



HAL
open science

Étude statistique des structures à grand redshift observées par les satellites Planck et Herschel

David Guery

► **To cite this version:**

David Guery. Étude statistique des structures à grand redshift observées par les satellites Planck et Herschel. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112162 . tel-01262699

HAL Id: tel-01262699

<https://theses.hal.science/tel-01262699>

Submitted on 27 Jan 2016

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.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE 127 :
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE
LABORATOIRE : INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE SPATIALE

THÈSE DE DOCTORAT DE PHYSIQUE

Soutenue le 17 septembre 2015 par

David GUERY

Étude statistique des structures à grand redshift observées par les satellites Planck et Herschel

Composition du jury :

Président du jury :	Mme. Nabila Aghanim	Directeur de recherche (IAS)
Rapporteurs :	Mme. Véronique Buat	Professeur (LAM)
	M. Juan Macías-Pérez	Directeur de recherche (LPSC)
Examineurs :	Mme. Geneviève Soucaïl	Astronome (OMP IRAP)
	M. Emanuele Daddi	Ingénieur-Chercheur (CEA)
Directeur de thèse :	M. Hervé Dole	Professeur (IAS)

Remerciements

Avant tout j'aimerais remercier mon jury d'avoir pris le temps de lire ce manuscrit, et pour les remarques et questions constructives qui m'ont été adressées. Ensuite, un grand merci à Hervé, un directeur de thèse qui prend soin de ses thésards, et qui, malgré son emploi du temps, a toujours été présent lorsque j'avais besoin de lui. Il m'a beaucoup appris, scientifiquement, professionnellement et au niveau de la rédaction, a toujours être précis et rigoureux, parce qu' "on est pas dans Science & Vie ici". Continuons à l'IAS avec les "permanents", principalement ceux du groupe cosmologie, Alex, Julien, Mathieu, Marian, Nabila, Nicole, que je suis allé voir plusieurs fois et qui n'ont jamais semblé dérangé par mes questions et ont pris le temps d'y répondre. Et aussi merci pour toutes les discussions, scientifiques ou non, que l'on a eu pendant trois ans. Merci aussi à ceux de Toulouse, Étienne, Ludo, Inès, d'avoir toujours répondu à mes questions et appris beaucoup de chose. Un mot également pour Matthieu, Niraj et Alain, avec qui j'ai travaillé sur l'article de Niraj et qui m'ont beaucoup appris et encadré au début de ma thèse. Grâce à eux j'ai produit des résultats solides et très vérifiés.

Et parce que la recherche c'est aussi (et surtout) des thésards et des post-doc', un grand merci tout d'abord à Morgane, Vincent, Alexandre et aussi un peu Cateline avec qui j'ai partagé mon bureau pendant ces trois années de thèse et passé de très bon moments et de franches parties de rigolade. Et aussi à Agnès, Antoine, Aurélie, Ben, Cédric, Clara, Clément, Fabien, Guillaume, J.-B., Lapo, Lucie, Nicolas, Raoul et Stéphane pour les nombreuses poses café, discussions et soirées partagées avec eux au labo et en dehors. Un merci également à Todd avec qui je suis parti au Mauna Kea pour faire des observations et qui a été très sympa.

Un merci aussi à l'administration, Véro, Nicole, Patricia, Hélène, Chloé entre autre et aussi à l'équipe info, notamment Karin avec qui j'ai beaucoup interagi. Et aussi une pensée à tous ceux que je n'ai pas cité mais qui apporte chacun leur contribution à la bonne ambiance qui règne à l'IAS qui fait que ces trois années de doctorat se sont très bien passées.

Pour finir je remercierai ma famille qui m'a toujours soutenu dans mes projets et poussé à donner le meilleur de moi. Une pensée pour mon oncle et mon grand-père qui ne m'ont pas vu devenir docteur. Mais surtout un très grand merci à Astrid, ma femme, qui m'a supporté ces trois années et qui, n'étant ni doctorant, ni physicienne, a accepté

de lire entièrement ce manuscrit pour m'aider dans ma rédaction, et qui m'a toujours soutenue même dans les moments de baisse de régime et m'a encouragé jusqu'au bout.

Résumé

Les modèles et les observations actuels de l'Univers sont en accord aux grandes échelles. Néanmoins, cela ne permet pas d'expliquer la formation des structures baryoniques dans l'Univers. Afin de contraindre la formation des structures, des observations sont nécessaires à différents redshifts pour observer les structures à différentes étapes d'évolutions. Les données du satellite *Planck*, du fait de sa couverture spectrale, devraient permettre de détecter des galaxies infrarouges dont les redshifts sont compris entre $z = 2$ et $z = 4$.

Ainsi environ 2000 objets extragalactiques susceptibles d'être à haut redshift sont détectés dans 26% du ciel, autour des pôles galactiques. Un sous échantillon de 228 sources est observé à plus grande sensibilité et résolution angulaire avec le satellite *Herschel* et l'instrument SPIRE. Grâce à ces observations je peux résoudre les sources ponctuelles de Planck en plusieurs sources Herschel. J'identifie alors trois possibilités de type de sources : soit une candidate de source amplifiée par lentillage gravitationnel, soit un candidat d'amas de galaxies à haut redshift, soit un alignement de sources fortuit le long de la ligne de visée. Après analyse, j'ai identifié dans cet échantillon 11 sources candidates à être amplifiées par lentillage gravitationnel parmi les plus brillantes du ciel sub-millimétrique. Ces sources ont été confirmées depuis à des redshifts compris entre $z = 2.2$ et $z = 3.6$ (Canameras et al. 2015) et permettent de sonder la formation stellaire dans l'Univers lointain. Il reste 217 surdensités de sources que j'ai étudié. En utilisant la couleur des sources Herschel, j'ai calculé une estimation de la densité surfacique des sources. 50% des champs Herschel de l'échantillon ont une surdensité supérieure à 10σ lorsque l'on sélectionne les sources rouges ($S_{250}/S_{350} < 1.4$ et $S_{500}/S_{350} > 0.6$). Cela montre que l'échantillon est principalement composé de surdensités de source rouge. En ajustant un corps noir modifié à 35 K sur les données photométrique *Herschel*-SPIRE je montre que la distribution de redshift photométrique des sources pique à $z = 2$.

Notre échantillon se compose donc de 11 sources lentillées et 217 surdensités (et potentiels amas) de galaxies à redshift $z = 2$. Ces potentiels amas de galaxies se composent d'en moyenne 9 sources dans $4.5'$ de diamètre. Les sources individuelles ont des luminosités infrarouges d'environ $4.10^{12} L_{\odot}$ ce qui correspond à un taux de formation stellaire (SFR) de $700 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$ (en utilisant la conversion de Bell (2003)). Cela donne pour les potentielles structures à une luminosité de $4.10^{13} L_{\odot}$ et un SFR de $7000 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Notre échantillon trace donc les structures denses du ciel à fort taux de formation stellaire.

Cet échantillon sera donc clé dans la compréhension de la formation des structures et des étoiles à des redshifts autour de $z = 2$.

Abstract

Actual models and observations of the Universe agreed at large scale. But the formation of baryonic structures remains unknown. To constrain structure formation in the Universe, observations are needed at different redshift to see different evolution steps. *Planck*satellite, with his spectral coverage, should detect red galaxies in the redshift range $z = 2$ to $z = 4$.

