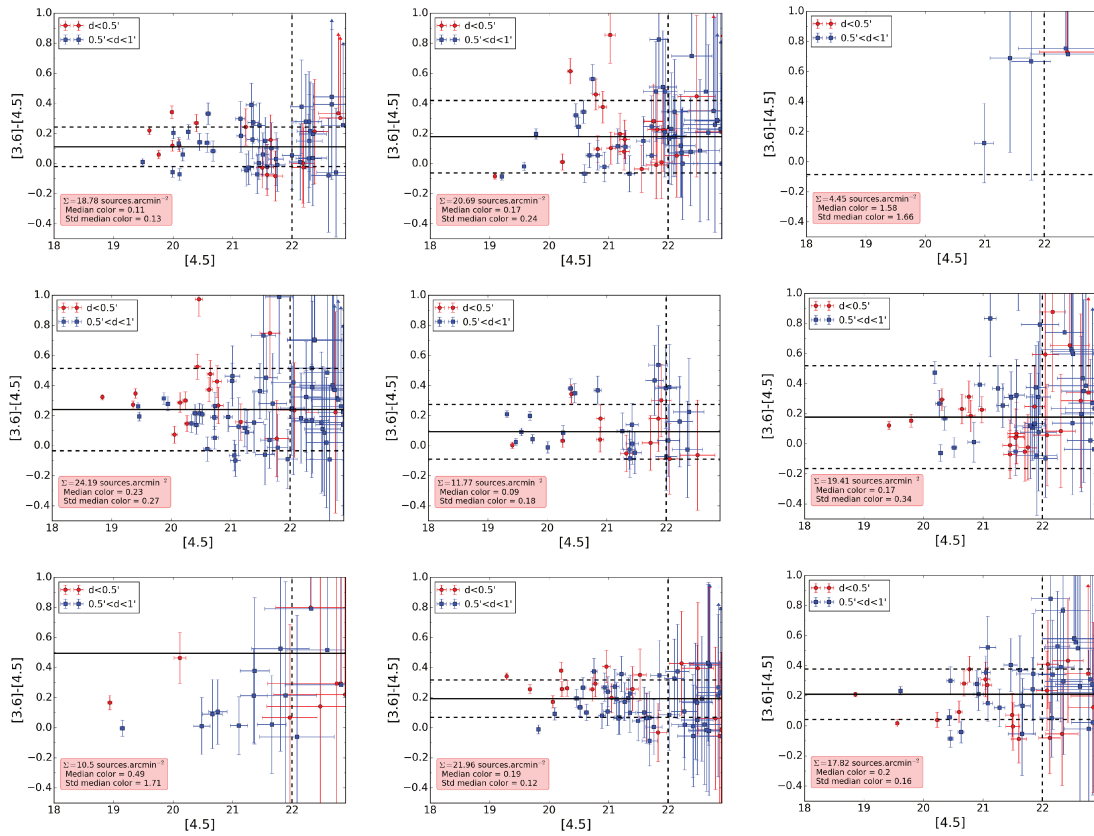


FIGURE D.4 – Même légende que Fig. D.1

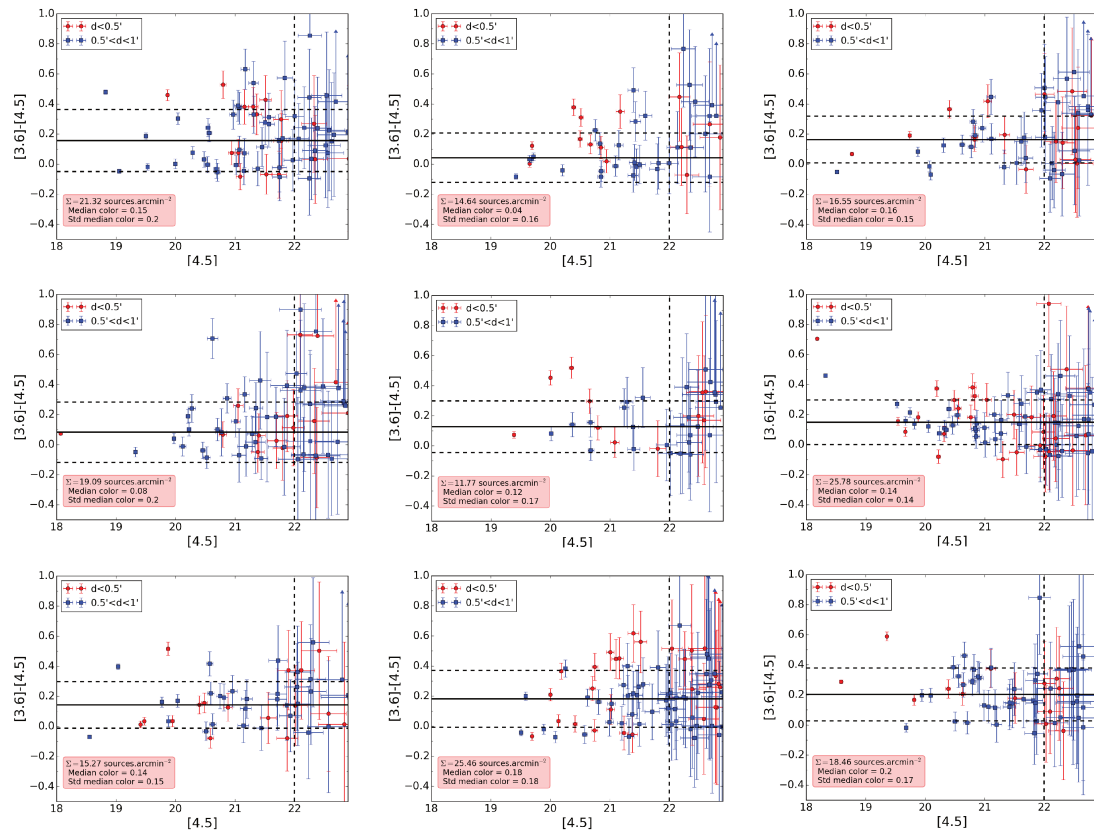


FIGURE D.5 – Même légende que Fig. D.1

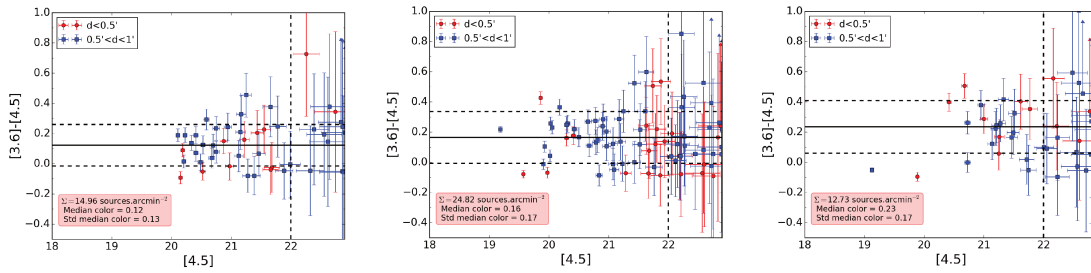


FIGURE D.6 – Même légende que Fig. D.1

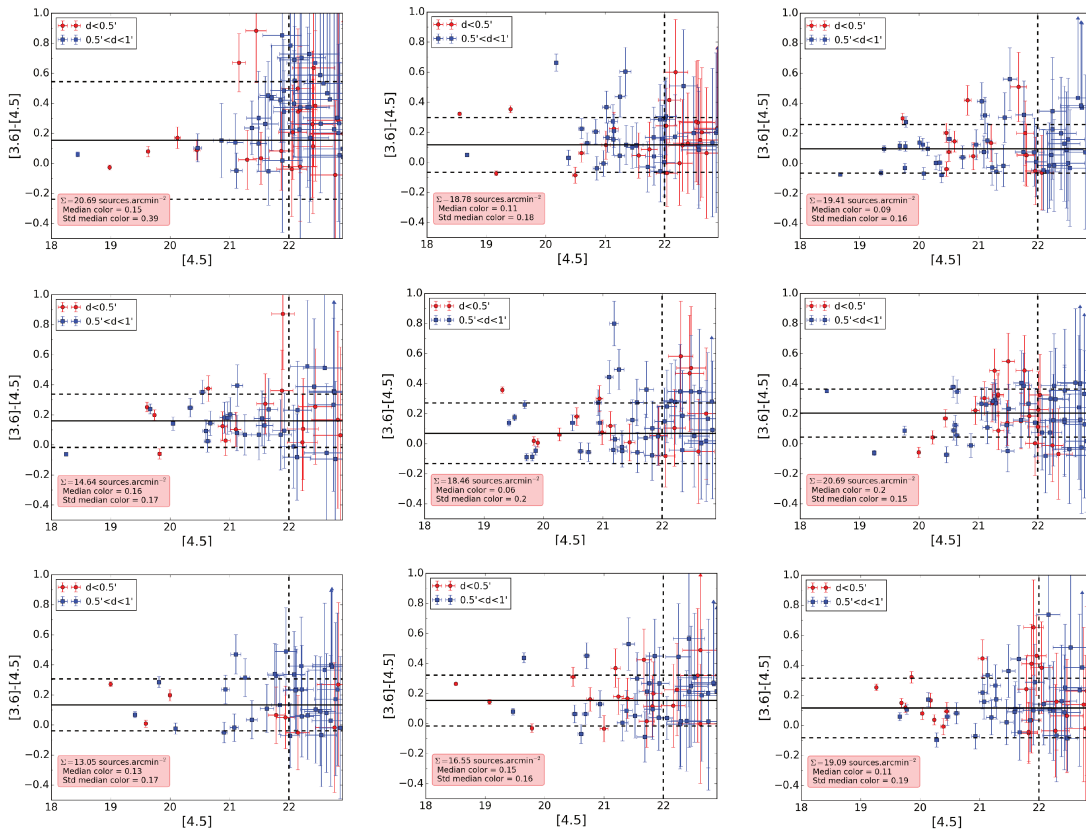


FIGURE D.7 – Même légende que Fig. D.1



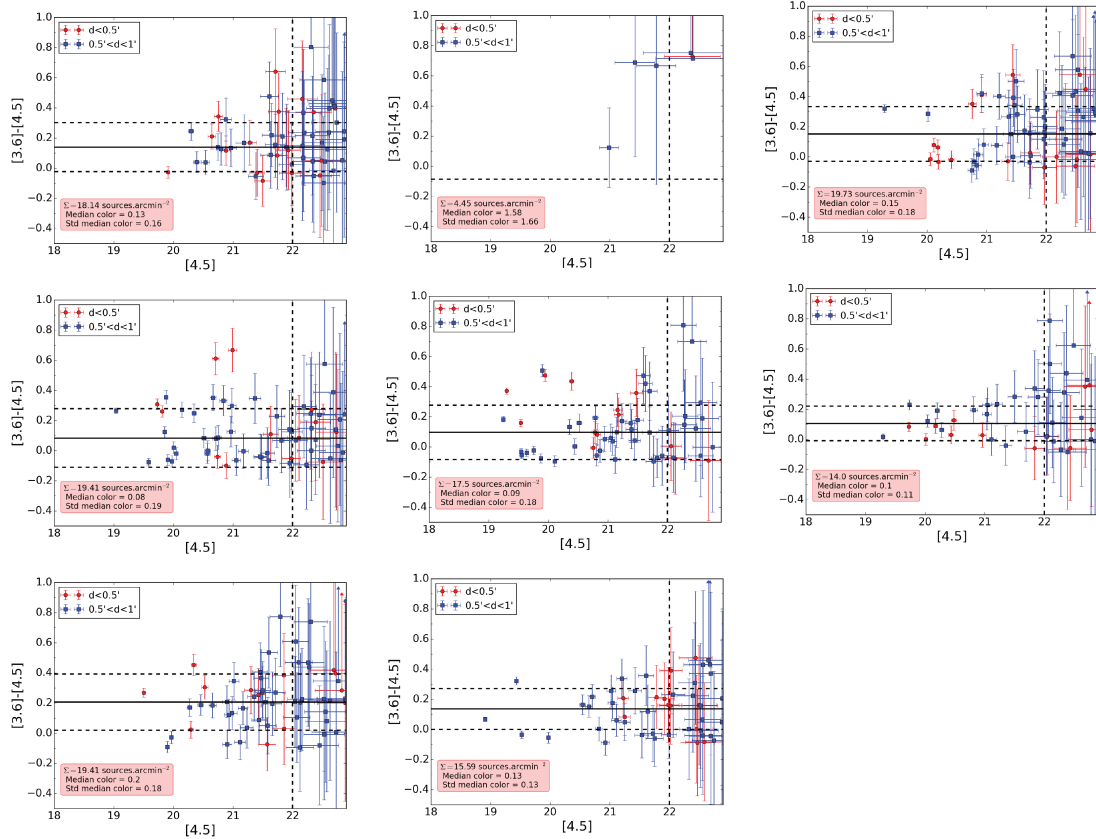


FIGURE D.8 – Même légende que Fig. D.1

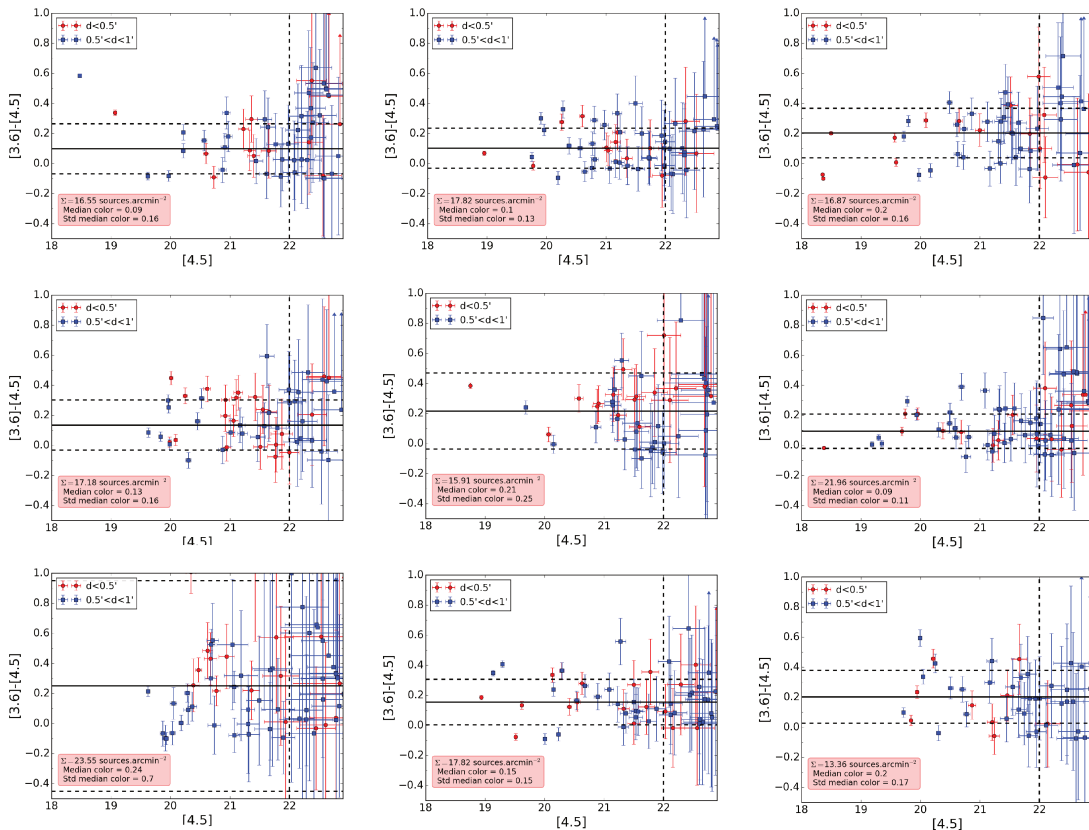


FIGURE D.9 – Même légende que Fig. D.1

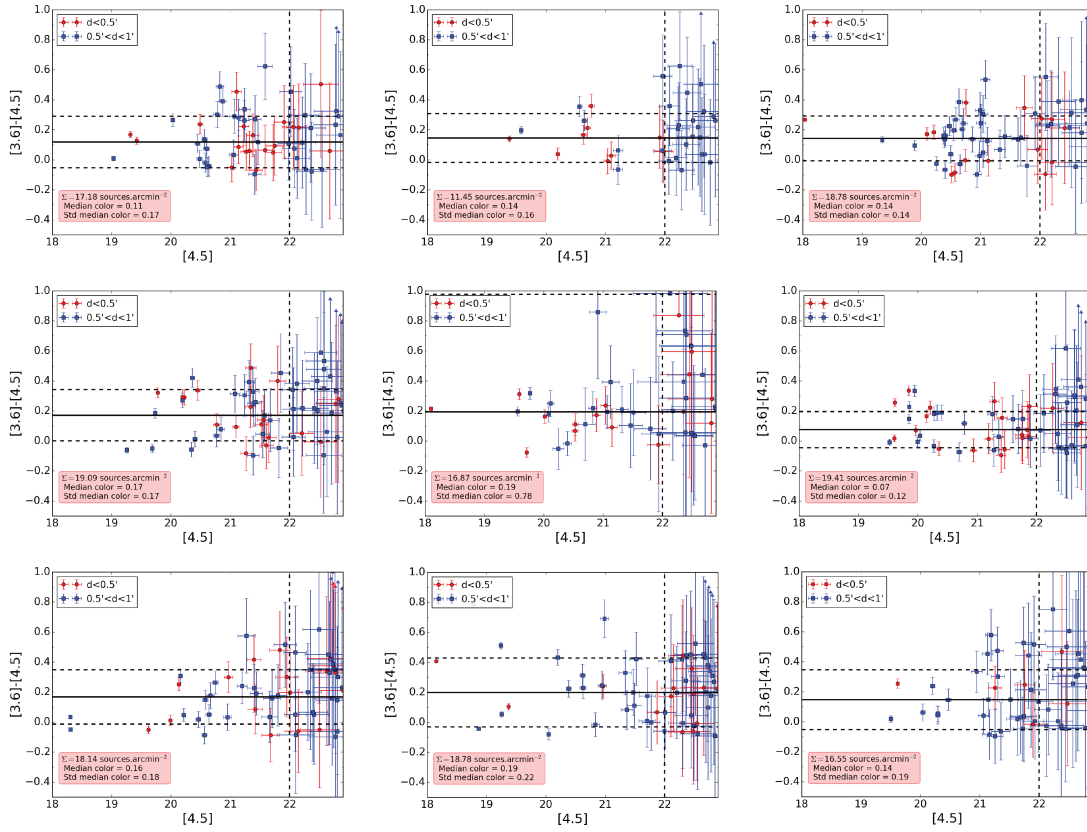


FIGURE D.10 – Même légende que Fig. D.1

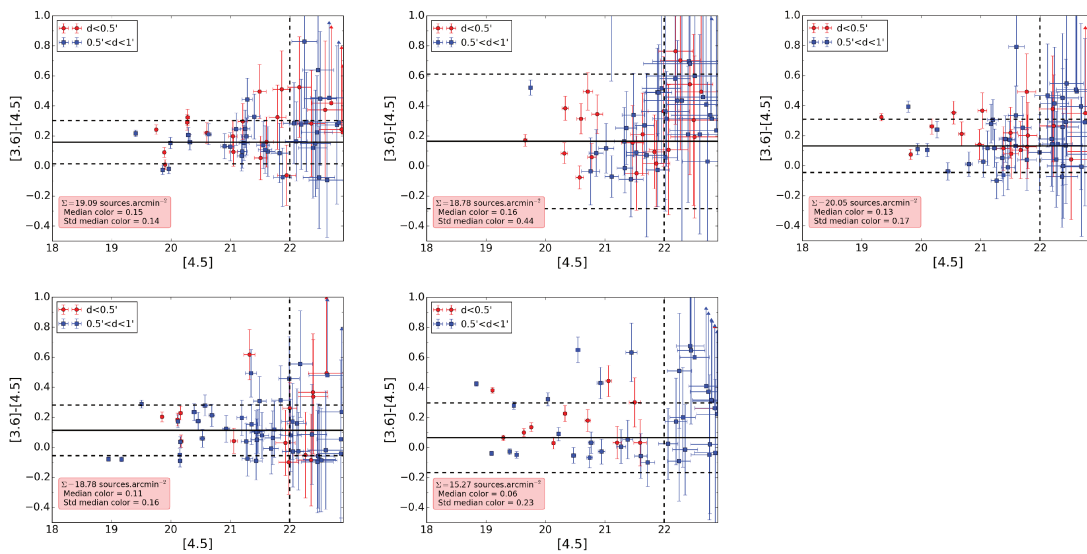


FIGURE D.11 – Même légende que Fig. D.1

# Bibliographie

- AIRY, G. B. (1835). « On the Diffraction of an Object-glass with Circular Aperture ». In : *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 5, p. 283.
- ALBERTS, S. et al. (2016). « Star Formation and AGN Activity in Galaxy Clusters from  $z=1-2$  : a Multi-Wavelength Analysis Featuring Herschel/PACS ». In : *ApJ* 825, 72, p. 72. DOI : [10.3847/0004-637X/825/1/72](https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/1/72). arXiv : [1604.03564](https://arxiv.org/abs/1604.03564).
- ANDREON, S. (2008). « The history of mass assembly of faint red galaxies in 28 galaxy clusters since  $z = 1.3$  ». In : *MNRAS* 386, p. 1045–1052. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2008.13100.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13100.x). arXiv : [0710.2737](https://arxiv.org/abs/0710.2737).
- ANDREON, S. et al. (2014). « JKCS 041 : a Coma cluster progenitor at  $z = 1.803$  ». In : *A&A* 565, A120, A120. DOI : [10.1051/0004-6361/201323077](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323077). arXiv : [1311.4361](https://arxiv.org/abs/1311.4361).
- ASHBY, M. L. N. et al. (2009). « The Spitzer Deep, Wide-field Survey ». In : *ApJ* 701, p. 428–453. DOI : [10.1088/0004-637X/701/1/428](https://doi.org/10.1088/0004-637X/701/1/428). arXiv : [0906.0024](https://arxiv.org/abs/0906.0024) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/0906.0024)].
- ASHBY, M. L. N. et al. (2013). « SEDS : The Spitzer Extended Deep Survey. Survey Design, Photometry, and Deep IRAC Source Counts ». In : *ApJ* 769, 80, p. 80. DOI : [10.1088/0004-637X/769/1/80](https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/1/80).
- BAARS, J. W. M. et al. (1987). « The IRAM 30-m millimeter radio telescope on Pico Veleta, Spain ». In : *A&A* 175, p. 319–326.
- BARMBY, P. et al. (2008). « A Catalog of Mid-Infrared Sources in the Extended Groth Strip ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 177, 431–445, p. 431–445. DOI : [10.1086/588583](https://doi.org/10.1086/588583). arXiv : [0803.0748](https://arxiv.org/abs/0803.0748).
- BAVOUZET, Nicolas (2008). « Infrared galaxies : spatial distribution, contribution to the extragalactic background and spectral energy distribution ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00363975>.
- BELL, E. F. (2003). « Estimating Star Formation Rates from Infrared and Radio Luminosities : The Origin of the Radio-Infrared Correlation ». In : *ApJ* 586, p. 794–813. DOI : [10.1086/367829](https://doi.org/10.1086/367829). eprint : [astro-ph/0212121](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212121).
- BERTA, S. et al. (2013). « Panchromatic spectral energy distributions of Herschel sources ». In : *A&A* 551, A100, A100. DOI : [10.1051/0004-6361/201220859](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220859). arXiv : [1301.4496](https://arxiv.org/abs/1301.4496).
- BERTIN, E. (2006). « Automatic Astrometric and Photometric Calibration with SCAMP ». In : *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*. Sous la dir. de C. GABRIEL et al. T. 351. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 112.
- BERTIN, E. et S. ARNOUITS (1996). « SExtractor : Software for source extraction. » In : *A&As* 117, p. 393–404. DOI : [10.1051/aas:1996164](https://doi.org/10.1051/aas:1996164).
- BERTIN, E. et al. (2002). « The TERAPIX Pipeline ». In : *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*. Sous la dir. de D. A. BOHLENDER, D. DURAND et T. H. HANDLEY. T. 281. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 228.
- BETHERMIN, Matthieu (2011). « Compter les galaxies infrarouges, raconter leur histoire : propriétés statistiques des galaxies infrarouges à grand redshift et origine du fond extragalactique infrarouge ». Thèse de doctorat dirigée par Dole, Hervé Astronomie et astrophysique Paris 11 2011. Thèse de doct. URL : <http://www.theses.fr/2011PA112120>.
- BLAKESLEE, J. P. et al. (2003). « Advanced Camera for Surveys Photometry of the Cluster RDCS 1252.9-2927 : The Color-Magnitude Relation at  $z = 1.24$  ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 596, p. L143–L146. DOI : [10.1086/379234](https://doi.org/10.1086/379234). eprint : [astro-ph/0309036](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309036).
- BLEEM, L. E. et al. (2015). « Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the 2500-Square-Degree SPT-SZ Survey ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 216, 27, p. 27. DOI : [10.1088/0067-0049/216/2/27](https://doi.org/10.1088/0067-0049/216/2/27). arXiv : [1409.0850](https://arxiv.org/abs/1409.0850).

- BLUMENTHAL, G. R. et al. (1984). « Formation of galaxies and large-scale structure with cold dark matter ». In : *Nature* 311, p. 517–525. DOI : [10.1038/311517a0](https://doi.org/10.1038/311517a0).
- BOTHWELL, M. S. et al. (2013). « A survey of molecular gas in luminous sub-millimetre galaxies ». In : *MNRAS* 429, p. 3047–3067. DOI : [10.1093/mnras/sts562](https://doi.org/10.1093/mnras/sts562). arXiv : [1205.1511](https://arxiv.org/abs/1205.1511).
- BOUWENS, R. et al. (2016). « ALMA Spectroscopic Survey in the Hubble Ultra Deep Field : The Infrared Excess of UV-selected  $z=2-10$  galaxies as a function of UV-continuum Slope and Stellar Mass ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1606.05280](https://arxiv.org/abs/1606.05280).
- BRINCHMANN, J. et al. (2004). « The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe ». In : *MNRAS* 351, p. 1151–1179. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07881.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07881.x). eprint : [astro-ph/0311060](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311060).
- BRODWIN, M. et al. (2012). « IDCS J1426.5+3508 : Sunyaev-Zel'dovich Measurement of a Massive Infrared-selected Cluster at  $z = 1.75$  ». In : *ApJ* 753, 162, p. 162. DOI : [10.1088/0004-637X/753/2/162](https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/2/162). arXiv : [1205.3787](https://arxiv.org/abs/1205.3787).
- BRODWIN, M. et al. (2013). « The Era of Star Formation in Galaxy Clusters ». In : *ApJ* 779, 138, p. 138. DOI : [10.1088/0004-637X/779/2/138](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/138). arXiv : [1310.6039](https://arxiv.org/abs/1310.6039).
- BRUZUAL, G. et S. CHARLOT (2003). « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 ». In : *MNRAS* 344, p. 1000–1028. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x). eprint : [astro-ph/0309134](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309134).
- CAÑAMERAS, R. et al. (2015). « Planck's dusty GEMS : The brightest gravitationally lensed galaxies discovered with the Planck all-sky survey ». In : *A&A* 581, A105, A105. DOI : [10.1051/0004-6361/201425128](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425128).
- CALZETTI, D., A. L. KINNEY et T. STORCHI-BERGMANN (1994). « Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : The ultraviolet and optical extinction law ». In : *ApJ* 429, p. 582–601. DOI : [10.1086/174346](https://doi.org/10.1086/174346).
- CALZETTI, D. et al. (2000). « The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies ». In : *ApJ* 533, p. 682–695. DOI : [10.1086/308692](https://doi.org/10.1086/308692). eprint : [astro-ph/9911459](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9911459).
- CAPAK, P. L. et al. (2011). « A massive protocluster of galaxies at a redshift of  $z \sim 5.3$  ». In : *Nature* 470, p. 233–235. DOI : [10.1038/nature09681](https://doi.org/10.1038/nature09681). arXiv : [1101.3586](https://arxiv.org/abs/1101.3586) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- CAPPELLARI, M. et al. (2011). « The ATLAS<sup>3D</sup> project - VII. A new look at the morphology of nearby galaxies : the kinematic morphology-density relation ». In : *MNRAS* 416, p. 1680–1696. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18600.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18600.x). arXiv : [1104.3545](https://arxiv.org/abs/1104.3545) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- CAPUTI, K. I. et al. (2006). « Linking Stellar Mass and Star Formation in Spitzer MIPS 24  $\mu\text{m}$  Galaxies ». In : *ApJ* 637, p. 727–740. DOI : [10.1086/498497](https://doi.org/10.1086/498497). eprint : [astro-ph/0510070](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510070).
- CAPUTI, K. I. et al. (2011). « The stellar mass function of the most-massive galaxies at  $3 < z < 5$  in the UKIDSS Ultra Deep Survey ». In : *MNRAS* 413, p. 162–176. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.18118.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18118.x). arXiv : [1008.5244](https://arxiv.org/abs/1008.5244).
- CARDOSO, J.-F. et al. (2008). « Component Separation With Flexible Models - Application to Multichannel Astrophysical Observations ». In : *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing* 2, p. 735–746. DOI : [10.1109/JSTSP.2008.2005346](https://doi.org/10.1109/JSTSP.2008.2005346).
- CARTER, M. et al. (2012). « The EMIR multi-band mm-wave receiver for the IRAM 30-m telescope ». In : *A&A* 538, A89, A89. DOI : [10.1051/0004-6361/201118452](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118452).
- CERULO, P. et al. (2016). « The accelerated build-up of the red sequence in high-redshift galaxy clusters ». In : *MNRAS* 457, p. 2209–2235. DOI : [10.1093/mnras/stw080](https://doi.org/10.1093/mnras/stw080). arXiv : [1601.07578](https://arxiv.org/abs/1601.07578).
- CHIANG, Y.-K., R. OVERZIER et K. GEBHARDT (2013). « Ancient Light from Young Cosmic Cities : Physical and Observational Signatures of Galaxy Proto-clusters ». In : *ApJ* 779, 127, p. 127. DOI : [10.1088/0004-637X/779/2/127](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/127). arXiv : [1310.2938](https://arxiv.org/abs/1310.2938).
- CID FERNANDES, R. et al. (2011). « A comprehensive classification of galaxies in the Sloan Digital Sky Survey : how to tell true from fake AGN? » In : *MNRAS* 413, p. 1687–1699. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18244.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18244.x). arXiv : [1012.4426](https://arxiv.org/abs/1012.4426).
- CLEMENTS, D. L. et al. (2014). « Herschel Multitiered Extragalactic Survey : clusters of dusty galaxies uncovered by Herschel and Planck ». In : *MNRAS* 439, p. 1193–1211. DOI : [10.1093/mnras/stt2253](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2253). arXiv : [1311.5758](https://arxiv.org/abs/1311.5758).