Thus we detect about 2000 extragalactic objects in 26% of the sky near galactic poles, candidates to be at high redshift. A sample of 228 sources is observed at higher sensibility and resolution than *Planck*with *Herschel* satellite. This lead to resolve ponctual *Planck*sources in several *Herschel* sources. So I identify three possible types of object : candidates sources of gravitationally amplified lenses, galaxy cluster candidates and alignment of sources along the line of sight. I find in the sample 11 sources amplified by gravitationnal lensing, some of the brightest of the submillimeter sky. These have redshift between $z = 2.2$ and $z = 3.6$ (Canameras et al. 2015) and provide a zoom in the stellar formation of the far Universe. It let 217 overdensity of sources that I study. With their colour in *Herschel* data, I find an estimate of their density. 50% of *Herschel* fields have an overdensity greater than 10σ using red sources colour selection ($S_{250}/S_{350} < 1.4$ et $S_{500}/S_{350} > 0.6$). This show that our sample is mainly composed of red overdensity. Fitting *Herschel*-SPIRE photometry with a modify black body at 35 K, I show that the photmetric redshift distribution of *Herschel* sources peaks around $z = 2$.

Our sample is now composed of 11 lensed sources and 217 galaxy cluster candidates at $z \sim 2$. These galaxy cluster candidates contain an average of 9 SPIRE sources in 4.5' diameter beam. Individual sources have a luminosity distribution peaking at $4.10^{12} L_{\odot}$ which leads to a star formation rate (SFR) of $700 M_{\odot}.yr^{-1}$ (using conversion factor from Bell (2003)). This gives an estimate structure luminosity of $4.10^{13} L_{\odot}$ and an SFR of $7000 M_{\odot}.yr^{-1}$ assuming that sources are members of the same structure. Our sample traces dense structure at high star formation rate in the full sky. This sample will be a key in the comprehension of structure formation and star formation at redshift about $z = 2$.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
1 Formation et évolution des grandes structures	13
1.1 Le cadre cosmologique	15
1.1.1 Historique	15
1.1.2 Le modèle standard à 6 paramètres	18
1.1.3 Tensions entre observations et Λ -CDM	20
1.2 Le fond infra-rouge extragalactique ou Cosmic Infrared background (CIB)	22
1.3 Les amas de galaxies	25
1.3.1 Les amas à $z > 1.5$	26
1.4 Problématique : formation d'étoiles à grand redshift ($z \geq 2$) et lien avec les grandes structures	28
1.5 Mon approche	29
1.5.1 Nombre de structures prédit par le modèle	30
1.5.2 Adéquation du satellite Planck avec la détection d'amas à grand redshift	32
2 Planck, Herschel, description et sélection de l'échantillon	35
2.1 Le satellite Planck	36
2.1.1 HFI : High Frequency Instrument	37
2.1.2 LFI : Low Frequency Instrument	37
2.2 Le satellite Herschel	38
2.2.1 SPIRE : Spectral and Photometric Imaging REceiver	38
2.2.2 PACS : Photodetector Array Camera and Spectrometer	38
2.2.3 HIFI : Heterodyne Instrument for the Far-Infrared	39
2.3 Méthode de sélection des cibles dans les cartes Planck-HFI	39
2.3.1 Résumé de la sélection des cibles dans les cartes Planck-HFI	40
2.3.2 Création des cartes d'excès à 545 GHz	43
2.3.3 Détection des sources Planck	45
2.4 Sélection des cibles à partir du catalogue de sources Planck (PCCS)	46
2.5 Observations à plus haute résolution angulaire et sensibilité avec Herschel-SPIRE	47
2.5.1 Observations de suivi des sources Planck	47

2.5.2	Données Herschel-SPIRE	48
2.6	Traitement et mise à disposition des données	50
2.6.1	Traitement des données SPIRE via HIPE (Herschel Interactive Processing Environment)	50
2.6.2	Identification des bolomètres bruités	51
2.6.3	Mise à disposition des données et catalogues pour la collaboration	52
3	Détection et photométrie Herschel-SPIRE	55
3.1	Extraction des sources et photométrie	55
3.1.1	StarFinder	56
3.1.2	FASTPHOT	58
3.1.3	Photométrie d'ouverture et détermination des paramètres	59
3.1.4	Estimation du bruit des données Herschel	63
3.1.5	Détermination des paramètres StarFinder et application à l'échantillon Planck High-z	65
3.1.6	Comparaison des trois méthodes : StarFinder, FASTPHOT et photométrie d'ouverture	66
3.2	Validation de la photométrie	69
3.2.1	Génération des cartes Monte-Carlo	69
3.2.2	Précision photométrique	70
3.2.3	Complétude	71
3.2.4	Comparaison avec des catalogues publics	72
3.2.5	Comparaison de deux observations d'un même champ	74
3.3	Planck vs SPIRE	75
3.3.1	Définition des zones Planck-IN et Planck-OUT	75
3.3.2	Comparaison entre le catalogue SPIRE et le catalogue Planck	77
3.4	Catalogue multi-longueurs d'onde	79
4	Analyse statistique des données SPIRE	85
4.1	Couleurs	85
4.1.1	Diagramme couleur-couleur	85
4.1.2	Distribution et densité de couleur	88
4.2	Classification des sources Planck : surdensités ou candidats de sources amplifiées	90
4.3	Sources amplifiées par lentillage gravitationnel	92
4.4	Comptages de galaxies	94
4.5	Estimation de densité surfacique	98
4.5.1	Surdensité surfacique de sources	98
4.5.2	Estimation de densité de surface par noyau adaptatif	100
4.5.2.1	Calcul de l'écart-type des champs de densité par Monte-Carlo	102
4.5.2.2	Calcul des champs de significativité des catalogues sélectionnés en flux	103
4.5.2.3	Calcul des champs de significativité des catalogues sélectionnés en couleur	103

4.5.2.4	Comparaison avec des champs de densité d'un échantillon de contrôle : HerMES Lockman-SWIRE	104
4.5.2.5	Les sources Planck High-z ont une densité significativement supérieure au fond du ciel	104
4.6	La signature des surdensités vue par le stacking des champs SPIRE	105
4.7	Estimation de la distribution en redshift photométrique	107
4.8	Estimation de luminosité et taux de formation d'étoiles	110
4.8.1	Luminosité infrarouge intégrée	110
4.8.2	Taux de formation d'étoiles (SFR)	112
5	Programmes d'observations complémentaires	117
5.1	SCUBA-2	117
5.1.1	Instrument	117
5.1.2	Sélection des sources	118
5.1.3	Observations	118
5.1.4	Réduction et traitement des données	120
5.1.5	Détection et photométrie	120
5.1.6	Analyse jointe SPIRE-SCUBA-2	120
5.2	SPT DSFGs (Dusty Star Forming Galaxies)	124
5.2.1	Instrument	125
5.2.2	Échantillon	125
5.2.3	Problématique : Planck & SPT	125
5.2.4	Analyse Herschel des champs SPT	126
5.3	Observations supplémentaires en infrarouge proche	130
5.3.1	Spitzer	130
5.3.2	CFHT	132
5.3.3	WHT	133
6	Conclusion et perspectives	135
6.1	Des surdensités de sources rouges à redshift $z \sim 2$	135
6.2	Perspectives	137
	Liste des figures	147
	Liste des tableaux	153
A	Articles	155
A.1	Planck intermediate results. XXVII. High-redshift infrared galaxy overdensity candidates and lensed sources discovered by Planck and confirmed by Herschel-SPIRE (disponible sur arXiv :1503.08773)	155
A.2	Planck's Dusty GEMS : Gravitationally lensed high-redshift galaxies discovered with the Planck survey	185
A.3	Multiwavelength characterisation of $z \sim 2$ clustered, dusty, star forming galaxies discovered by Planck	205

A.4 Probing star formation in the dense environments of $z \sim 1$ lensing halos aligned with dusty star-forming galaxies detected with the South Pole Telescope	226
B Images trois couleurs de l'échantillon <i>Planck</i> High-z	243

Chapitre 1

Formation et évolution des grandes structures

De tous temps, l'homme a voulu comprendre le monde qui l'entoure. Comment est apparue la vie, la Terre, le Système Solaire, la Galaxie, les galaxies, l'Univers ? Nous cherchons sans cesse à répondre à "la grande question sur la vie, l'Univers et le reste". Depuis que l'homme regarde le ciel, il cherche à le comprendre. On retrouve des traces de ces études dans l'histoire de toutes les civilisations, avec des premières observations de la Lune et du Soleil (~ 3400 av. J.-C. chez les Mayas et ~ 2100 av. J.-C. en Chine). À partir du V^e siècle av. J.-C. on trouve les premiers catalogues d'étoiles (en Chine) et les premières hypothèses sur l'Univers et la cosmologie (en Grèce).