- DADDI, E. et al. (2004). « A New Photometric Technique for the Joint Selection of Star-forming and Passive Galaxies at  $1.4 < z < 2.5$  ». In : *ApJ* 617, p. 746–764. DOI : [10.1086/425569](https://doi.org/10.1086/425569). eprint : [astro-ph/0409041](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409041).
- DADDI, E. et al. (2007). « Multiwavelength Study of Massive Galaxies at  $z \sim 2$ . I. Star Formation and Galaxy Growth ». In : *ApJ* 670, p. 156–172. DOI : [10.1086/521818](https://doi.org/10.1086/521818). arXiv : [0705.2831](https://arxiv.org/abs/0705.2831).
- DADDI, E. et al. (2009). « Two Bright Submillimeter Galaxies in a  $z = 4.05$  Protocluster in Goods-North, and Accurate Radio-Infrared Photometric Redshifts ». In : *ApJ* 694, p. 1517–1538. DOI : [10.1088/0004-637X/694/2/1517](https://doi.org/10.1088/0004-637X/694/2/1517). arXiv : [0810.3108](https://arxiv.org/abs/0810.3108).
- DE GRAAUW, T. et al. (2010). « The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI) ». In : *A&A* 518, L6, p. L6. DOI : [10.1051/0004-6361/201014698](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014698).
- DE LUCIA, G. et al. (2006). « The formation history of elliptical galaxies ». In : *MNRAS* 366, p. 499–509. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2005.09879.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09879.x). eprint : [astro-ph/0509725](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509725).
- DE VAUCOULEURS, G. (1948). « Recherches sur les Nebuleuses Extragalactiques ». In : *Annales d'Astrophysique* 11, p. 247.
- DICKINSON, M. et al. (2003). « The Evolution of the Global Stellar Mass Density at  $0 < z < 3$  ». In : *ApJ* 587, p. 25–40. DOI : [10.1086/368111](https://doi.org/10.1086/368111). eprint : [astro-ph/0212242](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212242).
- DOLE, H., G. LAGACHE et J.-L. PUGET (2003). « Predictions for Cosmological Infrared Surveys from Space with the Multiband Imaging Photometer for SIRTf ». In : *ApJ* 585, p. 617–629. DOI : [10.1086/346130](https://doi.org/10.1086/346130). eprint : [astro-ph/0211312](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0211312).
- DOLE, H. et al. (2006). « The cosmic infrared background resolved by Spitzer. Contributions of mid-infrared galaxies to the far-infrared background ». In : *A&A* 451, p. 417–429. DOI : [10.1051/0004-6361:20054446](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054446). eprint : [astro-ph/0603208](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603208).
- DRESSLER, A. (1980). « Galaxy morphology in rich clusters - Implications for the formation and evolution of galaxies ». In : *ApJ* 236, p. 351–365. DOI : [10.1086/157753](https://doi.org/10.1086/157753).
- DRESSLER, A. et al. (1997). « Evolution since  $z = 0.5$  of the Morphology-Density Relation for Clusters of Galaxies ». In : *ApJ* 490, p. 577–591. eprint : [astro-ph/9707232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9707232).
- EGAMI, E. et al. (2010). « The Herschel Lensing Survey (HLS) : Overview ». In : *A&A* 518, L12, p. L12. DOI : [10.1051/0004-6361/201014696](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014696). arXiv : [1005.3820](https://arxiv.org/abs/1005.3820).
- EISENHAEUER, F. et al. (2003). « SINFONI - Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT ». In : *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Sous la dir. de M. IYE et A. F. M. MOORWOOD. T. 4841. Proceedings of the SPIE, p. 1548–1561. DOI : [10.1117/12.459468](https://doi.org/10.1117/12.459468). eprint : [astro-ph/0306191](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306191).
- ELBAZ, D. et al. (2007). « The reversal of the star formation-density relation in the distant universe ». In : *A&A* 468, p. 33–48. DOI : [10.1051/0004-6361:20077525](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077525). eprint : [astro-ph/0703653](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703653).
- ELBAZ, D. et al. (2011). « GOODS-Herschel : an infrared main sequence for star-forming galaxies ». In : *A&A* 533, A119, A119. DOI : [10.1051/0004-6361/201117239](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117239). arXiv : [1105.2537](https://arxiv.org/abs/1105.2537).
- ELLINGSON, E. et al. (2001). « The Evolution of Population Gradients in Galaxy Clusters : The Butcher-Oemler Effect and Cluster Infall ». In : *ApJ* 547, p. 609–622. DOI : [10.1086/318423](https://doi.org/10.1086/318423). eprint : [astro-ph/0010141](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010141).
- ENAS, Gregory G. et Sung C. CHOI (1986). « Choice of the smoothing parameter and efficiency of k-nearest neighbor classification ». In : *Computers And Mathematics with Applications* 12.2, p. 235–244. ISSN : 0898-1221. DOI : [http://dx.doi.org/10.1016/0898-1221\(86\)90076-3](http://dx.doi.org/10.1016/0898-1221(86)90076-3). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0898122186900763>.
- FARRAH, D. et al. (2002). « Submillimetre observations of hyperluminous infrared galaxies ». In : *MNRAS* 335, p. 1163–1175. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2002.05698.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05698.x). eprint : [astro-ph/0205422](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0205422).
- FASSBENDER, R. et al. (2011). « The X-ray luminous galaxy cluster XMMU J1007.4+1237 at  $z = 1.56$ . The dawn of starburst activity in cluster cores ». In : *A&A* 527, L10, p. L10. DOI : [10.1051/0004-6361/201016169](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016169). arXiv : [1101.3313](https://arxiv.org/abs/1101.3313).
- FAZIO, G. G. et al. (2004a). « Number Counts at  $3 \mu\text{m} < \lambda < 10 \mu\text{m}$  from the Spitzer Space Telescope ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 154, p. 39–43. DOI : [10.1086/422585](https://doi.org/10.1086/422585). eprint : [astro-ph/0405595](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405595).

- FAZIO, G. G. et al. (2004b). « The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 154, p. 10–17. DOI : [10.1086/422843](https://doi.org/10.1086/422843). eprint : [astro-ph/0405616](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405616).
- FERDOSI, B. J. et al. (2011). « Comparison of density estimation methods for astronomical datasets ». In : *A&A* 531, A114, A114. DOI : [10.1051/0004-6361/201116878](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116878).
- FLORES-CACHO, I. et al. (2016). « Multi-wavelength characterisation of  $z \sim 2$  clustered, dusty star-forming galaxies discovered by Planck ». In : *A&A* 585, A54, A54. DOI : [10.1051/0004-6361/201425226](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425226). arXiv : [1510.01585](https://arxiv.org/abs/1510.01585).
- FRANX, M. et al. (2003). « A Significant Population of Red, Near-Infrared-selected High-Redshift Galaxies ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 587, p. L79–L82. DOI : [10.1086/375155](https://doi.org/10.1086/375155). eprint : [astro-ph/0303163](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0303163).
- GAO, Y. et P. M. SOLOMON (2004). « The Star Formation Rate and Dense Molecular Gas in Galaxies ». In : *ApJ* 606, p. 271–290. DOI : [10.1086/382999](https://doi.org/10.1086/382999). eprint : [astro-ph/0310339](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310339).
- GAWISER, E. et al. (2006). « The Multiwavelength Survey by Yale-Chile (MUSYC) : Survey Design and Deep Public UBVRIz' Images and Catalogs of the Extended Hubble Deep Field-South ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 162, p. 1–19. DOI : [10.1086/497644](https://doi.org/10.1086/497644). eprint : [astro-ph/0509202](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509202).
- GENZEL, R. et al. (2010). « A study of the gas-star formation relation over cosmic time ». In : *MNRAS* 407, p. 2091–2108. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.16969.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16969.x). arXiv : [1003.5180](https://arxiv.org/abs/1003.5180).
- GLADDERS, M. D. et H. K. C. YEE (2000). « A New Method For Galaxy Cluster Detection. I. The Algorithm ». In : *AJ* 120, p. 2148–2162. DOI : [10.1086/301557](https://doi.org/10.1086/301557). eprint : [astro-ph/0004092](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0004092).
- GOBAT, R. et al. (2011). « A mature cluster with X-ray emission at  $z = 2.07$  ». In : *A&A* 526, A133, A133. DOI : [10.1051/0004-6361/201016084](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016084). arXiv : [1011.1837](https://arxiv.org/abs/1011.1837).
- GÓMEZ, P. L. et al. (2003). « Galaxy Star Formation as a Function of Environment in the Early Data Release of the Sloan Digital Sky Survey ». In : *ApJ* 584, p. 210–227. DOI : [10.1086/345593](https://doi.org/10.1086/345593). eprint : [astro-ph/0210193](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210193).
- GOTO, T. et al. (2003). « The morphology-density relation in the Sloan Digital Sky Survey ». In : *MNRAS* 346, p. 601–614. DOI : [10.1046/j.1365-2966.2003.07114.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-2966.2003.07114.x). eprint : [astro-ph/0312043](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312043).
- GREVE, T. R. et al. (2012). « Submillimeter Observations of Millimeter Bright Galaxies Discovered by the South Pole Telescope ». In : *ApJ* 756, 101, p. 101. DOI : [10.1088/0004-637X/756/1/101](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/1/101). arXiv : [1206.4550](https://arxiv.org/abs/1206.4550).
- GRIFFIN, M. J. et al. (2010). « The Herschel-SPIRE instrument and its in-flight performance ». In : *A&A* 518, L3, p. L3. DOI : [10.1051/0004-6361/201014519](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014519). arXiv : [1005.5123](https://arxiv.org/abs/1005.5123) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).IM].
- GRÜTZBAUCH, R. et al. (2011). « The relationship between star formation rates, local density and stellar mass up to  $z = 3$  in the GOODS NICMOS Survey ». In : *MNRAS* 418, p. 938–948. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.19559.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19559.x). arXiv : [1108.0402](https://arxiv.org/abs/1108.0402).
- GUERY, David (2015). « Statistical study of high redshift sources observed by Planck and Herschel satellites ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01262699>.
- GUNN, J. E. et J. R. GOTT III (1972). « On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution ». In : *ApJ* 176, p. 1. DOI : [10.1086/151605](https://doi.org/10.1086/151605).
- HASHIMOTO, Y. et al. (1998). « The Influence of Environment on the Star Formation Rates of Galaxies ». In : *ApJ* 499, p. 589–599. eprint : [astro-ph/9712319](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9712319).
- HASSELFIELD, M. et al. (2013). « The Atacama Cosmology Telescope : Sunyaev-Zel'dovich selected galaxy clusters at 148 GHz from three seasons of data ». In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 7, 008, p. 008. DOI : [10.1088/1475-7516/2013/07/008](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/07/008). arXiv : [1301.0816](https://arxiv.org/abs/1301.0816) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).CO].
- HATCH, N. A. et al. (2011a). « Galaxy protocluster candidates around  $z = 2.4$  radio galaxies ». In : *MNRAS* 410, p. 1537–1549. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.17538.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17538.x). arXiv : [1008.4588](https://arxiv.org/abs/1008.4588).
- HATCH, N. A. et al. (2011b). « H $\alpha$  emitters in  $z = 2$  protoclusters : evidence for faster evolution in dense environments ». In : *MNRAS* 415, p. 2993–3005. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18735.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18735.x). arXiv : [1103.4364](https://arxiv.org/abs/1103.4364).
- HATCH, N. A. et al. (2014). « Why  $z \gtrsim 1$  radio-loud galaxies are commonly located in protoclusters ». In : *MNRAS* 445, p. 280–289. DOI : [10.1093/mnras/stu1725](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1725). arXiv : [1409.1218](https://arxiv.org/abs/1409.1218).

- HATCH, N. A. et al. (2016). « The structure and evolution of a forming galaxy cluster at  $z = 1.62$  ». In : *MNRAS* 459, p. 387–401. DOI : [10.1093/mnras/stw602](https://doi.org/10.1093/mnras/stw602). arXiv : [1603.03774](https://arxiv.org/abs/1603.03774).
- HAYASHI, M. et al. (2010). « High star formation activity in the central region of a distant cluster at  $z = 1.46$  ». In : *MNRAS* 402, p. 1980–1990. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.16026.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.16026.x). arXiv : [0911.2530](https://arxiv.org/abs/0911.2530).
- HAYASHI, M. et al. (2012). « A Starbursting Proto-cluster in Making Associated with a Radio Galaxy at  $z = 2.53$  Discovered by  $H\alpha$  Imaging ». In : *ApJ* 757, 15, p. 15. DOI : [10.1088/0004-637X/757/1/15](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/15). arXiv : [1207.2614](https://arxiv.org/abs/1207.2614).
- HILTON, M. et al. (2010). « The XMM Cluster Survey : Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies in XMMXCS J2215.9-1738 at  $z = 1.46$  ». In : *ApJ* 718, p. 133–147. DOI : [10.1088/0004-637X/718/1/133](https://doi.org/10.1088/0004-637X/718/1/133). arXiv : [1005.4692](https://arxiv.org/abs/1005.4692).
- HOGG, D. W. et E. L. TURNER (1998). « A Maximum Likelihood Method to Improve Faint-Source Flux and Color Estimates ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 110, p. 727–731. DOI : [10.1086/316173](https://doi.org/10.1086/316173). eprint : [astro-ph/9711154](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9711154).
- HOGG, D. W. et al. (2004). « The Dependence on Environment of the Color-Magnitude Relation of Galaxies ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 601, p. L29–L32. DOI : [10.1086/381749](https://doi.org/10.1086/381749). eprint : [astro-ph/0307336](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0307336).
- HOLWERDA, B. W. (2005). « Source Extractor for Dummies v5 ». In : *ArXiv Astrophysics e-prints*. eprint : [astro-ph/0512139](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512139).
- HORA, J. L. et al. (2004). « In-flight performance and calibration of the Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope ». In : *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes*. Sous la dir. de J. C. MATHER. T. 5487, p. 77–92. DOI : [10.1117/12.550744](https://doi.org/10.1117/12.550744). eprint : [astro-ph/0407151](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407151).
- HOUCK, J. R. et al. (2004). « The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 154, p. 18–24. DOI : [10.1086/423134](https://doi.org/10.1086/423134). eprint : [astro-ph/0406167](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406167).
- HWANG, H. S. et al. (2010). « Evolution of dust temperature of galaxies through cosmic time as seen by Herschel ». In : *MNRAS* 409, p. 75–82. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.17645.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17645.x). arXiv : [1009.1058](https://arxiv.org/abs/1009.1058).
- ILBERT, O. et al. (2009). « Cosmos Photometric Redshifts with 30-Bands for 2-deg<sup>2</sup> ». In : *ApJ* 690, p. 1236–1249. DOI : [10.1088/0004-637X/690/2/1236](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/2/1236). arXiv : [0809.2101](https://arxiv.org/abs/0809.2101).
- ILBERT, O. et al. (2013). « Mass assembly in quiescent and star-forming galaxies since  $z = 4$  from Ultra-VISTA ». In : *A&A* 556, A55, A55. DOI : [10.1051/0004-6361/201321100](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321100). arXiv : [1301.3157](https://arxiv.org/abs/1301.3157).
- JOHN, T. L. (1988). « Continuous absorption by the negative hydrogen ion reconsidered ». In : *A&A* 193, p. 189–192.
- JØRGENSEN, I. et al. (2006). « The Fundamental Plane for  $z = 0.8-0.9$  Cluster Galaxies ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 639, p. L9–L12. DOI : [10.1086/501348](https://doi.org/10.1086/501348). eprint : [astro-ph/0601403](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601403).
- KARIM, A. et al. (2011). « The Star Formation History of Mass-selected Galaxies in the COSMOS Field ». In : *ApJ* 730, 61, p. 61. DOI : [10.1088/0004-637X/730/2/61](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/2/61). arXiv : [1011.6370](https://arxiv.org/abs/1011.6370).
- KAUFFMANN, G. et al. (2003). « Stellar masses and star formation histories for 10<sup>5</sup> galaxies from the Sloan Digital Sky Survey ». In : *MNRAS* 341, p. 33–53. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06291.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06291.x). eprint : [astro-ph/0204055](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0204055).
- KAUFFMANN, G. et al. (2004). « The environmental dependence of the relations between stellar mass, structure, star formation and nuclear activity in galaxies ». In : *MNRAS* 353, p. 713–731. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.08117.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08117.x). eprint : [astro-ph/0402030](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402030).
- KENNICUTT Jr., R. C. (1998). « Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 36, p. 189–232. DOI : [10.1146/annurev.astro.36.1.189](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.36.1.189). eprint : [astro-ph/9807187](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9807187).
- KENNICUTT Jr., R. C. et al. (2009). « Dust-corrected Star Formation Rates of Galaxies. I. Combinations of  $H\alpha$  and Infrared Tracers ». In : *ApJ* 703, 1672-1695, p. 1672–1695. DOI : [10.1088/0004-637X/703/2/1672](https://doi.org/10.1088/0004-637X/703/2/1672). arXiv : [0908.0203](https://arxiv.org/abs/0908.0203) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph.CO)].

- KNEISSL, R. (2016). « ALMA observation of high- $z$  extreme star-forming environments discovered by Planck/Herschel ». In : *EAS Publications Series*. T. 75. EAS Publications Series, p. 57–60. DOI : [10.1051/eas/1575009](https://doi.org/10.1051/eas/1575009).
- KODAMA, T. et al. (1998). « Evolution of the colour-magnitude relation of early-type galaxies in distant clusters ». In : *A&A* 334, p. 99–109. eprint : [astro-ph/9802245](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802245).
- KODAMA, T. et al. (2007). « The first appearance of the red sequence of galaxies in proto-clusters at  $2 < z < 3$  ». In : *MNRAS* 377, p. 1717–1725. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.11739.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11739.x). eprint : [astro-ph/0703382](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703382).
- KOYAMA, Y. et al. (2013a). « Massive starburst galaxies in a  $z = 2.16$  proto-cluster unveiled by panoramic  $H\alpha$  mapping ». In : *MNRAS* 428, p. 1551–1564. DOI : [10.1093/mnras/sts133](https://doi.org/10.1093/mnras/sts133). arXiv : [1210.0972](https://arxiv.org/abs/1210.0972).
- KOYAMA, Y. et al. (2013b). « On the evolution and environmental dependence of the star formation rate versus stellar mass relation since  $z = 2$  ». In : *MNRAS* 434, p. 423–436. DOI : [10.1093/mnras/stt1035](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1035). arXiv : [1302.5315](https://arxiv.org/abs/1302.5315).
- KRON, R. G. (1980). « Photometry of a complete sample of faint galaxies ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 43, p. 305–325. DOI : [10.1086/190669](https://doi.org/10.1086/190669).
- KURK, J. D. et al. (2000). « A Search for clusters at high redshift. I. Candidate Ly $\alpha$  emitters near 1138–262 at  $z=2.2$  ». In : *A&A* 358, p. L1–L4. eprint : [astro-ph/0005058](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0005058).
- LABEYRIE, A. (1970). « Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images ». In : *A&A* 6, p. 85.
- LACY, M. et al. (2005). « The Infrared Array Camera Component of the Spitzer Space Telescope Extragalactic First Look Survey ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 161, p. 41–52. DOI : [10.1086/432894](https://doi.org/10.1086/432894). eprint : [astro-ph/0507143](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507143).
- LAMARRE, J.-M. et al. (2010). « Planck pre-launch status : The HFI instrument, from specification to actual performance ». In : *A&A* 520, A9. DOI : [10.1051/0004-6361/200912975](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912975). URL : <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912975>.
- LAWRENCE, A. et al. (2007). « The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS) ». In : *MNRAS* 379, p. 1599–1617. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x). eprint : [astro-ph/0604426](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604426).
- LEMAUX, B. C. et al. (2014). « VIMOS Ultra-Deep Survey (VUDS) : Witnessing the assembly of a massive cluster at  $z \sim 3.3$  ». In : *A&A* 572, A41, A41. DOI : [10.1051/0004-6361/201423828](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423828). arXiv : [1403.4230](https://arxiv.org/abs/1403.4230).
- MADAU, P. et M. DICKINSON (2014). « Cosmic Star-Formation History ». In : *ARA&A* 52, p. 415–486. DOI : [10.1146/annurev-astro-081811-125615](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125615). arXiv : [1403.0007](https://arxiv.org/abs/1403.0007).
- MARTINEZ-MANSO, J. et al. (2015). « The Spitzer South Pole Telescope Deep-Field Survey : linking galaxies and haloes at  $z = 1.5$  ». In : *MNRAS* 446, p. 169–194. DOI : [10.1093/mnras/stu1998](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1998). arXiv : [1404.2930](https://arxiv.org/abs/1404.2930).
- MCLEAN, I. S. et al. (2010). « Design and development of MOSFIRE : the multi-object spectrometer for infrared exploration at the Keck Observatory ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*. T. 7735. Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers. 77351E–77351E–12. DOI : [10.1117/12.856715](https://doi.org/10.1117/12.856715).
- MCLEAN, I. S. et al. (2012). « MOSFIRE, the multi-object spectrometer for infra-red exploration at the Keck Observatory ». In : *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*. T. 8446. Proceedings of the Society of Photo-optical Instrumentation Engineers. 84460J. DOI : [10.1117/12.924794](https://doi.org/10.1117/12.924794).
- MEI, S. et al. (2006). « Evolution of the Color-Magnitude Relation in High-Redshift Clusters : Early-Type Galaxies in the Lynx Supercluster at  $z \sim 1.26$  ». In : *ApJ* 644, p. 759–768. DOI : [10.1086/503826](https://doi.org/10.1086/503826). eprint : [astro-ph/0604082](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0604082).
- MEI, S. et al. (2009). « Evolution of the Color-Magnitude Relation in Galaxy Clusters at  $z = 1$  from the ACS Intermediate Redshift Cluster Survey ». In : *ApJ* 690, p. 42–68. DOI : [10.1088/0004-637X/690/1/42](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/1/42). arXiv : [0810.1917](https://arxiv.org/abs/0810.1917).



- MENNELLA, A. et al. (2010). « Planck pre-launch status : Low Frequency Instrument calibration and expected scientific performance ». In : *A&A* 520, A5. DOI : [10.1051/0004-6361/200912849](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912849). URL : <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912849>.
- MEN'SHCHIKOV, A. et al. (2012). « A multi-scale, multi-wavelength source extraction method : get-sources ». In : *A&A* 542, A81, A81. DOI : [10.1051/0004-6361/201218797](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201218797). arXiv : [1204.4508](https://arxiv.org/abs/1204.4508) [[astro-ph.IM](#)].
- MERLIN, E. et al. (2015). « T-PHOT : A new code for PSF-matched, prior-based, multiwavelength extragalactic deconvolution photometry ». In : *A&A* 582, A15, A15. DOI : [10.1051/0004-6361/201526471](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526471). arXiv : [1505.02516](https://arxiv.org/abs/1505.02516) [[astro-ph.IM](#)].
- MILEY, G. K. et al. (2004). « A large population of 'Lyman-break' galaxies in a protocluster at redshift  $z = 4.1$  ». In : *Nature* 427, p. 47–50. eprint : [astro-ph/0401034](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401034).
- MO, Houjun, Frank Van den BOSCH et Simon WHITE (2010). *Galaxy formation and evolution*. Cambridge University Press.
- MULDREW, S. I., N. A. HATCH et E. A. COOKE (2015). « What are protoclusters? - Defining high-redshift galaxy clusters and protoclusters ». In : *MNRAS* 452, p. 2528–2539. DOI : [10.1093/mnras/stv1449](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1449). arXiv : [1506.08835](https://arxiv.org/abs/1506.08835).
- MUZZIN, A. et al. (2013). « Discovery of a Rich Cluster at  $z = 1.63$  Using the Rest-frame  $1.6 \mu\text{m}$  "Stellar Bump Sequence" Method ». In : *ApJ* 767, 39, p. 39. DOI : [10.1088/0004-637X/767/1/39](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/39). arXiv : [1301.5905](https://arxiv.org/abs/1301.5905).
- NEGRELLO, M. et al. (2004). « Confusion noise at far-infrared to millimetre wavelengths ». In : *MNRAS* 352, p. 493–500. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07938.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07938.x). eprint : [astro-ph/0401199](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401199).
- NEGRELLO, M. et al. (2010). « The Detection of a Population of Submillimeter-Bright, Strongly Lensed Galaxies ». In : *Science* 330, p. 800. DOI : [10.1126/science.1193420](https://doi.org/10.1126/science.1193420). arXiv : [1011.1255](https://arxiv.org/abs/1011.1255) [[astro-ph.CO](#)].
- NESVADBA, N. P. H. et al. (2009). « CO line emission in the halo of a radio galaxy at  $z = 2.6$  ». In : *MNRAS* 395, p. L16–L20. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2009.00631.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00631.x). arXiv : [0903.0862](https://arxiv.org/abs/0903.0862) [[astro-ph.CO](#)].
- NOESKE, K. G. et al. (2007). « Star Formation in AEGIS Field Galaxies since  $z=1.1$  : The Dominance of Gradually Declining Star Formation, and the Main Sequence of Star-forming Galaxies ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 660, p. L43–L46. DOI : [10.1086/517926](https://doi.org/10.1086/517926). eprint : [astro-ph/0701924](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701924).
- OBERTH, Hermann et Wernher VON BRAUN (1923). *Die Rakete zu den Planetenräumen*. R. Oldenbourg Munich.
- OKE, J. B. et J. E. GUNN (1983). « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry ». In : *ApJ* 266, p. 713–717. DOI : [10.1086/160817](https://doi.org/10.1086/160817).
- OLIVER, S. J. et al. (2012). « The Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey : HerMES ». In : *MNRAS* 424, p. 1614–1635. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.20912.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20912.x). arXiv : [1203.2562](https://arxiv.org/abs/1203.2562).
- OVERZIER, R. A. et al. (2008). « Lyman Break Galaxies,  $\text{Ly}\alpha$  Emitters, and a Radio Galaxy in a Protocluster at  $z = 4.1$  ». In : *ApJ* 673, 143–162, p. 143–162. DOI : [10.1086/524342](https://doi.org/10.1086/524342). eprint : [astro-ph/0601223](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601223).
- PAPOVICH, C. (2008). « The Angular Clustering of Distant Galaxy Clusters ». In : *ApJ* 676, 206–217, p. 206–217. DOI : [10.1086/527665](https://doi.org/10.1086/527665). arXiv : [0712.1819](https://arxiv.org/abs/0712.1819).
- PAPOVICH, C. et al. (2010). « A Spitzer-selected Galaxy Cluster at  $z = 1.62$  ». In : *ApJ* 716, p. 1503–1513. DOI : [10.1088/0004-637X/716/2/1503](https://doi.org/10.1088/0004-637X/716/2/1503). arXiv : [1002.3158](https://arxiv.org/abs/1002.3158).
- PATEL, S. G. et al. (2009). « The Dependence of Star Formation Rates on Stellar Mass and Environment at  $z = 0.8$  ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 705, p. L67–L70. DOI : [10.1088/0004-637X/705/1/L67](https://doi.org/10.1088/0004-637X/705/1/L67). arXiv : [0910.0837](https://arxiv.org/abs/0910.0837).
- PEEBLES, P. J. E. (1982). « Large-scale background temperature and mass fluctuations due to scale-invariant primeval perturbations ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 263, p. L1–L5. DOI : [10.1086/183911](https://doi.org/10.1086/183911).

- PIERRE, M. et al. (2016). « The XXL Survey. I. Scientific motivations - XMM-Newton observing plan - Follow-up observations and simulation programme ». In : *A&A* 592, A1, A1. DOI : [10.1051/0004-6361/201526766](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526766). arXiv : [1512.04317](https://arxiv.org/abs/1512.04317).
- PIFFARETTI, R. et al. (2011). « The MCXC : a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies ». In : *A&A* 534, A109, A109. DOI : [10.1051/0004-6361/201015377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015377). arXiv : [1007.1916](https://arxiv.org/abs/1007.1916).
- PILBRATT, G. L. et al. (2010). « Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and sub-millimetre astronomy ». In : *A&A* 518, L1, p. L1. DOI : [10.1051/0004-6361/201014759](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014759). arXiv : [1005.5331](https://arxiv.org/abs/1005.5331) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/abs/1005.5331)].
- PIRARD, J.-F. et al. (2004). « HAWK-I : A new wide-field 1- to 2.5- $\mu$ m imager for the VLT ». In : *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. Sous la dir. d'A. F. M. MOORWOOD et M. IYE. T. 5492. Proceedings of the SPIE, p. 1763–1772. DOI : [10.1117/12.578293](https://doi.org/10.1117/12.578293).
- PISANI, A. (1996). « A non-parametric and scale-independent method for cluster analysis - II. The multivariate case ». In : *MNRAS* 278, p. 697–726. DOI : [10.1093/mnras/278.3.697](https://doi.org/10.1093/mnras/278.3.697). eprint : [astro-ph/9508150](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9508150).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2011). « Planck early results. I. The Planck mission ». In : *A&A* 536, A1, A1. DOI : [10.1051/0004-6361/201116464](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116464). arXiv : [1101.2022](https://arxiv.org/abs/1101.2022) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/abs/1101.2022)].
- PLANCK COLLABORATION et al. (2014a). « Planck intermediate results. XIV. Dust emission at millimetre wavelengths in the Galactic plane ». In : *A&A* 564, A45, A45. DOI : [10.1051/0004-6361/201322367](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322367). arXiv : [1307.6815](https://arxiv.org/abs/1307.6815).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2014b). « Planck intermediate results. XVII. Emission of dust in the diffuse interstellar medium from the far-infrared to microwave frequencies ». In : *A&A* 566, A55, A55. DOI : [10.1051/0004-6361/201323270](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323270). arXiv : [1312.5446](https://arxiv.org/abs/1312.5446).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015a). « Planck 2015 results. I. Overview of products and scientific results ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01582](https://arxiv.org/abs/1502.01582).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015b). « Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01589](https://arxiv.org/abs/1502.01589).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015c). « Planck 2015 results. XIX. Constraints on primordial magnetic fields ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01594](https://arxiv.org/abs/1502.01594).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015d). « Planck 2015 results. XVIII. Background geometry and topology ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01593](https://arxiv.org/abs/1502.01593).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015e). « Planck 2015 results. XX. Constraints on inflation ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.02114](https://arxiv.org/abs/1502.02114).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015f). « Planck 2015 results. XXI. The integrated Sachs-Wolfe effect ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01595](https://arxiv.org/abs/1502.01595).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015g). « Planck 2015 results. XXIV. Cosmology from Sunyaev-Zeldovich cluster counts ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01597](https://arxiv.org/abs/1502.01597).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015h). « Planck 2015 results. XXVI. The Second Planck Catalogue of Compact Sources ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1507.02058](https://arxiv.org/abs/1507.02058).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015i). « Planck 2015 results. XXVII. The Second Planck Catalogue of Sunyaev-Zeldovich Sources ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01598](https://arxiv.org/abs/1502.01598).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015j). « Planck 2015 results. XXVIII. The Planck Catalogue of Galactic Cold Clumps ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1502.01599](https://arxiv.org/abs/1502.01599).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015k). « Planck intermediate results. XXVII. High-redshift infrared galaxy overdensity candidates and lensed sources discovered by Planck and confirmed by Herschel-SPIRE ». In : *A&A* 582, A30, A30. DOI : [10.1051/0004-6361/201424790](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424790). arXiv : [1503.08773](https://arxiv.org/abs/1503.08773).
- PLANCK COLLABORATION et al. (2015l). « Planck intermediate results. XXXIX. The Planck list of high-redshift source candidates ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1508.04171](https://arxiv.org/abs/1508.04171).
- POGLITSCH, A. et al. (2010). « The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory ». In : *A&A* 518, L2, p. L2. DOI : [10.1051/0004-6361/201014535](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014535). arXiv : [1005.1487](https://arxiv.org/abs/1005.1487) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/abs/1005.1487)].

- POGSON, N. (1856). « Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857 ». In : *MNRAS* 17, p. 12–15. DOI : [10.1093/mnras/17.1.12](https://doi.org/10.1093/mnras/17.1.12).
- PUGET, P. et al. (2004). « WIRCam : the infrared wide-field camera for the Canada-France-Hawaii Telescope ». In : *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. Sous la dir. d'A. F. M. MOORWOOD et M. IYE. T. 5492. Proceedings of the SPIE, p. 978–987. DOI : [10.1117/12.551097](https://doi.org/10.1117/12.551097).
- QUADRI, Ryan F. et al. (2012). « Tracing the star formation-density relation to  $z=2$  ». In : *The Astrophysical Journal* 744.2, p. 88. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/744/2/88](https://doi.org/10.1088/0004-637X/744/2/88). URL : <http://stacks.iop.org/0004-637X/744/i=2/a=88?key=crossref.87b52591a15a4c8467fd798c5a0fc>
- REICHARDT, C. L. et al. (2013). « Galaxy Clusters Discovered via the Sunyaev-Zel'dovich Effect in the First 720 Square Degrees of the South Pole Telescope Survey ». In : *ApJ* 763, 127, p. 127. DOI : [10.1088/0004-637X/763/2/127](https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/2/127). arXiv : [1203.5775](https://arxiv.org/abs/1203.5775).
- RETTURA, A. et al. (2010). « Formation Epochs, Star Formation Histories, and Sizes of Massive Early-Type Galaxies in Cluster and Field Environments at  $z = 1.2$  : Insights from the Rest-Frame Ultraviolet ». In : *ApJ* 709, p. 512–524. DOI : [10.1088/0004-637X/709/1/512](https://doi.org/10.1088/0004-637X/709/1/512). arXiv : [0806.4604](https://arxiv.org/abs/0806.4604).
- RETTURA, A. et al. (2014). « Candidate Clusters of Galaxies at  $z \gtrsim 1.3$  Identified in the Spitzer South Pole Telescope Deep Field Survey ». In : *ApJ* 797, 109, p. 109. DOI : [10.1088/0004-637X/797/2/109](https://doi.org/10.1088/0004-637X/797/2/109). arXiv : [1404.0023](https://arxiv.org/abs/1404.0023).
- RIEKE, G. H. et al. (2004). « The Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 154, p. 25–29. DOI : [10.1086/422717](https://doi.org/10.1086/422717).
- RODIGHERO, G. et al. (2010). « The first Herschel view of the mass-SFR link in high- $z$  galaxies ». In : *A&A* 518, L25, p. L25. DOI : [10.1051/0004-6361/201014624](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014624). arXiv : [1005.1089](https://arxiv.org/abs/1005.1089).
- RODIGHERO, G. et al. (2014). « A multiwavelength consensus on the main sequence of star-forming galaxies at  $z = 2$  ». In : *MNRAS* 443, p. 19–30. DOI : [10.1093/mnras/stu1110](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1110). arXiv : [1406.1189](https://arxiv.org/abs/1406.1189).
- SANDERS, D. B. et al. (2007). « S-COSMOS : The Spitzer Legacy Survey of the Hubble Space Telescope ACS 2 deg<sup>2</sup> COSMOS Field I : Survey Strategy and First Analysis ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 172, p. 86–98. DOI : [10.1086/517885](https://doi.org/10.1086/517885). eprint : [astro-ph/0701318](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701318).
- SANTOS, J. S. et al. (2011). « Discovery of a massive X-ray luminous galaxy cluster at  $z = 1.579$  ». In : *A&A* 531, L15, p. L15. DOI : [10.1051/0004-6361/201117190](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117190). arXiv : [1105.5877](https://arxiv.org/abs/1105.5877).
- SANTOS, J. S. et al. (2013). « Dust-obscured star formation in the outskirts of XMMU J2235.3-2557, a massive galaxy cluster at  $z = 1.4$  ». In : *MNRAS* 433, p. 1287–1299. DOI : [10.1093/mnras/stt811](https://doi.org/10.1093/mnras/stt811). arXiv : [1305.1938](https://arxiv.org/abs/1305.1938).
- SANTOS, J. S. et al. (2015). « The reversal of the SF-density relation in a massive, X-ray-selected galaxy cluster at  $z = 1.58$  : results from Herschel ». In : *MNRAS* 447, p. L65–L69. DOI : [10.1093/mnrasl/slu180](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slu180).
- SAWICKI, M. (2002). « The 1.6 Micron Bump as a Photometric Redshift Indicator ». In : *AJ* 124, p. 3050–3060. DOI : [10.1086/344682](https://doi.org/10.1086/344682). eprint : [astro-ph/0209437](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209437).
- SILVERMAN, J. D. et al. (2008). « The Luminosity Function of X-Ray-selected Active Galactic Nuclei : Evolution of Supermassive Black Holes at High Redshift ». In : *ApJ* 679, 118-139, p. 118–139. DOI : [10.1086/529572](https://doi.org/10.1086/529572). arXiv : [0710.2461](https://arxiv.org/abs/0710.2461).
- SIMPSON, C. et P. EISENHARDT (1999). « The Detection and Photometric Redshift Determination of Distant Galaxies Using SIRTf's Infrared Array Camera ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 111, p. 691–701. DOI : [10.1086/316373](https://doi.org/10.1086/316373). eprint : [astro-ph/9903067](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9903067).
- SNYDER, Gregory F. et al. (2012). « Assembly of the Red Sequence in Infrared-Selected Galaxy Clusters From the Irac Shallow Cluster Survey ». In : *The Astrophysical Journal* 756.2, p. 114. ISSN : 0004-637X. DOI : [10.1088/0004-637X/756/2/114](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/2/114). URL : <http://stacks.iop.org/0004-637X/756/i=2/a=114?key=crossref.0cbff72cf3a9ef89cd8d3450bf7410a3>.
- SOLOMON, P. M. et P. A. VANDEN BOUT (2005). « Molecular Gas at High Redshift ». In : *ARA&A* 43, p. 677–725. DOI : [10.1146/annurev.astro.43.051804.102221](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.43.051804.102221). eprint : [astro-ph/0508481](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0508481).
- SPITLER, L. R. et al. (2012). « First Results from Z-FOURGE : Discovery of a Candidate Cluster at  $z = 2.2$  in COSMOS ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 748, L21, p. L21. DOI : [10.1088/2041-8205/748/2/L21](https://doi.org/10.1088/2041-8205/748/2/L21). arXiv : [1112.2691](https://arxiv.org/abs/1112.2691).