Ce désir de connaître les origines de l'Univers est devenu une science que l'on appelle la cosmologie. Cette discipline apparue au XX^e siècle étudie l'Univers dans son ensemble. Elle prend racine principalement avec les travaux d'Einstein qui suppose un Univers homogène et isotrope. Au cours du siècle, la compréhension de l'Univers a évolué, et il s'est vu doté d'un début, le Big Bang, et d'une histoire le menant à ce que l'on peut observer aujourd'hui.

Depuis plus de dix ans, les progrès technologiques ont permis d'améliorer les observations de l'Univers. L'augmentation de la taille des collecteurs primaires des télescopes, de la résolution des capteurs et l'envoi d'observatoires dans l'espace ont donné une nouvelle vision de l'Univers. L'amélioration des moyens de traitement, d'analyse, de stockage et de partage de l'information ont permis de donner une image toujours plus

détaillée et précise du ciel. Tout cela amène une meilleure connaissance de notre environnement et la possibilité d'imaginer des théories physiques pourvues d'un formalisme mathématique amenant des prédictions sur l'évolution et la physique de l'Univers.

Ainsi les satellites comme COBE (COsmic Background Explorer), WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), *Planck*, *Herschel* ou le Hubble Space Telescope (HST), et aussi les observatoires au sol comme le South Pole Telescope (SPT), le Sloan Telescope, le James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), l'IRAM (Institut RADIOastronomie Millimétrique) ou ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array), donnent des observations de zones du ciel complémentaires dans tous les domaines de longueurs d'onde. Elles permettent de tenter de répondre aux questions sur l'Univers. De quoi est-il composé (matière, rayonnement, vide ou autre chose)? Quelle est son histoire (début, fin, âge, évolution, structuration)? Quelle est sa géométrie (plat, ouvert ou fermé)? Est-il fini ou infini? et bien d'autres questions qui sont testées dans des modèles d'univers. Durant les trente dernières années, le modèle Λ -CDM, s'est révélé être le plus compatible avec toutes les observations. Il est ainsi devenu un paradigme dans lequel tous les résultats récents sont inclus.

Comme aucun modèle n'est parfait, il existe des points de tensions entre le paradigme Λ -CDM et certaines observations. Les problèmes apparaissent en particulier lorsque l'on observe à des échelles inférieures aux amas de galaxies. Le modèle est construit à partir de l'hypothèse d'un univers infini, homogène et isotrope dans son ensemble. Or, à ces échelles, on ne considère qu'une portion de l'Univers, et on peut donc s'attendre à des tensions. De plus le modèle traduit l'évolution d'un univers de matière noire, et le comportement de la matière baryonique dans ce contexte est encore mal connu. Afin de comprendre les processus physiques (formation d'étoiles, chauffage du milieu intergalactique, arrêt rapide de la formation d'étoile dans les galaxies du centre, extraction du gaz des galaxies par l'amas, etc.) qui ont lieu dans les amas de galaxies, l'analyse des observations de ces objets au moment de leur formation est primordiale. Nous obtiendrons ainsi des indices (taux de formation stellaire, type de galaxies, rareté des structures observées, etc.) sur leur histoire et sur l'évolution et le comportement de la matière dans cet environnement particulier qu'est celui des amas de galaxies.

Dans cette thèse, j'aborde la recherche de sources sur tout le ciel, qui pourraient être ces amas de galaxies, à l'aide du satellite *Planck*, puis l'analyse des objets trouvés avec le satellite *Herschel*. Après une description des instruments utilisés, je décris la méthode de sélection des objets dans les cartes du ciel de *Planck*. J'effectue ensuite l'analyse des données *Herschel*, et détermine les caractéristiques des sources, leur flux, leur couleur,

leur nombre, leur densité. J'estime alors certaines quantités physiques associées comme le décalage spectral vers le rouge (ou redshift¹), la luminosité et le taux de formation d'étoiles des objets et conclue sur leur nature : amas de galaxies, source unique brillante ou alignement de sources sur la ligne de visée.

Notons que cette thèse a été financé par le Domaine d'Intérêt Majeur Astronomie et Condition d'Apparition de la Vie (DIM ACAV) de la région Ile-de-France.

1.1 Le cadre cosmologique

1.1.1 Historique

L'étude de l'Univers commence dès le VII^e siècle dans la Grèce antique avec Thalès (640-547 av. J.-C.) qui supposait une Terre plate sur un océan infini. Puis Pythagore (569-494 av. J.-C.) pose que les astres (Terre, Lune, Soleil) sont sphériques et Platon (427-346 av. J.-C.) place la Terre au centre de l'Univers. Les grecs font également des premières mesures du ciel : Aristarque de Samos (310-230 av. J.-C.) mesure les distances à la Lune et au Soleil et propose un premier modèle héliocentrique qui est refusé, Hipparque (190-120 av. J.-C.) crée un premier catalogue d'étoiles et la théorie des épicycles pour expliquer le mouvement apparent des planètes. Il faut ensuite attendre Copernic (1473-1543) pour de grandes avancées avec l'héliocentrisme, la rotation de la Terre et le fait que la distance Terre-Soleil soit très inférieure à la distance entre le Soleil et les étoiles. Les évolutions et les mesures continuent en passant par Kepler (1571-1630) avec les lois régissant les orbites des planètes, Galilée (1564-1642) qui observe le ciel avec une lunette astronomique et Newton (1643-1727) qui énonce la gravitation universelle régissant les mouvements des corps dans l'espace.

La théorie de la gravitation de Newton perdurera jusqu'à ce qu'Einstein publie ses travaux sur la relativité restreinte ([Einstein 1905b,a](#)) puis la relativité générale ([Einstein 1916](#)). Einstein décrit la gravitation dans un espace-temps à quatre dimensions (trois spatiales et une temporelle) avec l'équation suivante :

$$R_{\mu}^{\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu}^{\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu}^{\nu} \quad (1.1)$$

Où R_{μ}^{ν} est le tenseur de Ricci (représentant la courbure de l'espace-temps causé par le champ gravitationnel), g_{μ}^{ν} est le tenseur métrique, R la courbure scalaire et T_{μ}^{ν} le

1. Le redshift est causé par l'expansion de l'Univers qui étire les longueurs d'onde sur le trajet du photon. Il peut donc être relié à une distance et un âge.

tenseur énergie-impulsion (représentant la répartition de la masse et de l'énergie dans l'espace-temps). Cette équation s'applique pour toutes les masses de l'Univers mais n'admet pas de solutions simples. Pour trouver une solution, l'Univers doit admettre des symétries. Einstein applique cette équation à un Univers de matière homogène (pas de point privilégié) et isotrope (pas de direction privilégiée). Il trouve une solution pouvant correspondre à un univers soit en expansion, soit en contraction. L'idée d'un univers non statique ne lui semble pas correcte, et il ajoute ainsi une constante dans la solution pour corriger cette "erreur" : la constante cosmologique. Il se ravisera plus tard acceptant le concept d'univers non statique. L'expansion de l'Univers est prouvée par [Hubble \(1929\)](#) avec la loi de Hubble qui traduit la vitesse de récession \vec{v} des galaxies en fonction de leur distance \vec{r} :

$$\vec{v} = H\vec{r} \quad (1.2)$$

Où H est le paramètre de Hubble qui s'exprime comme $H = \frac{\dot{a}}{a}$ avec $a(t)$ le facteur d'échelle. L'Univers est donc en expansion ce qui confirme à priori l'inutilité de la constante cosmologique introduite par Einstein.