- SPITZER Jr., L. (1979). « History of the Space Telescope ». In : *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society* 20, p. 29.
- STANFORD, S. A. et al. (2012). « IDCS J1426.5+3508 : Discovery of a Massive, Infrared-selected Galaxy Cluster at  $z = 1.75$  ». In : *ApJ* 753, 164, p. 164. DOI : [10.1088/0004-637X/753/2/164](https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/2/164). arXiv : [1205.3786](https://arxiv.org/abs/1205.3786).
- STEIDEL, C. C. et al. (1998). « A Large Structure of Galaxies at Redshift  $Z$  approximately 3 and Its Cosmological Implications ». In : *ApJ* 492, p. 428–438. DOI : [10.1086/305073](https://doi.org/10.1086/305073). eprint : [astro-ph/9708125](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9708125).
- STRAZZULLO, V. et al. (2010). « Cluster galaxies in XMMU J2235-2557 : galaxy population properties in most massive environments at  $z \sim 1.4$  ». In : *A&A* 524, A17, A17. DOI : [10.1051/0004-6361/201015251](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015251). arXiv : [1009.1423](https://arxiv.org/abs/1009.1423).
- SUNYAEV, R. A. et Y. B. ZELDOVICH (1972). « The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies ». In : *Comments on Astrophysics and Space Physics* 4, p. 173.
- SWINBANK, A. M. et al. (2011). « The Interstellar Medium in Distant Star-forming Galaxies : Turbulent Pressure, Fragmentation, and Cloud Scaling Relations in a Dense Gas Disk at  $z = 2.3$  ». In : *ApJ* 742, 11, p. 11. DOI : [10.1088/0004-637X/742/1/11](https://doi.org/10.1088/0004-637X/742/1/11). arXiv : [1110.2780](https://arxiv.org/abs/1110.2780).
- TANAKA, I. et al. (2011). « Discovery of an Excess of  $H\alpha$  Emitters around 4C 23.56 at  $z = 2.48$  ». In : *Publications of the Astronomical Society of Japan* 63, p. 415–435. DOI : [10.1093/pasj/63.sp2.S415](https://doi.org/10.1093/pasj/63.sp2.S415). arXiv : [1012.1869](https://arxiv.org/abs/1012.1869).
- TANAKA, M., A. FINOGENOV et Y. UEDA (2010). « A Spectroscopically Confirmed X-ray Cluster at  $z = 1.62$  with a Possible Companion in the Subaru/XMM-Newton Deep Field ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 716, p. L152–L156. DOI : [10.1088/2041-8205/716/2/L152](https://doi.org/10.1088/2041-8205/716/2/L152). arXiv : [1004.3606](https://arxiv.org/abs/1004.3606).
- TANAKA, M. et al. (2013). « An X-Ray Detected Group of Quiescent Early-Type Galaxies at  $z = 1.6$  in the Chandra Deep Field South ». In : *Publications of the Astronomical Society of Japan* 65. DOI : [10.1093/pasj/65.1.17](https://doi.org/10.1093/pasj/65.1.17). arXiv : [1210.0302](https://arxiv.org/abs/1210.0302).
- TAUBER, J. A. et al. (2010). « Planck pre-launch status : The Planck mission ». In : *A&A* 520, A1, A1. DOI : [10.1051/0004-6361/200912983](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912983).
- TAYLOR, M. B. (2006). « STILTS - A Package for Command-Line Processing of Tabular Data ». In : *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*. Sous la dir. de C. GABRIEL et al. T. 351. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 666.
- TOZZI, P. et al. (2013). « Chandra and optical/IR observations of CXO J1415.2+3610, a massive, newly discovered galaxy cluster at  $z \sim 1.5$  ». In : *A&A* 551, A45, A45. DOI : [10.1051/0004-6361/201220637](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220637). arXiv : [1212.2560](https://arxiv.org/abs/1212.2560).
- TRAN, K.-V. H. et al. (2010). « Reversal of Fortune : Confirmation of an Increasing Star Formation-Density Relation in a Cluster at  $z = 1.62$  ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 719, p. L126–L129. DOI : [10.1088/2041-8205/719/2/L126](https://doi.org/10.1088/2041-8205/719/2/L126). arXiv : [1005.5126](https://arxiv.org/abs/1005.5126).
- VALTCHANOV, I. et al. (2013). « Serendipitous detection of an overdensity of Herschel-SPIRE 250  $\mu\text{m}$  sources south of MRC 1138-26 ». In : *MNRAS* 436, p. 2505–2514. DOI : [10.1093/mnras/stt1753](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1753). arXiv : [1309.4223](https://arxiv.org/abs/1309.4223) [[astro-ph.CO](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- VAN DOKKUM, P. G. et al. (1998). « Luminosity Evolution of Early-Type Galaxies to  $z = 0.83$  : Constraints on Formation Epoch and  $\Omega$  ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 504, p. L17–L21. DOI : [10.1086/311567](https://doi.org/10.1086/311567). eprint : [astro-ph/9807242](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9807242).
- VENEMANS, B. P. et al. (2002). « The Most Distant Structure of Galaxies Known : A Protocluster at  $z=4.1$  ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 569, p. L11–L14. DOI : [10.1086/340563](https://doi.org/10.1086/340563). eprint : [astro-ph/0203249](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0203249).
- VENEMANS, B. P. et al. (2007). « Protoclusters associated with  $z > 2$  radio galaxies . I. Characteristics of high redshift protoclusters ». In : *A&A* 461, p. 823–845. DOI : [10.1051/0004-6361:20053941](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053941). eprint : [astro-ph/0610567](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0610567).

- VIEIRA, J. D. et al. (2010). « Extragalactic Millimeter-wave Sources in South Pole Telescope Survey Data : Source Counts, Catalog, and Statistics for an 87 Square-degree Field ». In : *ApJ* 719, p. 763–783. DOI : [10.1088/0004-637X/719/1/763](https://doi.org/10.1088/0004-637X/719/1/763). arXiv : [0912.2338](https://arxiv.org/abs/0912.2338) [astro-ph.CO].
- WANG, T. et al. (2016). « Discovery of a galaxy cluster with a violently starbursting core at  $z=2.506$  ». In : *ArXiv e-prints*. arXiv : [1604.07404](https://arxiv.org/abs/1604.07404).
- WEBB, T. et al. (2015). « An Extreme Starburst in the Core of a Rich Galaxy Cluster at  $z = 1.7$  ». In : *ApJ* 809, 173, p. 173. DOI : [10.1088/0004-637X/809/2/173](https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/2/173). arXiv : [1508.04982](https://arxiv.org/abs/1508.04982).
- WEISS, A. et al. (2007). « Highly-excited CO emission in APM 08279+5255 at  $z = 3.9$  ». In : *A&A* 467, p. 955–969. DOI : [10.1051/0004-6361:20066117](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066117). eprint : [astro-ph/0702669](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702669).
- WERNER, M. W. et al. (2004). « The Spitzer Space Telescope Mission ». In : *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 154, p. 1–9. DOI : [10.1086/422992](https://doi.org/10.1086/422992). eprint : [astro-ph/0406223](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406223).
- WRIGHT, E. L. et al. (2010). « The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) : Mission Description and Initial On-orbit Performance ». In : *AJ* 140, 1868-1881, p. 1868–1881. DOI : [10.1088/0004-6256/140/6/1868](https://doi.org/10.1088/0004-6256/140/6/1868). arXiv : [1008.0031](https://arxiv.org/abs/1008.0031) [astro-ph.IM].
- WYLEZALEK, D. et al. (2013). « Galaxy Clusters around Radio-loud Active Galactic Nuclei at  $1.3 \lesssim z \lesssim 3.2$  as Seen by Spitzer ». In : *ApJ* 769, 79, p. 79. DOI : [10.1088/0004-637X/769/1/79](https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/1/79). arXiv : [1304.0770](https://arxiv.org/abs/1304.0770).
- WYLEZALEK, D. et al. (2014). « The Galaxy Cluster Mid-infrared Luminosity Function at  $1.3 < z < 3.2$  ». In : *ApJ* 786, 17, p. 17. DOI : [10.1088/0004-637X/786/1/17](https://doi.org/10.1088/0004-637X/786/1/17). arXiv : [1403.2390](https://arxiv.org/abs/1403.2390).
- YATES, M. G., L. MILLER et J. A. PEACOCK (1989). « The cluster environments of powerful, high-redshift radio galaxies ». In : *MNRAS* 240, p. 129–166. DOI : [10.1093/mnras/240.1.129](https://doi.org/10.1093/mnras/240.1.129).
- ZEIMANN, G. R. et al. (2012). « IDCS J1433.2+3306 : An Infrared-selected Galaxy Cluster at  $z = 1.89$  ». In : *ApJ* 756, 115, p. 115. DOI : [10.1088/0004-637X/756/2/115](https://doi.org/10.1088/0004-637X/756/2/115). arXiv : [1207.4793](https://arxiv.org/abs/1207.4793).



# Table des figures

- 2.1 Taille physique  $d_{5'}$  en Mpc d'un objet ayant une taille angulaire de  $5'$  en fonction du redshift  $z$  de l'objet observé. On constate qu'entre  $z = 1$  et  $z = 4$ ,  $d_{5'}$  varie peu et reste supérieure à 2Mpc, soit la taille typique attendue des amas à ces redshifts. La cosmologie Planck 2015 est utilisée. . . . . 12
- 2.2 Position dans le ciel des 2151 candidats du PHz. La partie grisée montre les parties du ciel masquées, pour éviter la contamination galactique. La répartition des candidats est à peu près uniforme sur le ciel. Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l. . . . . 13
- 2.3 *Gauche* : Brillance de surface  $I_\nu$  en fonction de la fréquence d'observation  $\nu$ . Sont représentées en traits pointillés noirs les brillances de surface des principaux contaminants : le CMB, le CIB et les cirrus galactiques. Les fluctuations à  $\pm 2\sigma$  des cirrus galactiques et du CIB sont représentées par les surfaces ombrées en gris clair et foncé, respectivement. Sont représentées en couleurs les brillances de surface de corps noirs modifiés ( $T_{\text{dust}} = 30\text{K}; \beta = 1.5$ ), correspondants à des spectres typiques d'ULIRGs entre  $z = 1$  et  $z = 4$ , normalisés à 545GHz. Les bandes verticales ombrées gris clair représentent les 6 bandes de HFI, et la bande à  $100\mu\text{m}$  (3THz) de IRAS. On remarque que les ULIRGs dominant l'émission entre 217 et 853 GHz. Le CIB et la composante galactique sont bien tracés par la bande à 3THz d'IRAS. Les fréquences plus basses tracent quant à elles les fluctuations du CMB. *Droite* : Distribution des sources du PHz dans l'espace  $\frac{S_{545}}{S_{857}}$  vs.  $\frac{S_{353}}{S_{545}}$  (Carrés rouges). Sont aussi indiquées : les sources du PGCC (*Planck Catalogue of Galactic Cold Clumps* - PLANCK COLLABORATION et al., 2015j) (Carrés gris), 9 galaxies poussiéreuses en phase de formation d'étoiles découvertes par le SPT, confirmées à des redshifts allant de 2.5 à 4.5 (VIEIRA et al., 2010 ; GREVE et al., 2012) et une galaxie submillimétrique confirmée à  $z = 2.33$  (SWINBANK et al., 2011). Le redshift de ces 10 dernières sources est indiqué par l'échelle de couleur bleue. On remarque que les sources du PHz sont clairement séparées des sources du PGCC. Les sources du PHz occupent ici un domaine différent des sources submillimétriques confirmées à des redshifts  $z > 2$ , phénomène expliqué par l'impact du nettoyage des cartes (PLANCK COLLABORATION et al., 2015l). Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l. . . . . 14
- 2.4 Distribution des redshifts estimés pour les sources du PHz, pour différentes hypothèses de température de poussière ( $T = 25, 30, 35, 40, 45, 50\text{K}$ ). Plus la température est élevée, plus la distribution de redshifts obtenue à son maximum à haut redshift. Dans l'hypothèse la plus probable *a priori* où  $T = 35\text{K}$ , la distribution correspondante pique à  $z \simeq 2.5$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l. . . . . 15
- 2.5 Distribution des luminosités infrarouges estimées pour les sources du PHz, pour différentes hypothèses de température de poussière ( $T = 30 - 35 - 40\text{K}$ ). Dans ces trois cas la distribution des luminosités infrarouges pique entre  $10^{14}L_\odot$  et  $4 \times 10^{14}L_\odot$ . Ces valeurs, trop élevées pour des galaxies individuelles, suggèrent que les sources du PHz sont des systèmes lentillés gravitationnellement ou des surdensités de galaxies submillimétriques. L'axe du haut indique le SFR correspondant à la luminosité infrarouge, tel que calculé à l'aide de la prescription de KENNICUTT, 1998, Eq. 2.1. Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015l. . . . . 16

- 2.6 Cartes Herschel/SPIRE à 250, 350 et 500 microns d'un champ contenant une source lentillée confirmée. Le trait blanc dans la carte à 350 microns montre le contour d'émission à 50% du maximum à 857GHz de la source Planck. Idem pour la carte à 500 microns, avec cette fois le contour à 545GHz. La source Planck correspond à une unique détection SPIRE. Ces données viennent d'un scan SPIRE de  $7' \times 7'$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. . . . . 18
- 2.7 Cartes Herschel/SPIRE à 250, 350 et 500 microns d'une surdensité typique. Les traits fins représentent les contours de surdensité à  $2\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $4\sigma$  etc... Le trait blanc dans la carte à 350 microns montre le contour d'émission à 50% du maximum à 857GHz de la source Planck. Idem pour la carte à 500 microns, avec cette fois le contour à 545GHz. La source Planck correspond à plusieurs détections SPIRE (typiquement  $\sim 5 - 10$ ). Ces données viennent d'un scan SPIRE de  $7' \times 7'$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. . . . . 19
- 2.8 Distribution des redshifts photométriques estimés à température de poussière fixée. Dans le cas le plus probable *a priori* où  $T \simeq 35K$ , la distribution correspondante pique à  $z \sim 2$ . Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. . . . . 20
- 2.9 *Gauche* : Distribution des luminosités infrarouges estimées pour les sources SPIRE individuelles. *Droite* : Distribution des taux de formation d'étoiles estimés pour les sources SPIRE individuelles. Les distributions obtenues sont plus en accord, comparativement aux estimations Planck, avec les valeurs généralement obtenues pour des galaxies individuelles. Tiré de PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. . . . . 20
- 2.10 *Gauche* : Distribution cumulative des contrastes de densité des sources SPIRE à  $350\mu m$  dans chaque source Planck. *Droite* : Distribution cumulative des significances des contrastes de densité  $\sigma_\delta$  des sources SPIRE à  $350\mu m$  dans chaque source Planck. *Bleu* : Toutes les sources SPIRE. *Rouge* : Sources SPIRE rouges. *Orange* : 500 positions aléatoires dans le champ Lockman. Tiré de (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k). . . . . 21
- 2.11 Images en fausses couleurs de trois candidats du PHz observés par Herschel SPIRE. (Bleu :  $250\mu m$ ; Vert :  $350\mu m$ ; Rouge :  $500\mu m$ ). Le trait blanc indique le contour à 50% du maximum de l'émission Planck à 857 GHz. Les traits jaunes indiquent les contours de signification de surdensités, à  $2\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $4\sigma$  . . . de la moyenne. Tiré de (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k). . . . . 21
- 2.12 Images SPIRE à  $350\mu m$  (de taille  $8.7' \times 8.7'$ ) empilées. a) Échantillon HPASSS (220); b) Amas  $z < 1$  HLS (278) c) Sources HerRMES ayant leur pic d'émission à  $350\mu m$  (500). d) Positions aléatoires dans le champ Lockman (500). Les contours noirs représentent les contours de densité de sources rouges. L'émission intense et étendue observée dans le cas de l'échantillon HPASSS n'est pas visible dans les autres échantillons. L'échelle indique le flux à  $350\mu m$  (Unités arbitraires). Tiré de (PLANCK COLLABORATION et al., 2015k). . . . . 22
- 2.13 *Haut* : Un candidat du PHz tel que vu par Planck à 857 GHz. *Milieu* : Le même candidat vu par Herschel/SPIRE à 350 microns. *Bas* : Le même candidat observé par Spitzer/IRAC. Dans les trois cas la boîte noire a une taille angulaire de  $30' \times 30'$ . On remarque que l'observation SPIRE résout en plusieurs objets la source Planck, et de la même façon l'observation IRAC résout en plusieurs galaxies les sources SPIRE. Ce dernier effet est plus visible dans la Fig. 2.14. . . . . 25
- 2.14 Mosaique à 4.5 microns d'un candidat du PHz observé par IRAC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) microns. Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . Le cercle blanc a un rayon angulaire de  $1'$ . Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à  $2.5 - 3$ ,  $3.5 - 4$ ,  $4.5 \sigma$  calculés à l'aide de la méthode AKDE (Voir 4.4.2 et 5.1). On voit que l'émission SPIRE au centre de l'image est associée à de nombreuses galaxies rouges (*i.e.* haut-redshift;  $z > 1.3$ ) vues par IRAC. Voir les chapitres 4 et 5. . . . . 26



2.15	Densité de flux $S_\nu$ en fonction de la longueur d'onde $\lambda$ d'une galaxie en phase de formation d'étoile à $z = 2$ , tirée de BERTA et al., 2013. Les parties ombragées respectivement jaunes ( $\times 2$ ), oranges ( $\times 3$ ), rouges ( $\times 2$ ) représentent respectivement les filtres IRAC (3.6 et 4.5 microns), SPIRE (250, 350 et 500 microns) et HFI (uniquement 353, 545 et 857 GHz). On constate que les filtres SPIRE et HFI se recouvrent partiellement, et qu'ils échantillonnent le pic d'émission du corps noir modifié de la poussière réchauffée, alors que les filtres IRAC échantillonnent l'émission stellaire de la galaxie. . . . .	27
2.16	<i>Gauche</i> : Une source SPIRE vue par WISE ( $3.3\mu\text{m}$ ). Les traits bleus représentent les contours d'émission de la source SPIRE. <i>Droite</i> : La même source, vue par IRAC ( $3.6\mu\text{m}$ ). On constate que IRAC résout en 3 sources l'unique source vue par WISE. . . . .	27
2.17	<i>Bleu</i> : Champ de vue observé par le détecteur à $3.6\mu\text{m}$ d'IRAC. <i>Rouge</i> : Champ de vue observé à $4.5\mu\text{m}$ . La partie observée par les deux détecteurs apparaît au centre en violet. . . . .	28
3.1	Transmission en fonction de la longueur d'onde d'observation pour les deux filtres à plus courtes longueurs d'ondes d'IRAC. Sont aussi représentés les filtres J et Ks du CFHT, qui serviront au suivi photométrique. Voir chapitre 6. . . . .	30
3.2	Illustration de l'effet de la fonction d'étalement du point. Un objet initialement ponctuel ( <i>gauche</i> ) apparaît comme étendu après observation ( <i>droite</i> ), ce qui s'exprime mathématiquement par une convolution avec la PSF. . . . .	33
3.3	Illustration du principe de photométrie d'ouverture. <i>Gauche</i> : Vue de dessus, en niveaux de gris inversés. Le flux est mesuré dans le rayon $r_{\text{ap}}$ . Le fond de ciel est estimé dans l'anneau de rayons $r_{\text{in}}$ et $r_{\text{out}}$ . <i>Droite</i> : Vue en coupe, le profil d'intensité de la source étant représenté en trait noir. Tiré de la thèse de Nicolas Bavouzet (BAVOUZET, 2008). . . . .	35
3.4	Illustration du bruit de confusion. Des sources ponctuelles proches initialement distinguables ( <i>Gauche</i> ) deviennent indistinguables après convolution avec la PSF ( <i>Droite</i> ). . . . .	38
3.5	Opacité de l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde d'observation. L'opacité est minimale dans les domaines visible, infrarouge proche et radio. En dehors de ces domaines, l'observation depuis le sol est impossible, et l'envoi de télescope spatiaux est nécessaire. (Image NASA). . . . .	40
3.6	Schéma de la caméra IRAC. La lumière est réfléchiée et entre dans l'instrument par deux ouvertures : une pour les canaux 1 et 3, une pour les canaux 2 et 4. La lumière entrant dans chaque ouverture est ensuite dispersée entre courte (canaux 1 et 2) et grande longueur d'onde (canaux 3 et 4) à l'aide du <i>beamsplitter</i> , avant d'être envoyée sur les détecteurs. Tiré du IRAC Instrument Handbook . . . . .	41
3.7	Diagramme schématisant les différentes étapes du pipeline du SSC pour fournir les mosaïques BCD. Tiré du IRAC Instrument handbook . . . . .	44
4.1	Résumé des principales étapes de SExtractor. L'image en entrée est indiquée en haut à gauche. Les bulles bleues correspondent aux différentes étapes, les carrés gris aux objets. Tiré de HOLWERDA, 2005. . . . .	47
4.2	Détails de toutes les opérations effectuées par SExtractor. Toutes ces étapes ne seront pas détaillées dans ce manuscrit. Tiré de la documentation officielle. . . . .	48
4.3	Les 8 pixels numérotés sont considérés comme voisins du pixel grisé. Tiré de HOLWERDA, 2005. . . . .	50
4.4	Représentation schématique des différentes surfaces dans lesquelles le flux d'une source peut être estimé par SExtractor. Tiré de HOLWERDA, 2005. . . . .	52
4.5	<i>Gauche</i> : Mosaïque à $4.5\mu\text{m}$ de sources autour d'un candidat de l'échantillon SPHERIC. <i>Droite</i> : Carte de segmentation retournée par SExtractor. Les couleurs correspondent à des sources différentes. Les sources détectées par SExtractor sont clairement identifiables. . . . .	53

4.6	Évolution des propriétés photométriques des sources détectées dans les champs SPHERIC en fonction du rayon de l'ouverture utilisée. <i>Rouge</i> : Rapport signal à bruit moyen, normalisé à la valeur maximale. <i>Bleu</i> : Densité de flux moyenne normalisée à la valeur pour $r = 12.2''$ . <i>Vert</i> : Erreur photométrique moyenne normalisée à la valeur pour $r = 12.2''$ . Le trait pointillé violet indique le rayon pour lequel le RSB est maximum. Le trait pointillé noir indique le rayon utilisé. . . . .	55
4.7	<i>Rouge</i> : Fraction de flux enclose en fonction du diamètre $d$ de l'ouverture. <i>Bleu</i> : Correction d'ouverture en fonction du diamètre de l'ouverture. <i>Gauche</i> : Ch1 ; <i>Droite</i> : Ch2 . . . . .	56
4.8	Évolution de l'écart-type $\sigma$ de la distribution du flux de pixels contenus dans un cercle de diamètre $d$ en fonction de $d$ (Étoiles rouges). Le trait plein noir est le résultat de l'ajustement d'une fonction de la forme de l'eq. 4.6. $\sigma(r)$ est exprimé en unités de l'image ( $\text{MJy.sr}^{-1}$ ). On a $1\text{pix} = 0.6''$ . . . . .	57
4.9	Écarts entre les estimations des flux des sources du champ SpUDS, d'une part celles du catalogues C-DR2 ( $f_{\text{DR2}}$ ), et celles du catalogue A ( $f$ ). <i>Gauche</i> : Écarts à $3.6\mu\text{m}$ . <i>Droite</i> : Écarts à $4.5\mu\text{m}$ . . . . .	59
4.10	Écarts entre les estimations des flux des sources du champ SCOSMOS, d'une part celles du catalogue fourni ( $f_{\text{DR}}$ ), et celles du catalogue A ( $f$ ). <i>Gauche</i> : Écarts à $3.6\mu\text{m}$ . <i>Droite</i> : Écarts à $4.5\mu\text{m}$ . . . . .	59
4.11	Distribution des valeurs de la densité de flux des pixels n'appartenant pas à une source dans un champ SPHERIC, tel qu'indiqué par la carte de segmentation de SExtractor. Le trait rouge est un ajustement d'une distribution gaussienne. . . . .	60
4.12	Distribution des dispersions des valeurs des pixels du fond dans les 84 champs SPHERIC, tels qu'indiqués par la carte de segmentation en sortie de SExtractor, en $\mu\text{Jy.pix}^{-1}$ . <i>Gauche</i> : Ch1. <i>Droite</i> : Ch2. . . . .	61
4.13	Distribution des valeurs moyenne des pixels du fond dans les 84 champs SPHERIC, tels qu'indiqués par la carte de segmentation en sortie de SExtractor, en $\mu\text{Jy.pix}^{-1}$ . <i>Gauche</i> : Ch1. <i>Droite</i> : Ch2. . . . .	61
4.14	Fraction de sources retrouvées aux positions des sources injectées dans les mosaïques IRAC en fonction de la densité de flux $S$ des sources injectées. Les traits noirs pointillés indiquent les positions à 50%, 80% et 95% de complétude. <i>Haut</i> : Ch1. <i>Bas</i> : Ch2. . . . .	64
4.15	Rapport entre la densité de flux mesurée par SExtractor et celle injectée pour les sources insérées dans les mosaïques IRAC en fonction du flux d'entrée (points rouges). Le trait noir plein indique une valeur de 1, les traits noirs pointillés indiquent 0.8 et 1.2. Le trait gris pointillé vertical indique la limite à 50% de complétude. <i>Haut</i> : Ch1. <i>Bas</i> : Ch2. . . . .	66
4.16	Comptages différentiels $S^{2.5} \frac{dN}{dS}$ dans les champs SPHERIC, le relevé SpUDS et le relevé SCOSMOS. Les incertitudes sont des incertitudes poissonniennes, et doivent être prises comme des limites inférieures à l'incertitude réelle. <i>Haut</i> : Ch1. <i>Bas</i> : Ch2. . . . .	67
4.17	Comptages différentiels $\frac{dN}{dS}$ dans les champs SPHERIC, le relevé SpUDS et le relevé SCOSMOS. Les incertitudes sont des incertitudes poissonniennes, et doivent être prises comme des limites inférieures à l'incertitude réelle. <i>Haut</i> : Ch1. <i>Bas</i> : Ch2. . . . .	68
4.18	Cartes de densité surfacique (normalisées) obtenues avec la méthode AKDE pour 4 candidats de l'échantillon SPHERIC. L'échelle de couleur va du blanc (densité nulle) au noir par teintes de rouges. Les croix blanches indiquent les positions des sources utilisées pour générer ces cartes. Les cartes couvrent une surface de $3' \times 3'$ . . . . .	71

4.19	Cartes de densité surfacique (normalisées) obtenues pour un candidat de l'échantillon SPHerIC. <i>Haut, Gauche</i> : Carte obtenue à l'aide de la méthode AKDE. <i>De Gauche à droite</i> : Cartes obtenues à l'aide de la méthode des $k$ plus proches voisins pour $k = 3, 4, 5, \dots, 10$ . Toutes ces cartes reconstruisent globalement le même champ. Les cartes obtenues avec la méthode des $k$ plus proches voisins sont cependant plus bruitées, et des effets de bords sont visibles. L'échelle de couleur va du blanc (densité nulle) au noir par teintes de rouges. Les croix blanches indiquent les positions des sources utilisées pour générer ces cartes. Les cartes couvrent une surface de $3' \times 3'$ . . . . .	72
4.20	Distribution des valeurs moyennes et de des écarts types calculés dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges calculées à l'aide de la méthode AKDE générées à partir des catalogues de sources redistribuées aléatoirement dans les champ SPHerIC (unités arbitraires). <b>Haut</b> : $\sigma_{AKDE}$ <b>Bas</b> : $\mu_{AKDE}$ . . . . .	75
4.21	Distribution des valeurs médianes calculées dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges calculées à l'aide de la méthode AKDE générées à partir des catalogues de sources redistribuées aléatoirement dans les champ SPHerIC (unités arbitraires). <i>Haut</i> : $\sigma_{AKDE}$ <i>Bas</i> : $\mu_{AKDE}$ . . . . .	76
5.1	Évolution de la couleur IRAC [3.6] – [4.5] en fonction du redshift $z$ pour différents modèles de populations stellaires. Les modèles ont été générés avec GALAXEV (BRUZUAL et CHARLOT, 2003). Les modèles SSP désignent des <i>Single Stellar Population</i> , <i>i.e.</i> une unique population d'étoiles ayant toutes le même âge. Les modèles CSFR ont un taux de formation d'étoiles constant. On constate que la couleur évolue de la même façon pour tous ces types de galaxies, et qu'une coupure en couleur [3.6] – [4.5] > -0.1 (trait pointillé noir) sélectionne les galaxies à $z > 1.3$ (PAPOVICH, 2008). Si une comparaison avec des données réelles, et l'inclusion d'autres modèles (composante AGN et extinction par la poussière notamment) révèlent une contamination par des galaxies à $z \sim 0.3$ de l'ordre de 20% (Voir Fig. 1 De PAPOVICH, 2008), cette figure montre la validité du principe. Cette figure a été réalisée dans le cadre du stage de Maude Charmetant, stagiaire de niveau L3 que j'ai co-encadré. . . . .	94
5.2	Distribution de la couleur [3.6] – [4.5] des sources IRAC dans plusieurs échantillons. <i>Rouge</i> : Sources IRAC situées à une distance angulaire $r < 18''$ d'une source SPIRE rouge de l'échantillon HPASSS. <i>Bleu</i> : Sources IRAC non associées aux sources SPIRE rouges de HPASSS. <i>Violet</i> : Sources IRAC du champ COSMOS. <i>Noir</i> : Sources IRAC situées à une distance angulaire $r < 18''$ d'une source SPIRE rouge du champ COSMOS. Le trait noir pointillé indique [3.6] – [4.5] = -0.1. . . . .	95
5.3	<i>Haut</i> : Distribution cumulative du nombre de sources IRAC rouges associées à une source SPIRE, pour l'ensemble des sources SPIRE. (séparation angulaire $r < 18''$ ) - <i>Rouge</i> : autour des sources SPIRE rouges de HPASSS (569); <i>Bleu</i> : autour des sources SPIRE bleues de HPASSS (172); <i>Magenta</i> : autour des sources SPIRE rouges du champ COSMOS (2007); <i>Cyan</i> : autour des sources SPIRE bleues du champ COSMOS (4813). <i>Bas</i> : Distribution cumulative de la fraction de sources IRAC rouges parmi les sources IRAC situées à une distance angulaire $r < 18''$ d'une source SPIRE, pour l'ensemble des sources SPIRE. (Même légende que la figure du haut pour les couleurs). . . . .	96
5.4	Distribution des surdensités maximales $\delta_{AKDE} = \frac{\max_{AKDE} - \mu_{AKDE}}{\sigma_{AKDE}}$ (Voir Sect. 4.4.3 pour une définition de $\mu_{AKDE}$ et $\sigma_{AKDE}$ ) dans les cartes de densité surfacique des champs SPHerIC, générées à partir de la méthode AKDE (sources IRAC rouges uniquement). . . . .	97