Une solution à l'équation d'Einstein pour un univers dominé par la matière, homogène et isotrope est donné par [Friedmann \(1922\)](#). L'équation obtenue s'exprime de la manière suivante :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} \quad (1.3)$$

Avec H le paramètre de Hubble, G la constante de gravitation universelle, ρ la densité d'énergie de l'Univers, k le rayon de courbure de l'Univers, c la célérité de la lumière et a le facteur d'échelle. Cette solution correspond à un univers dominé par la matière en expansion.

La matière considérée par Friedmann dans ses équations est de la matière baryonique. Il apparaît ensuite que les mesures de masse gravitationnelle et de masse lumineuse de galaxies ne correspondent pas ([Zwicky 1933](#)). La matière composant l'Univers peut alors être séparée en deux catégories : la matière classique qui rayonne et la matière invisible interagissant seulement par la gravitation, la matière noire. L'équation 1.3 peut se réécrire pour faire apparaître les différentes contributions à l'énergie de l'Univers :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_R + \rho_b + \rho_{dm}) - \frac{kc^2}{a^2} \quad (1.4)$$

Où ρ_R , ρ_b et ρ_{dm} sont les densités d'énergie associées au rayonnement, à la matière baryonique et à la matière noire. Mais quelle est alors la nature de la matière noire ? Si cette question demeure encore en suspend au moment de l'écriture de cette thèse, on a pu contraindre son comportement. La matière noire peut être chaude, tiède ou froide

en fonction de sa dispersion de vitesse dans l'Univers. Le type de matière correspondant le mieux aux observations de la structuration de l'Univers est la matière noire froide (ou Cold Dark Matter (CDM), [Blumenthal et al. \(1984\)](#)) et ρ_{dm} devient ρ_c .

D'après la loi de [Hubble \(1929\)](#) l'Univers est en expansion. Cependant plusieurs problèmes nécessitent l'addition d'une constante cosmologique pour être expliqués ([Lahav et al. 1991](#)). Des mesures plus récentes des distances dans l'Univers grâce à des supernovæ ([Riess et al. 1998](#)) montrent que l'Univers est en expansion accélérée, ce qui est en faveur de la constante cosmologique. En effet, d'après les équations d'états de l'Univers que l'on peut résumer comme :

$$w = \frac{P}{\rho} \quad (1.5)$$

Où P est la pression et ρ la densité, on a pour la matière $w = 0$ et pour le rayonnement $w = \frac{1}{3}$. Ce qui veut dire que la matière agit comme une pression nulle (car très diluée par l'expansion de l'Univers) et le rayonnement agit comme une pression faible, mais positive. Sous l'effet d'une pression positive, l'Univers devrait être en expansion ralenti, or elle est accélérée. En introduisant de l'énergie sombre avec $w = -1$ on introduit une pression négative qui explique l'accélération de l'expansion de l'Univers. De plus à l'aide de l'équation du fluide qui s'écrit :

$$3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+w) + \dot{\rho} = 0 \quad (1.6)$$

On peut déduire la variation des trois composantes en fonction du facteur d'échelle a . Ainsi pour la matière $\rho_m \propto a^{-3}$, pour le rayonnement $\rho_R \propto a^{-4}$ et pour l'énergie sombre $\rho_{EN} = cste = \Lambda$. La constante cosmologique Λ , introduite puis supprimée par Einstein est donc réintroduite, non pas pour contrer l'expansion de l'Univers, mais pour l'accélérer. En décomposant la densité d'énergie de l'Univers ($\rho = \rho_R + \rho_m$, avec $\rho_m = \rho_b + \rho_c$) et en ajoutant la constante cosmologique, l'équation 1.4 devient :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_R + \rho_m) - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.7)$$

En prenant en compte les équations 1.5 et 1.6 on peut exprimer cette équation de la manière suivante :

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_{R,0}a^{-4} + \Omega_{m,0}a^{-3} + \Omega_{k,0}a^{-2} + \Omega_\Lambda \quad (1.8)$$

Avec $\Omega_{R,0} = \frac{8\pi G\rho_{R,0}}{3H_0^2}$, $\Omega_{m,0} = \frac{8\pi G\rho_{m,0}}{3H_0^2}$, $\Omega_{k,0} = \frac{kc^2}{H_0^2}$ et $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}$, les densités réduites d'énergie liées au rayonnement, à la matière, à la courbure et à la constante cosmologique respectivement et H_0 la constante de Hubble aujourd'hui. Ceux-ci font partie des

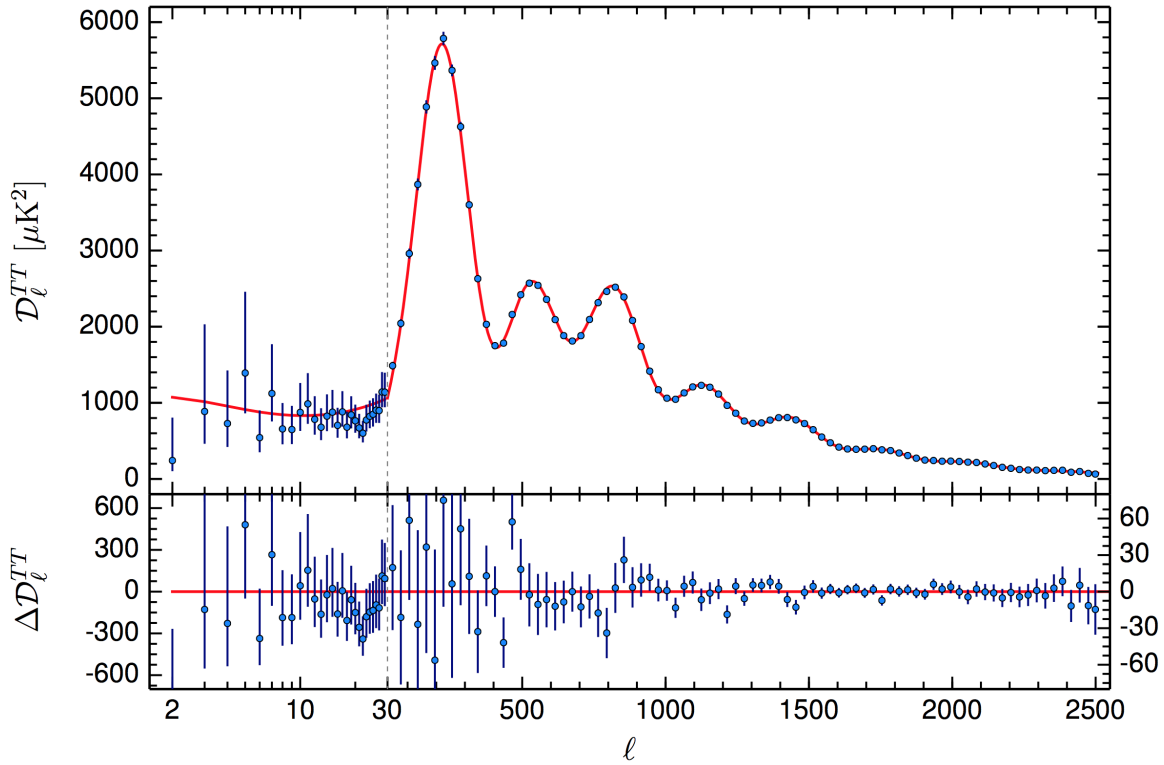


FIGURE 1.1: Spectre de puissance des fluctuations du CMB. Les données du satellite *Planck* (points bleus) sont ajustées avec un modèle (ligne rouge) pour contraindre les valeurs des paramètres cosmologiques. Figure 1 [Planck Collaboration XIII \(2015\)](#).

paramètres cosmologiques à contraindre par l’ajustement du modèle sur les données.