5.5 Mosaïques à 4.5 microns de 4 candidats de l'échantillon SPHerIC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) $\mu\text{m}$ . Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5  $\sigma$  (Voir 4.4.2 et 5.1). *Haut, gauche* : Exemple de candidat de la classe "amas". On remarque une surdensité de sources rouges importante  $> 5\sigma$ , ici non-associée à l'émission SPIRE, de taille 1 - 1.5'; *Haut, droite* : Candidat de la classe "proto-amas". On constate de nombreux pics de densité, moins étendus spatialement.; *Bas, gauche* : Exemple de candidat de la classe "groupe". On remarque ici deux surdensités, dont une partiellement associée à l'émission SPIRE.; *Bas, droite* : Exemple de candidat de la classe "Autre". Aucune surdensité de sources IRAC rouges  $> 2.5\sigma$  n'est ici visible. D'autres exemples de deux premières classes sont représentés Fig. 5.12 . . . . . 98

5.6 *Haut* : Distribution de la densité surfacique (en arcmin<sup>-2</sup>) de sources IRAC rouges estimée dans un cercle de rayon  $r = 1'$  autour de S1 pour chaque candidat de l'échantillon SPHerIC (Rouge). Est aussi représentée la distribution de densité surfacique de sources IRAC rouges dans des cercles de rayon  $r = 1'$  placés aléatoirement dans le relevé SpUDS (Noir). La courbe pointillée noire est une distribution gaussienne ajustée sur la moitié basse de la distribution SpUDS, et a pour paramètres  $\Sigma_{\text{SpUDS}} = 9.2\text{arcmin}^{-2}$  et  $\sigma_{\text{SpUDS}} = 2.2\text{arcmin}^{-2}$ . Le trait vertical pointillé noir indique  $\Sigma_{\text{SpUDS}} + 3\sigma_{\text{SpUDS}}$ . 76% des champs SPHerIC ont une densité surfacique  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}} + 3\sigma_{\text{SpUDS}}$ , et tous ont  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}}$ . Les traits gris indiquent la position de deux amas confirmés à  $z = 1.62$  (PAPOVICH et al., 2010) (CIG J0218.3-0510) et à  $z = 1.58$  (Communication personnelle de A. Rettura) (CARLA J1753+6311). *Bas* : Distribution cumulative. . . . . 99

5.7 *Vert* : Densité surfacique de sources IRAC rouges, en fonction du rayon du cercle centré sur S1 (en arcsecondes), pour l'ensemble des champs SPHerIC. *Rouge* : Idem, mais en considérant uniquement les champs SPHerIC présentant une densité surfacique  $\Sigma > \Sigma_{\text{SpUDS}} + 5\sigma$ . *Bleu* : Idem, en considérant les champs SPHerIC ayant  $\Sigma < \Sigma_{\text{SpUDS}}$ . *Noir* : Densité surfacique moyenne dans 920 cercles distribués aléatoirement dans le relevé SpUDS. *Trait pointillé noir* : Densité moyenne  $\Sigma_{\text{SpUDS}}$  obtenue à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne sur la moitié basse de la distribution de densité surfacique dans les 920 cercles. . . . . 100

5.8 Profils radiaux différentiels de densité surfacique de sources IRAC rouges autour des sources S1 dans les champs SPHerIC. *Gauche* : Même couleurs que Fig. 5.7. *Droite* : Candidats répartis suivant leur classe (classification visuelle) : *Rouge* : "proto-amas". *Bleu* : "amas". *Vert* : "Groupes". *Noir* : "Autres. Seules les barres d'erreurs pour l'échantillon "proto-amas" sont indiquées, pour des raisons de lisibilité, les incertitudes sur les autres échantillons étant comparables. Le trait noir pointillé représente la densité surfacique de sources IRAC rouges moyenne dans le champ SpUDS. . . . . 101

5.9 *Abscisse* : Densité surfacique de sources IRAC rouges calculée dans un cercle de rayon  $r = 1'$  centré sur la position de la source S1 dans les champs SPHerIC. *Ordonnée* : Idem, mais dans un cercle autour de la position du maximum de densité dans la carte de densité surfacique générée à l'aide de la méthode AKDE. Le trait noir indique la relation 1 :1. Les points bleus (rouges) indiquent les champs où la distance entre les deux positions est  $< (>)2'$ . Il n'est pas surprenant de voir que des champs présentent  $\Sigma_{\text{SPIRE}} > \Sigma_{\text{AKDE}}$  alors que cette dernière valeur est calculée autour du maximum de densité. Les cartes AKDE identifient en effet les surdensités à plus petite échelle spatiale. . . . . 102

- 5.10 Diagramme couleur-magnitude pour le proto-amas CIG J0218.3-0510 confirmé à  $z = 1.62$  (PAPOVICH et al., 2010) dans le relevé SpUDS. Seules les sources IRAC rouges sont considérées ici. Les points rouges correspondent aux sources à une distance angulaire  $d < 0.5'$  de l'émission SPIRE, les points bleus à celles à  $0.5' < d < 1'$ . Le trait plein noir indique la couleur médiane, et les traits pointillés noirs la déviation à  $\pm 1\sigma$ . Seules les sources IRAC rouges ayant  $[4.5] < 22$  sont considérées pour calculer ces valeurs, pour faciliter la comparaison avec les candidats de l'échantillon SPHerIC. Les flèches indiquent des limites inférieures. Est aussi indiquée la densité de sources IRAC rouges (encadré). Une séquence et clairement visible, et semblable à ce que l'on peut observer pour les candidats des l'échantillon SPHerIC. . . . . 103
- 5.11 Diagrammes couleur-magnitude pour 4 candidats parmi les plus denses de l'échantillon SPHerIC. Seules les sources IRAC rouges sont considérées ici. Les points rouges correspondent aux sources à une distance angulaire  $d < 0.5'$  de l'émission SPIRE, les points bleus à celles à  $0.5' < d < 1'$ . Le trait plein noir indique la couleur médiane, et les traits pointillés noirs la déviation à  $\pm 1\sigma$ . Seules les sources ayant  $[4.5] < 22$  sont considérées pour calculer ces valeurs, pour éviter que les sources à la photométrie très incertaine biaisent l'estimation. Les flèches indiquent des limites inférieures. Est aussi indiquée la densité de sources IRAC rouges (encadré). . . . . 104
- 5.12 Mosaïques à 4.5 microns de 4 candidats parmi les plus denses de l'échantillon SPHerIC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) $\mu\text{m}$ . Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . Le cercle blanc a un rayon angulaire de  $1'$ . Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5  $\sigma$  (Voir 4.4.2 et 5.1). On voit que l'émission SPIRE au centre de l'image est associée à de nombreuses galaxies rouges (*i.e.* haut-redshift ;  $z > 1.3$ ) vues par IRAC. . . . . 105
- 5.13 *Haut* : Redshift photométrique  $z_p$  en fonction de la couleur des sources IRAC du champ COSMOS. L'échelle de couleur indique le nombre de galaxies dans chaque intervalle à deux dimensions (du jaune au rouge). Le trait rouge indique le redshift le plus probable dans chaque intervalle de couleur. Le trait violet indique la relation utilisée par RETTURA et al., 2014 (qui est en définitive celle utilisée), dérivée de façon similaire mais interpolée à l'aide d'un polynôme de degré 4. Le trait pointillé noir indique le critère de PAPOVICH, 2008 pour sélectionner les galaxies à  $z > 1.3$ . *Bas* : Distribution de probabilité  $\phi(z_p)$  des estimations de redshifts photométriques pour les candidats de l'échantillon SPHerIC, construits à partir des couleurs IRAC des galaxies rouges situés à  $< 1'$  de l'émission SPIRE. La distribution présente un maximum marqué pour  $z_p = 1.7$ . La partie grisée pour  $z_p > 1.7$  indique que l'estimation du redshift photométrique est incertaine, et correspond à un rougissement des sources IRAC. . . . . 106
- 5.14 Distribution des estimations de redshifts photométriques pour les candidats de l'échantillon SPHerIC, séparés suivant la classification visuelle présentée Sect. 5.2.2. *Rouge* : "Proto-amas" ; *Bleu* : "Amas" ; *Vert* : "Groupes" ; *Noir* : "Autres". . . . . 107
- 5.15 *Haut* : Histogramme à deux dimensions  $[4.5]$  vs  $\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)$ . L'échelle de couleur indique le nombre de galaxies dans chaque intervalle, du blanc au rouge. Le trait noir est un ajustement d'une relation linéaire :  $\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) = -0.531 \times [4.5] + 21.58$ . Dans un intervalle de magnitude donné, la dispersion vaut  $\Delta \log_{10} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) \simeq 0.2$  dex. Voir Appendice B pour ces relations à d'autres redshifts. *Bas* : Distribution de probabilité  $\phi(M_*)$  des estimations de masses stellaires totales pour les candidats de l'échantillon SPHerIC. La distribution pique pour  $\log \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) = 12.3$ . La partie grise hachurée indique les structures pour lesquelles l'estimation de masse stellaire est incertaine à plus de 1 dex. . . . . 108

- 5.16 Distribution des rapports des estimations de masse stellaire à partir de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  ( $M_{\text{IRAC}}$ ) et de la magnitude en bande  $K_s$  ( $M_{K_s}$ ) pour les sources des champs SPHERIC où ces deux estimations sont disponibles. *Bleu, plein* : Toutes les sources (7089). *Rouge, trait* : Sources ayant  $1.3 < z_{p,\text{IRAC}} < 3$ . (2130). . . . . 109
- 5.17 **Haut** : Taux de formation d'étoiles spécifique ( $\text{SSFR} = \frac{\text{SFR}}{M_*}$ ) en fonction de  $M_*$  pour différents intervalles de redshifts dans le champ COSMOS. Figure réalisée à partir des données de KARIM et al., 2011, voir leur table 2. Ces relations sont utilisées pour estimer le taux de formation d'étoiles des galaxies candidates de l'échantillon SPHERIC à partir de leur masse estimée. **Bas** : Distribution des rapports de taux de formation d'étoiles estimés pour les candidats de l'échantillon SPHERIC à l'aide des données SPIRE ( $\text{SFR}_{\text{SPIRE}}$ ) et des données IRAC ( $\text{SFR}_{\text{IRAC}}$ ). . . . . 110
- 6.1 *Gauche* : Mosaïque à 4.5 microns du candidat G059. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à  $3\sigma$  à 250 (350) microns. Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5  $\sigma$  obtenus à l'aide de la méthode AKDE (Voir 4.4.2 et 5.1). Le cercle magenta représente la zone pointée avec EMIR, de rayon  $15''$ , ciblant l'importante l'émission SPIRE ( $S_{350} = 100 \pm 10 \text{mJy}$ ) au centre de l'image. Un zoom est visible Fig. 6.4. *Droite* : Le candidat G124 confirmé à  $z = 2.15$ . Un zoom est visible Fig. 6.7. . . . . 126
- 6.2 Image en fausses couleurs du champ G059 observé par Herschel SPIRE. (Bleu :  $250\mu\text{m}$ ; Vert :  $350\mu\text{m}$ ; Rouge :  $500\mu\text{m}$ ). La source SPIRE confirmée à  $z = 2.36$  est indiquée par le cercle violet. Le trait blanc indique le contour à 50% du maximum de l'émission Planck à 857 GHz. Les traits jaunes indiquent les contours de signification de la surdensité de sources rouges, à  $2\sigma, 3\sigma, 4\sigma$  etc... La surdensité maximale de sources rouges est à  $> 20\sigma$  de la densité moyenne. Tiré de la thèse de David Guéry GUERY, 2015 . . . . . 127
- 6.3 *Haut* : CO (3-2) observé à 103GHz pour le candidat G059-1 avec le 30m/EMIR. *Bas* : CO (4-3) observé à 137.6 GHz. L'observation des ces deux raies détermine le redshift de ce candidat à  $z = 2.36$ . . . . . 128
- 6.4 *Haut* : Mosaïque à 4.5 microns du candidat G059. Même légende que Fig. 6.1. Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . Les cercles magenta représentent ici les zones pointées avec NOEMA (N1 au centre et N2 vers la droite de l'image), de rayons  $15''$ . Le pointage N1 correspond au pointage avec EMIR, et révèle une unique source (cercle cyan) à  $z = 2.36$ . Le deuxième pointage, ciblant une surdensité de sources rouges angulairement proches ne révèle aucune détection. *Bas* : Couleur IRAC en fonction de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  pour les sources IRAC situées à moins de  $0.5'$  de la source SPIRE confirmée à  $z = 2.36$  (Points rouges) et pour les sources IRAC à une distance comprise entre  $0.5'$  et  $1'$  (Points bleus). Le cercle cyan indique l'unique source qui sera détectée à l'aide de NOEMA. Le trait plein noir indique la couleur médiane des sources IRAC rouges ( $= 0.08$ ), les traits pointillés la déviation standard par rapport à la médiane ( $\sigma = 0.15$ ). La densité surfacique de sources rouges  $\Sigma$  calculée dans un cercle de  $1'$  de rayon vaut  $19.4 \text{sources.arcmin}^{-2}$ . Ces propriétés pointent plutôt vers une surdensité de galaxies à  $z \sim 2$ . . . . . 129
- 6.5 Image en fausses couleurs du champ G124. Même légende que Fig. 6.2, le cercle violet indiquant cette fois la source confirmée à  $z = 2.15$ . Tiré de la thèse de David Guéry (GUERY, 2015). . . . . 130
- 6.6 *Haut* : CO (3-2) observé à 109.3 GHz pour le candidat G142-1 avec le 30m/EMIR. *Bas* : CO (4-3) observé à 146.3 GHz. L'observation des ces deux raies détermine le redshift de ce candidat à  $z = 2.15$ . . . . . 131