1.1.2 Le modèle standard à 6 paramètres

L’histoire de l’Univers est décrite par la théorie du Big Bang (début) ([Lemaître 1927](#); [Alpher et al. 1948](#); [Alpher 1999](#)) puis par le modèle Λ -CDM (évolution). La naissance de l’Univers est appelé le Big Bang, puis a lieu une période d’inflation exponentielle, l’Univers est alors opaque et composé d’un plasma dense de photons, d’électron et de quarks. L’Univers est en expansion et se refroidit, ainsi les quarks se regroupent et forment les nucléons (baryogénèse), puis les nucléons se regroupent en noyaux atomiques (nucléosynthèse). Environ 380000 ans après le Big Bang ($z = 1089.90 \pm 0.23$, [Planck Collaboration XIII \(2015\)](#)) a lieu la recombinaison : les électrons libres se lient aux noyaux pour former des atomes d’hydrogène (75%) et d’hélium (25%). Les photons sont alors libres de parcourir l’espace sans interaction avec les électrons du milieu et l’Univers devient transparent. Les photons de cette époque sont observables sous la forme du fond diffus cosmologique ou Cosmic Microwave Background (CMB). Ce phénomène est prédit par [Gamow \(1948\)](#) puis observé par [Penzias & Wilson \(1965\)](#).

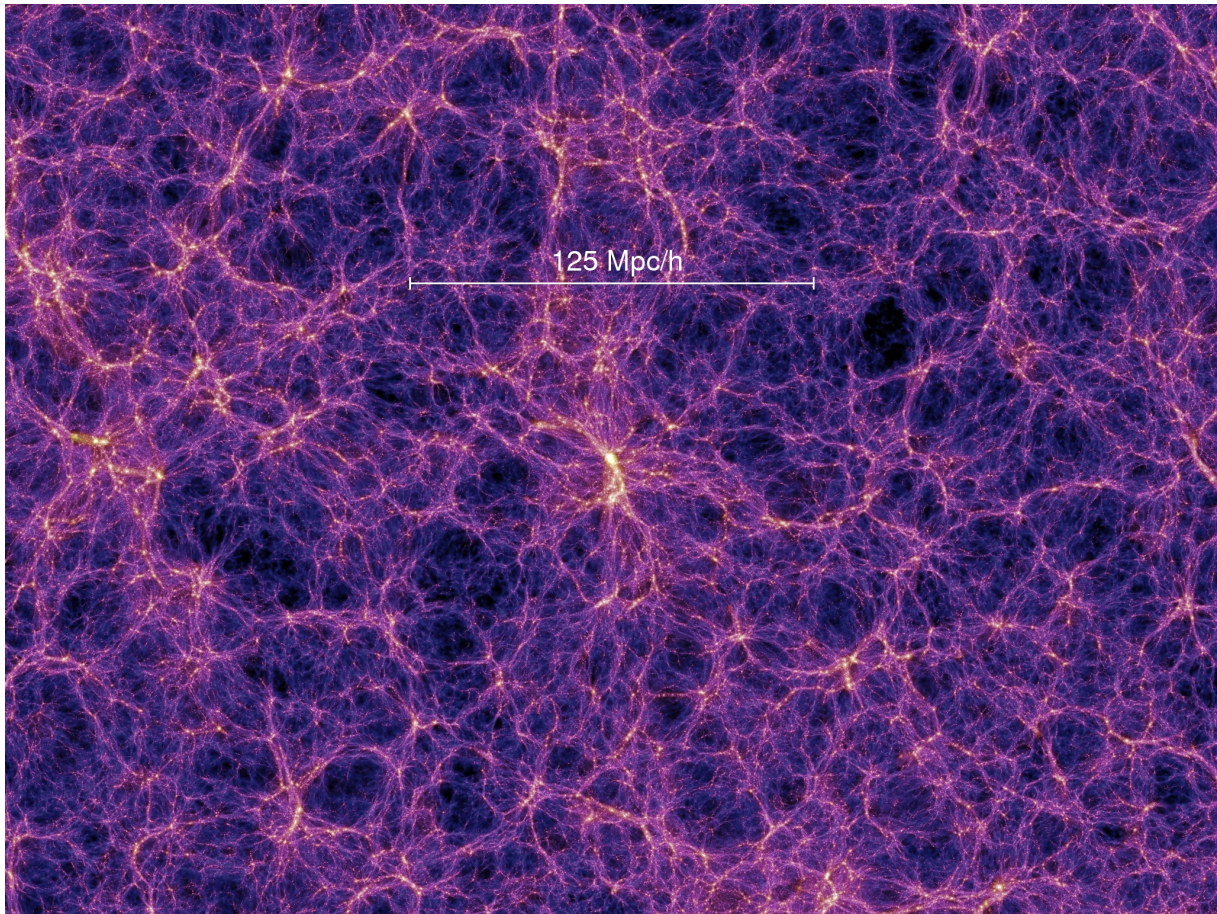


FIGURE 1.2: Structuration d'un univers de matière noire modélisé via Λ -CDM avec la simulation Millenium. On voit apparaître les halos de matière noire reliés par des filaments qui délimitent des régions de vide. Crédit : simulation Millenium

Les photons thermalisés par le plasma avant la recombinaison ont un spectre de corps noir parfait observé à 2.72548 ± 0.00057 K (Fixsen 2009) avec des fluctuations de l'ordre de 10^{-5} K.

Le modèle Λ -CDM décrit l'évolution de l'Univers depuis les conditions initiales mesurés sur le CMB. Les fluctuations du CMB tracent les fluctuations primordiales de la matière. La mesure de ces fluctuations permet d'obtenir leur spectre de puissance (Larson et al. 2011; Planck Collaboration XVIII 2011) qui peut être modélisé par Λ -CDM. Le modèle est ensuite ajusté aux données et permet de contraindre les paramètres cosmologiques (Larson et al. 2011; Planck Collaboration Int. XVI 2014; Planck Collaboration XIII 2015). Le modèle ajusté aux données du CMB (Fig. 1.1) contient 6 paramètres à déterminer qui permettent de calculer tous les autres. On obtient pour ces paramètres les valeurs suivantes :

$\Omega_b h^2 =$	0.02230 ± 0.00014	la densité d'énergie réduite des baryons
$\Omega_c h^2 =$	0.1188 ± 0.0010	la densité d'énergie réduite de la matière noire
$100\theta_{MC} =$	1.04093 ± 0.00030	l'échelle acoustique du CMB
$\tau =$	0.066 ± 0.012	l'opacité de l'Univers
$\ln(10^{10} A_s) =$	3.064 ± 0.023	l'amplitude du spectre de puissance des fluctuations primordiales
$n_s =$	0.9667 ± 0.0040	la pente du spectre de puissance des fluctuations primordiales

Le modèle Λ -CDM permet de faire des simulations d'univers. Avec elles il est possible d'avoir une observation simulée que l'on peut comparer aux observations. À partir des paramètres, on peut modéliser la structuration de la matière dans l'Univers. On le simule à partir du spectre de puissance primordial avec les paramètres obtenus et les équations de gravitation, puisque c'est la seule interaction de la matière noire. On obtient des univers de matière noire simulés que l'on peut visualiser à toutes époques. Plusieurs grandes simulations ont été effectuées comme Millenium I ([Springel 2005](#)) et II ([Boylan-Kolchin et al. 2009](#)), Bolshoi et BigBolshoi/MultiDark ([Klypin et al. 2011](#); [Prada et al. 2012](#); [Klypin et al. 2014](#); [Kuhlen et al. 2012](#); [Skillman et al. 2014](#)) et DEUSS ([Rasera et al. 2010](#)). Dans celles-ci on simule l'évolution et la structuration d'un univers de matière noire. Il part d'une distribution homogène avec de faibles fluctuations de densité de matière. Puis les fluctuations s'intensifient par accrétion de matière, il se forme des halos reliés par des filaments et séparés par des vides (Fig. 1.2). Cette structure caractéristique est appelée la toile cosmique et correspond aux observations de l'Univers (relevé 2MASS ([Skrutskie et al. 2006](#)) et 2dF ([Percival et al. 2001](#))) aux très grandes échelles (~ 500 Mpc). En revanche à plus petite échelle et dans l'Univers local, il existe des tensions entre le modèle et les observations.

1.1.3 Tensions entre observations et Λ -CDM

Les simulations à partir de Λ -CDM sont en accord avec les observations (par exemple les BAO (Baryon Acoustic Oscillations)) ([Eisenstein 2005](#)). En revanche lorsque l'on compare la structuration fine de l'Univers avec le modèle, on voit apparaître des tensions.

Λ -CDM prédit le nombre de structures observées en fonction de leur masse et de leur redshift (voir sect 1.5.1). On peut alors modéliser les comptages des amas de galaxies sur le ciel et comparer ce modèle aux données pour obtenir des contraintes sur les paramètres $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_c$ et σ_8 (relié à A_s) en utilisant une autre sonde observationnelle

que le CMB (White et al. 1993; Mo et al. 1996; Planck Collaboration XX 2014). D'après Planck Collaboration XX (2014) on obtient $\Omega_m = 0.29 \pm 0.02$ et $\sigma_8 = 0.77 \pm 0.02$ avec les amas de galaxies contre $\Omega_m = 0.3156 \pm 0.0091$ et $\sigma_8 = 0.831 \pm 0.013$ avec le CMB (Planck Collaboration XIII 2015). On constate que ces paramètres ne sont pas compatible entre eux, montrant que Λ -CDM ne peut expliquer à la fois la formation des grandes structures et les fluctuations du CMB. Ce désaccord peut venir soit d'une fluctuation de bruit aléatoire qui changerait justement ce paramètre, soit des hypothèses sur la physique du gaz dans les amas de galaxies qui est encore mal comprise (notamment l'estimation du biais entre la masse de matière noire et la mass de gaz).

Il existe aussi des tensions au niveau de la structuration interne des halos de matière noire. Lorsque que l'on fait correspondre les sous-halos de matière noire avec les galaxies satellites des amas (abundance matching, Reddick et al. (2014)) on voit qu'il y a un excès de sous-halo de matière noire par rapport aux nombre de galaxies satellites. Le modèle Λ -CDM produit trop de petites structures dans l'Univers local. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait qu'un sous-halos de matière noire ne contient pas obligatoirement de galaxie, et donc n'est pas visible. L'absence de galaxies dans un halo de matière noire peut s'expliquer par le phénomène de feedback qui chasse le gaz d'une galaxie et par les processus en jeu lors de la réionisation (Bullock et al. 2000; Somerville 2002; Benson et al. 2003; Kravtsov 2010; Wadepuhl & Springel 2011; Sawala et al. 2012).

La structuration de la matière noire est bien contrainte car elle provient de l'évolution linéaire des fluctuations primordiales. En revanche la structuration des baryons fait appelle à des processus hautement non linéaires, ce qui rend sa modélisation plus complexe (Primack 2015).

La structuration différente de la matière noire et de la matière baryonique induit un biais entre leurs distributions respectives. Ce biais peut être mesuré en confrontant les mesures de distribution de galaxies sur le ciel au nombre d'objets théorique calculé à partir du formalisme de Press & Schechter étendu (Mo et al. 1996). Ce biais dépend de la masse des halos de matière et de l'époque de formation des galaxies. Le modèle Λ -CDM laisse apparaitre un autre biais lorsque l'on regarde les structures à grande échelle (halos de matière noire hôte d'amas de galaxies). Il est défini comme le rapport entre le spectre de puissance des halos et le spectre de puissance de la matière noire (Tinker et al. 2010). Il montre que les halos de matière sont plus structuré (d'après les simulations) que ne le laisse penser le modèle. Ceci montre que le modèle Λ -CDM ne rend pas compte de la formation de l'Univers lorsque des processus non-linéaires (structuration de la matière baryonique ou structuration de la matière noire à grande échelle) sont en jeu.

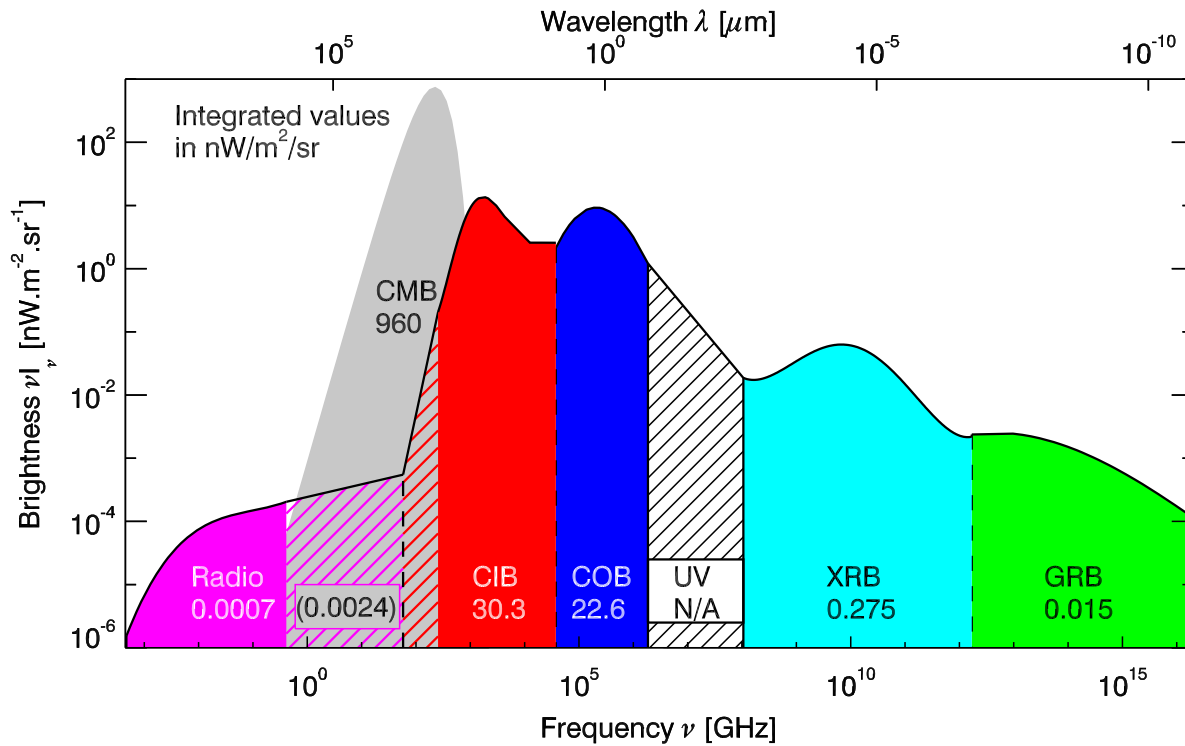


FIGURE 1.3: Spectre du rayonnement de fond extragalactique par domaine de longueur d'onde. Les chiffres indiquent la contribution énergétique de chaque domaine. Le CMB (en gris) domine complètement le fond du ciel ($\sim 95\%$ de l'énergie totale), alors que le CIB (en rouge) participe à hauteur de $\sim 3\%$ à l'énergie intégrée du rayonnement de fond. Figure de Dole & Béthermin (en prep.) et Dole (2010)