- 6.7 *Gauche* : Mosaïque à 4.5 microns du candidat G124. Même légende que Fig. 6.1. Les cercles rouges (bleus) représentent les sources IRAC avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ . La surdensité de sources rouges à la position de l'émission SPIRE confirmée à  $z = 2.15$  est clairement visible. *Droite* : Couleur IRAC en fonction de la magnitude à  $4.5\mu\text{m}$  pour les sources IRAC situées à moins de  $0.5'$  de la source SPIRE confirmée à  $z = 2.15$  (Points rouges) et pour les sources IRAC à une distance comprise entre  $0.5'$  et  $1'$  (Points bleus). Le trait plein noir indique la couleur médiane des sources IRAC rouges ( $= 0.17$ ), les traits pointillés la déviation standard par rapport à la médiane ( $\sigma = 0.2$ ). La densité de sources rouges calculée dans un cercle de  $1'$  de rayon vaut  $21.6 \text{ sources.arcmin}^{-2}$ . Ces propriétés pointent plutôt vers une surdensité de galaxies à  $z \sim 2$ . . . . . 132
- 6.8 La source G059-1 observée par NOEMA. Figure réalisée par Emanuele Daddi, et utilisée avec son aimable autorisation. . . . . 133
- 6.9 *Points rouges* : Flux photométriques à 3.6, 4.5, 250, 350,  $500\mu\text{m}$  pour G059-1. Les traits pleins représentent les cinq modèles de BERTA et al., 2013 ajustant le mieux les points photométriques. Le premier modèle correspond à une galaxie en phase de formation stellaire et avec une composante AGN ( $\sim 10\%$ ); le second à une composante composante AGN de  $\sim 30\%$ . Voir BERTA et al., 2013. . . . . 134
- 6.10 Image en fausses couleurs du champ G073. Même légende que Fig. 6.2. Une surdensité de sources rouges se répartissant suivant un chapelet est distinguable. Tiré de la thèse de David Guéry (GUERY, 2015). . . . . 135
- 6.11 Mosaïque à 4.5 microns du candidat G073. Même légende que Fig. 6.1. Les grands cercles rouges indiquent les positions des pointés avec ALMA, alors que les petits indiquent la position des sources détectés avec ALMA. . . . . 135
- 6.12 *Haut Gauche* : Insert d'un carte à  $350\mu\text{m}$  du champ G073. Les cercles rouges indiquent schématiquement les positions des sources SPIRE suivies avec ALMA. *Autres* : Inserts de la mosaïque à  $4.5\mu\text{m}$  des 8 sources SPIRE observées. Les cercles blancs ont un rayon de  $1'$ . Les cercles rouges (bleus) correspondant aux sources détectées avec  $[3.6] - [4.5] > (<) - 0.1$ , les cercles violets indiquent les positions des sources ALMA détectées. . . . . 136
- 6.13 *Gauche, haut* : Carte SPIRE à  $350\mu\text{m}$ . Les cercles blancs ont un diamètre de  $37''$  ( $0.2 \text{ HPBW}$ ). *De gauche à droite, de haut en bas* : Mosaïques ALMA dans les cercles blanc. Les cercles violets indiquent les détections avec ALMA. Les sources A5 et A6 ne sont pas représentées, mais sont détectées dans le champ S3. L'échelle de flux indique la brillance de surface en  $\text{Jy/beam}$ . Figure réalisée par Ruediger Kneissl (KNEISSL, 2016), et utilisée avec son aimable autorisation. . . . . 137
- 6.14 Mosaïques à  $4.5\mu\text{m}$  de G073 pour les sources SPIRE S7 (gauche) et S2 (droite). Les cercles bleus indiquent les sources ALMA détectées. On peut constater visuellement que A4, A15, et A16 ont un centre décalé par rapport au centre de l'émission IRAC. . . . . 137
- 6.15 Couleur  $[3.6] - [4.5]$  en fonction de la magnitude  $[4.5]$  pour les sources situées à une distance angulaire  $R < 2'$  de la source S1, et pour les sources détectées avec ALMA (étoiles bleues). Les points rouges indiquent les source situées à  $R < 0.5$ , les carrés verts celles à  $0.5' < R < 1'$  et les croix noires celles à  $1' < R < 2'$ . Les triangles indiquent les sources non détectées à 3.6 microns. Le trait plein rouge indique la couleur moyenne des sources IRAC rouges à  $R < 0.5'$  de S1, les traits pointillés rouges indiquent la dispersion à  $1\sigma$ . Le redshift photométrique correspondant estimé est de  $z_{p,\text{IRAC}} \gtrsim 1.8$ . On constate que 6 sources sur 13 sources ALMA sélectionnées ont une couleur autour de cette couleur moyenne, et que les autres ont toutes une couleur plus élevée. La taille des étoiles est proportionnelle au flux ALMA. . . . . 138
- 6.16 Densité de flux en  $\text{Jy}$  en fonction de la fréquence d'observation en  $\text{GHz}$  pour la source A3. Une raie est visible autour de  $226.7 \text{ GHz}$ . Si celle-ci est interprétée comme correspondant à la transition  $\text{CO}(6-5)$ , le redshift correspondant est  $z = 2.06$ . Communication personnelle de Ruediger Kneissl. . . . . 139

6.17	<i>Point rouges</i> : Points photométriques SPIRE (250, 350, 500 $\mu$ m) et flux ALMA dans le continu (1.2mm). Les traits pleins sont les corps noirs modifiés ajustés sur les seuls points SPIRE, les traits pointillés ceux ajustés sur les 4 points, pour des températures de poussière fixées à $T = 20, 30, 40$ K. On constate que les ajustements sur les seuls flux SPIRE surprédissent le flux observé par ALMA. . . . .	140
B.1	Histogrammes à deux dimensions [4.5] vs $\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_{\odot}} \right)$ pour différents intervalles de redshifts photométriques. L'échelle de couleur indique le nombre de galaxies dans chaque intervalle, du blanc (0) au noir par teintes de rouges. Le trait noir est un ajustement d'une relation linéaire. Voir la table B.1. Dans un intervalle de magnitude donné, la dispersion vaut $\Delta \log_{10} \left( \frac{M_*}{M_{\odot}} \right) \simeq 0.2$ dex. . . . .	148
B.2	Même légende que Fig. B.1 . . . . .	149
C.1	Mosaïques IRAC à 4.5 $\mu$ m des champs SPHERIC. Les traits gris (noir) représentent le contour d'émission à 50% du maximum à 250 (350) microns. Les traits pointillés vert-jaune-saumon-orange-rouge représentent les contours de densité de sources IRAC rouges à 2.5 - 3. -3.5 - 4. - 4.5 $\sigma$ (Voir Sects. 4.4.2 et 5.1). Les images couvrent 3' $\times$ 3'. . . . .	151
C.2	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	152
C.3	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	153
C.4	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	154
C.5	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	155
C.6	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	155
C.7	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	156
C.8	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	157
C.9	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	158
C.10	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	159
C.11	Même légende que Fig. C.1 . . . . .	160
D.1	Diagrammes couleur-magnitude des candidats de l'échantillon SPHERIC. Seules les sources IRAC rouges sont considérées ici. Les points rouges correspondent aux sources à une distance angulaire $d < 0.5'$ de l'émission SPIRE, les points bleus à celles à $0.5' < d < 1'$ . Le trait plein noir indique la couleur médiane, et les traits pointillés noirs la déviation à $\pm 1\sigma$ . Seules les sources ayant [4.5] < 22 sont considérées pour calculer ces valeurs, pour éviter que les sources à la photométrie très incertaine biaisent l'estimation. Les flèches indiquent des limites inférieures. Est aussi indiquée la densité de sources IRAC rouges (encadré). . . . .	161
D.2	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	162
D.3	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	162
D.4	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	163
D.5	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	163
D.6	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	164
D.7	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	164
D.8	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	165
D.9	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	165
D.10	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	166
D.11	Même légende que Fig. D.1 . . . . .	166



# Liste des tableaux

1.1	Liste d'amas/proto-amas à $z > 1.5$ . Voir aussi la table 5 de CHIANG, OVERZIER et GEBHARDT, 2013 . . . . .	10
2.1	Propriétés des trois échantillons utilisés ici $a$ : Longueurs d'ondes d'observation. $b$ : Résolution angulaire de l'instrument. . . . .	28
3.1	Quelques caractéristiques de la caméra IRAC. $a$ : Largeur à mi-hauteur $\Lambda$ pour les deux canaux à plus courtes longueurs d'IRAC (3.6 et $4.5\mu\text{m}$ ). $b$ : Sensibilité à $1\sigma$ , pour 100s d'exposition. Le bruit de confusion n'est pas inclus dans cette estimation, et un modèle de fond de ciel de faible intensité est supposé. Les valeurs avant la barre oblique correspondent à la mission cryogénique, tandis que celles après correspondent à la mission chaude. . . . .	40
4.1	Correction d'ouverture (Pour des densités de flux en $\mu\text{Jy}$ : $F_{\text{corr}} = \alpha F$ ) - Ch1 . . . . .	55
4.2	Correction d'ouverture (Pour des densités de flux en $\mu\text{Jy}$ : $F_{\text{corr}} = \alpha F$ ) - Ch2 . . . . .	56
4.3	Valeurs des paramètres ajustés sur la relation $\sigma(r)$ (Eq. 4.5). Voir aussi Fig. 4.8. . . . .	56
4.4	Valeurs de la complétude à 50, 80 et 90% (en $\mu\text{Jy}$ ). . . . .	63
4.5	Propriétés des zones utilisés dans les relevés SpUDS et SCOSMOS et dans l'échantillon SPHERIC. . . . .	69
5.1	Résumé des différentes classes définies visuellement. Il est important de signaler à nouveau qu'il ne s'agit que de candidats, et que cette terminologie devra ici être prise avec précaution. $a$ : Contraste maximum de densité dans les cartes de densité surfacique de sources IRAC rouges calculées avec la méthode AKDE : $\delta_{\text{AKDE}} = \frac{\text{maxAKDE} - \mu_{\text{AKDE}}}{\sigma_{\text{AKDE}}}$ . $b$ : Nombre de pics de densité $\delta \gtrsim 3.5$ présents dans la carte AKDE. . . . .	82
6.1	Résumé des différents programmes d'observation avec le 30m/EMIR. ID désigne l'identifiant du programme, P.I. le <i>Principal Investigator</i> , $t_a$ le temps alloué en heures, $N_c$ le nombre de sources SPIRE observées. . . . .	114
6.2	Sources SPIRE observées avec ALMA dans le champ G073. $a$ —Nombres de détections ALMA associées à la source SPIRE, ainsi que leur désignation. $b$ — Rappports signaux sur bruits des détections ALMA. $c/d$ —couleurs des sources SPIRE. Les cases en bleu indiquent que la source SPIRE n'est pas assez rouge pour passer la sélection finale choisie dans PLANCK COLLABORATION et al., 2015k. $e$ —Flux à $350\mu\text{m}$ de la source SPIRE, en mJy. Notons que la couleur $S_{350}/S_{250}$ de la source S4 est limitrophe , et peut être considérée comme rouge au vu des barres d'erreurs. S7 et S8 ont une détection incertaine à $500\mu\text{m}$ . . . . .	120
6.3	Résumé des 15 champs observés dans les bandes J et K à l'aide du CFHT. $t_J$ indique le temps d'observation (en heures) dans la bande J, $t_{K_s}$ celui dans la bande K. $M_J$ indique la magnitude limitante en bande J (50% de complétude), $M_K$ celle en bande K. . . . .	123
6.4	Résumé des observations du programme d'observation OPT16 mené avec le WHT/LIRIS. $t_J$ indique le nombre d'heures d'observation dans la bande J, $t_{K_s}$ celui dans la bande $K_s$ . . . . .	124
B.1	$\log_{10} \left( \frac{M_*}{M_{\odot}} \right) = A \times [4.5] + B$ . Les erreurs proviennent de la procédure d'ajustement. . . . .	147

**Titre : Le printemps cosmique des grandes structures : Spitzer et la recherche de structures à  $z \sim 2$  à haut taux de formation stellaire dans le sillage de Planck et Herschel.**

**Mots clés : grandes structures ; formation stellaire ; galaxies infrarouges ; amas de galaxies**

**Résumé :** Les galaxies sont des phares dans l'Univers qui nous permettent de comprendre l'évolution de la répartition dans l'Univers de la matière sous toutes ses formes. L'étude des galaxies à différentes époques cosmiques permet de comprendre comment elles s'organisent aux échelles cosmologiques (supérieures à la distance inter-galaxies) mais aussi comment elles se forment, et notamment forment leurs étoiles. À notre époque cosmique, les galaxies dans les environnements les plus denses (amas, groupes) présentent des propriétés bien différentes des autres galaxies. Cette bimodalité - entre des galaxies elliptiques, massives, vieilles et formant peu d'étoiles dans les environnements denses d'une part, et des galaxies spirales, plus jeunes et en phase de formation stellaire intense dans les environnements moins denses d'autre part - traduit des mécanismes d'évolution et de formation différents. L'étude des galaxies dans les amas locaux semble indiquer qu'elles ont formé la majorité de leurs étoiles lors d'un court épisode colossal de formation stellaire ( $\sim 500-1000 M_{\odot}$  par an) à des décalages vers le rouge  $z \gtrsim 2$ , avant d'évoluer passivement. Cependant, peu de telles structures ont été observées durant une telle phase à ce jour, qui est conséquemment toujours mal contrainte. Afin de construire un tel échantillon, une sélection ciblant directement la formation stellaire à l'aide du satellite Planck a permis d'identifier plus de 2000 candidats sur la base de leurs couleurs submillimétriques. Un suivi avec le télescope spatial Herschel sur 228 candidats a révélé des sources rouges, ayant leur pic d'émission entre 350 et 500 microns, présentes en excès significatif par rapport à des échantillons de références. Ceci est compatible avec des surdensités importantes de galaxies formant intensément des étoiles (plusieurs centaines de masses solaires par an), et situées à des décalages vers le rouge  $z \gtrsim 2$ .

Ce travail de thèse présente le suivi d'une partie de cet échantillon à l'aide du télescope spatial Spitzer, qui aboutit à la constitution de l'échantillon SPHerIC (Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters), comportant 84 candidats. Les données collectées par l'instrument IRAC de Spitzer (observant à 3.6 et 4.5 microns) ont permis d'identifier des surdensités importantes de galaxies compatibles avec  $z > 1.5$ , à une résolution angulaire 10 fois meilleure que celle de Herschel. Ces surdensités sont par ailleurs angulairement associées à la formation stellaire identifiée par Herschel, et présentent des couleurs cohérentes. Une large proportion de ces surdensités sont de plus spatialement étendu ( $> 2'$ ), pointant vers des structures encore en formation. Enfin, peu de structures présentant de tels contrastes de densité sont présentes dans d'autres relevés, confirmant l'exceptionnalité des structures identifiées par Planck et Herschel. Ces indications conduisent à supposer que l'échantillon SPHerIC est constitué d'amas et proto-amas de galaxies situés à  $z > 1.5 - 2$ , durant une phase majeure d'assemblage de leur masse stellaire. Ces candidats nécessitent cependant d'être confirmés avant que leurs propriétés physiques (redshift, masse, contenu en gaz, etc...) puissent être estimées, et d'ainsi contraindre les mécanismes d'évolution des galaxies dans les environnements denses. Un suivi a donc été démarré à cette fin, dans les domaines millimétriques et infrarouge proche. Des observations avec l'antenne de 30m de l'IRAM ont été effectuées, et ont permis de confirmer 3 candidats à des redshifts  $z \sim 2$ . Des données ont par ailleurs été obtenus avec l'interféromètre ALMA, qui pointent vers une origine multiple de la formation stellaire. Des données ont été obtenues dans le proche infrarouge à l'aide de télescopes au sol, et vont permettre de mieux contraindre les propriétés de ces objets, afin notamment de préparer un suivi spectroscopique.



**Title : Cosmic spring of large-scale structures : Spitzer and the search for  $z \sim 2$  highly star-forming structures following Planck and Herschel**

**Keywords : large-scale structures ; star formation ; infrared galaxies ; galaxy clusters.**

**Abstract :** Galaxies are beacons in the Universe that allow us to understand the evolution of the distribution of matter in all its forms in the Universe. The study of galaxies at different cosmic epochs allows us to understand how they are organized at cosmological scales (superior to inter-galaxy distance) but also how they form, and in particular form their stars. At our cosmic time, galaxies in the densest environments (groups, clusters) exhibit very different properties from other galaxies. This bimodality - between elliptic, massive, old galaxies that form few stars in dense environments on the one hand, and spiral galaxies, younger and experiencing intense stellar formation in less dense environments on the other - reflects different evolution and formation mechanisms. The study of galaxies in local clusters seems to indicate that they formed the majority of their stars in a short colossal episode of stellar formation ( $\sim 500\text{-}1000 M_{\odot}$  per year) at redshifts  $z \gtrsim 2$ , before evolving passively. However, few such structures have been observed during such a phase to this day, which is consequently still poorly constrained. In order to construct such a sample, a selection directly targeting the star formation using the Planck satellite made it possible to identify more than 2,000 candidates based on their submillimetric colors. A follow-up with the Herschel space telescope on 228 candidates revealed red sources, having their peak emission between 350 and 500 microns, present in significant excess compared to reference surveys. This is compatible with significant overdensities of galaxies intensely forming stars (several hundred solar masses per year), and located at redshifts  $z \gtrsim 2$ . This thesis work presents a follow-up of part of this sample using the Spitzer Space Telescope, which results in the SPHerIC (Spitzer Planck Herschel Infrared Clusters) sample comprising 84 candidates.

The data collected by the Spitzer IRAC instrument (observing at 3.6 and 4.5 microns) allowed to identify significant overdensities of galaxies compatible with  $z > 1.5$ , at an angular resolution 10 times better than that of Herschel. These overdensities are also angularly associated with the star formation identified by Herschel, and present coherent colors. A large proportion of these overdensities are also spatially extended ( $> 2'$ ), pointing to structures still in formation. Finally, few structures with such density contrasts are present in other surveys, confirming the exceptionality of the structures identified by Planck and Herschel. These indications lead us to suppose that the SPHerIC sample consists of clusters and proto-clusters of galaxies located at  $z > 1.5 - 2$  during a major assembly phase of their stellar mass. These candidates, however, need to be confirmed before their physical properties (redshift, mass, gas content, etc.) can be estimated, and thus constrain the evolution mechanisms of galaxies in dense environments. A follow-up has therefore been initiated for this purpose, in the millimeter and near infrared domains. Observations with the 30m antenna of the IRAM were carried out, and confirmed 3 candidates for redshifts  $z \sim 2$ . Data were also obtained with the ALMA interferometer, which points to a multiple origin of the star formation. Data have been obtained in the near infrared using ground-based telescopes, and will allow to better constrain the properties of these objects, in particular to prepare a spectroscopic follow-up.