1.2 Le fond infra-rouge extragalactique ou Cosmic Infra-red background (CIB)

Le rayonnement de fond extragalactique est le résultat de la somme de toutes les contributions extragalactiques au rayonnement électromagnétique (Fig. 1.3), intégré sur toutes les époques. Comme c'est un rayonnement diffus, sa distribution spatiale et son intensité changent en fonction de la longueur d'onde et de la résolution de l'observation (Planck Collaboration XXX 2014).

Ce rayonnement est prédit par Partridge & Peebles (1967) en partant de l'émission stellaire des galaxies, puis en décalant celle-ci vers le rouge pour modéliser l'émission des galaxies lointaines. Ils déduisent que le signal intégré de la composante stellaire des galaxies devrait être détectable dans le visible et infra-rouge proche entre 5 et 15 μm .

Les premières mesures des galaxies infra-rouges montrent que les galaxies starburst (à flambée de formation d'étoiles) rayonnent une grande partie ($\sim 95\%$) de leur énergie dans l'infra-rouge (Soifer et al. 1987). La formation d'étoiles génère un rayonnement

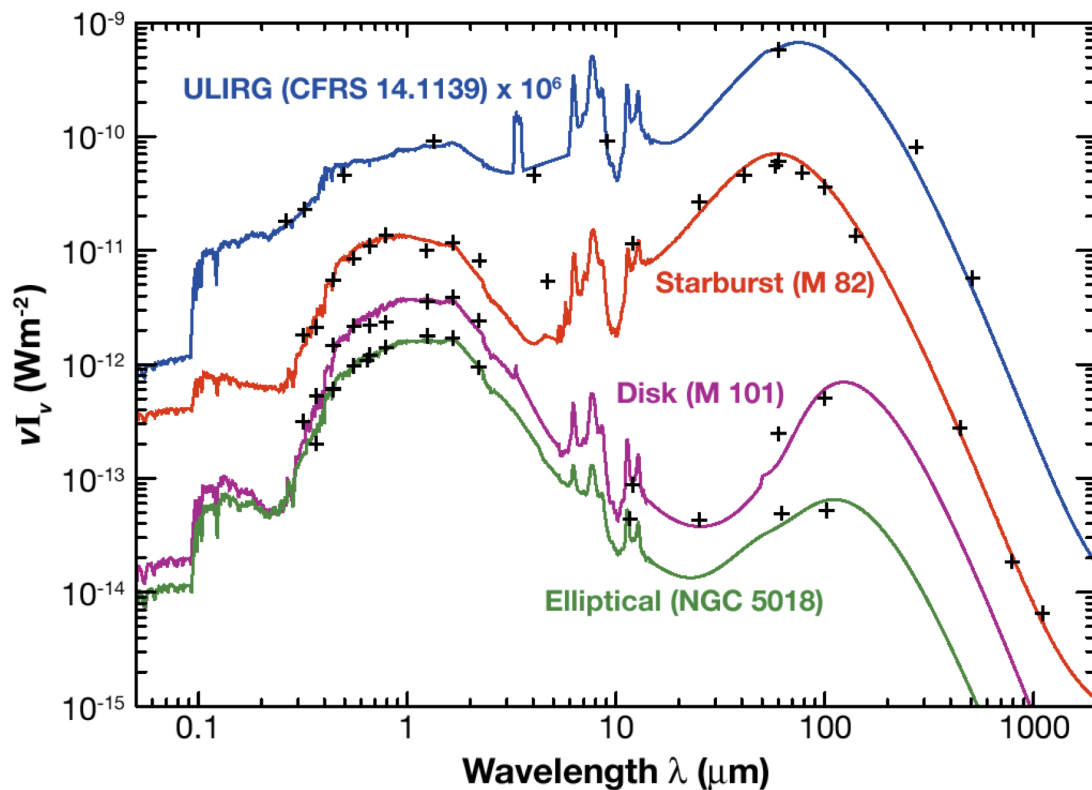


FIGURE 1.4: Évolution de la SED d'une galaxie en fonction du type de galaxie observée. Le pic à $1 \mu\text{m}$ représente la composante stellaire, ceux à $10 \mu\text{m}$ les PAHs (Poly Aromatic Hydrocarbon) et celui à $100 \mu\text{m}$ la poussière galactique. Plus le taux de formation stellaire de la galaxies augmente (elliptique vers ULIRG), plus le ratio stellaire/poussière diminue. La lumière produite par les étoiles est absorbée par la poussière qui la ré-émet à plus haute longueur d'onde. Figure de [Galliano \(2004\)](#) cité par [Lagache et al. \(2005\)](#)

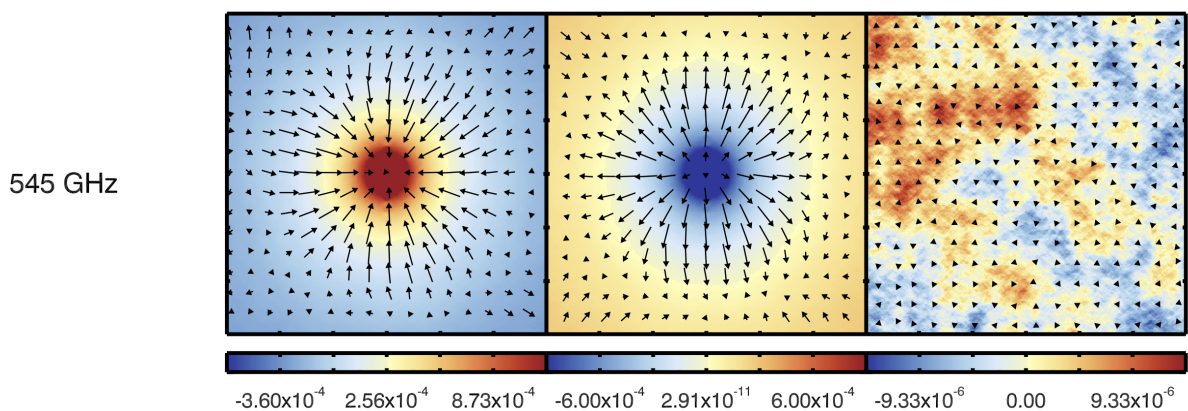


FIGURE 1.5: Empilement (stacking) du CIB *Planck* à 545 GHz (carte de couleur en K) sur les position des 20000 points les plus brillants (à gauche), les plus négatifs (au centre) et des champs aléatoires (à droite). Les vecteurs représentent le potentiel de lentillage données par le stacking de la carte de masse aux mêmes positions. La corrélation entre le CIB et la masse intégrée apparaît clairement. Figure 4 de [Planck Collaboration XVIII \(2014\)](#).

UV intense qui chauffe la poussière galactique dense dans ces galaxies. La poussière rayonne ensuite comme une somme de corps noirs à différentes températures centrées autour de la température de poussière de la galaxie. Cela produit un rayonnement infra-rouge intense avec un pique d'émission vers $100 \mu\text{m}$. L'intégration sur le ciel de toutes ces galaxies forme un fond diffus dans l'infra-rouge.

Ce signal de fond est mesuré (Puget et al. 1996; Fixsen et al. 1998; Hauser et al. 1998; Lagache et al. 1999; Hauser & Dwek 2001; Kashlinsky 2005; Dole et al. 2006; Béthermin et al. 2012b) pour contraindre l'histoire de formation et d'évolution des galaxies. Sa puissance totale intégrée vaut environ $26 \text{ nW}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ (Béthermin et al. 2012b), soit environ 3% du budget énergétique total du rayonnement de fond extragalactique (Fig. 1.3). Le pic d'émission du CIB se situe autour de $160 \mu\text{m}$ (Dole et al. 2006). Aux longueurs d'onde du pic d'émission du CIB, la résolution angulaire des instruments est parfois insuffisante pour résoudre toutes les sources du CIB. On voit alors apparaître ce rayonnement comme un fond confus de sources brillantes. C'est ce que l'on appelle la limite de confusion.

Grâce aux avancés technologiques qui améliorent la résolution des télescopes spatiaux, il devient possible de résoudre les fluctuations du CIB en sources individuelles. Cependant une faible partie de l'énergie totale est résolue, 10% avec Spitzer à $160 \mu\text{m}$ (Béthermin et al. 2010), 10% avec *Herschel* à $350 \mu\text{m}$ (Oliver et al. 2010) et une fraction négligeable est résolue par *Planck* (Planck Collaboration XVIII 2011; Planck Collaboration XXX 2014). L'essentiel de l'information est donc compris dans les fluctuations du CIB. Ces fluctuations tracent la forme caractéristique de la toile cosmique donnée par les modèles d'univers de matière noire. Le CIB devient alors un outil puissant pour étudier la formation et l'évolution des structures.

Le CIB est le résultat de l'intégration du rayonnement des galaxies infra-rouge sur tout le ciel à toutes les époques, il est composé de différentes sortes de galaxies en fonction des époques. Dans l'univers local, le signal est dominé par l'émission des poussières des galaxies spirales qui ré-émettent le rayonnement UV de la formation stellaire. On note également une queue de distribution de galaxies très lumineuses, les LIRGs (Luminous InfraRed Galaxies, $10^{11} \leq L_{IR} \leq 10^{12} L_{\odot}$) et ULIRGs (Ultra-luminous LIRGs, $L_{IR} > 10^{12} L_{\odot}$) (Sanders & Mirabel 1996) visible dans les régions de fusions de galaxies. Ces galaxies lumineuses sont le siège de flambées de formations stellaires avec des taux de l'ordre de $10\text{-}100 M_{\odot}\cdot\text{yr}^{-1}$. Selon le modèle de Lagache et al. (2005) elles ne contribuent localement au CIB qu'à hauteur de $\sim 6\%$. À des redshifts $0.5 \leq z \leq 1.5$ les galaxies qui contribuent au CIB sont majoritairement des galaxies

infra-rouge très lumineuses (44% de LIRGs et 17% d'ULIRGs à $15\ \mu\text{m}$). Lorsque le redshift augmente, cette proportion augmente également et à redshift $z \geq 1.5$ il y a 20% d'ULIRGs à $850\ \mu\text{m}$, le reste étant composé principalement de LIRGs et de galaxies starburst ($10^{10} < L_{IR} < 10^{11} L_{\odot}$) (Lagache et al. 2005; Caputi et al. 2007; Le Floch et al. 2009; Béthermin et al. 2010, 2012b). Lorsque l'on augmente la longueur d'onde d'observation du CIB au delà du pic d'émission ($160\ \mu\text{m}$) le redshift des sources participant majoritairement augmente (cf. figure 4 Lagache et al. (2005) et figure 7 Viero et al. (2013a)). Donc pour maximiser la probabilité d'observer des sources à haut redshift ($z \geq 2$) on doit observer à des longueurs d'onde supérieures à $160\ \mu\text{m}$.

Grâce au satellite *Planck*, une carte de l'effet de lentillage du ciel est produite à partir de la carte du CMB (Planck Collaboration XVIII 2014). L'effet de lentillage gravitationnel est causé par les masses présentes sur le trajet de la lumière du CMB. On accède alors à la cartographie de la masse intégrée de l'Univers. La comparaison de la carte des masses avec la carte du CIB montre une corrélation entre celles-ci que l'on voit dans la figure 1.5 (Planck Collaboration XVIII 2014). Plus la masse présente est importante, plus il y a de galaxies, plus leur émission intégrée est forte donc plus le CIB est intense.

Le CIB permet donc de tracer la formation stellaire dans son ensemble puisque la majeure partie des galaxies le composant sont des galaxies à formation d'étoiles. Il permet aussi d'observer les zones les plus massives de l'Univers puisqu'il est corrélé avec la distribution de masses. La combinaison de ses deux propriétés donne accès par exemple à la formation stellaire dans les amas de galaxies (Viero et al. 2009, 2013b).

1.3 Les amas de galaxies

D'après le modèle de formation hiérarchique, la matière se structure en partant des petites masses vers les hautes. Les amas de galaxies sont le résultat de l'évolution des plus hautes masses et ils contiennent les plus massives galaxies de l'Univers à bas redshift ($z \leq 0.1$). Les galaxies centrales des amas sont des galaxies elliptiques très massives ($\sim 10^{13} M_{\odot}$) composées d'étoiles vieilles, d'une faible proportion de poussières, et dépourvues de formation stellaire. Les galaxies périphériques sont des galaxies "normales" formant des étoiles à un rythme d'environ $1 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ (Dressler 1980; Dressler et al. 1997; Smith et al. 2005; Poggianti et al. 2009).

Les galaxies des amas ont donc une grande masse stellaire dans l'Univers local. Comme toutes les galaxies passent par une phase de formation stellaire, il doit exister une

époque où les galaxies centrales des amas ont formé intensément des étoiles (Behroozi et al. 2013). Ces galaxies traversent leur phase de formation d'étoiles à un redshift $1 \leq z \leq 4$ (Brodwin et al. 2013), puis arrêtent de former des étoiles à cause de l'environnement de l'amas de galaxies (Brodwin et al. 2013). A contrario, les galaxies de champ ont une histoire de formation stellaire plus linéaire et continuent à former des étoiles.

Du fait de leur masse importante les amas de galaxies ont un rayonnement particulier. Notamment, le gaz intergalactique, chauffé par le potentiel gravitationnel de l'amas, rayonne dans le domaine X (LaRoque et al. 2006; George et al. 2009; Hoshino et al. 2010; Vikhlinin et al. 2006). Ce gaz chaud interagi avec le rayonnement de fond du CMB par l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ, Sunyaev & Zeldovich (1969, 1972)). Ces deux signaux sont utilisés pour détecter des amas de galaxies jusqu'à $z \sim 1$ (Planck Collaboration XXIX 2014; Hasselfield et al. 2013; Hurier et al. 2015; Bleem et al. 2015). D'après le modèle de formation hiérarchique ces amas se forment à des redshift $1.5 \leq z \leq 4$ (Mo & White 2002; Tinker et al. 2008). On suppose qu'au moment de leur formation, les amas ne sont pas encore liés, et donc le gaz inter-galactique n'est pas encore chauffé par le potentiel gravitationnel. On ne pourrait donc pas voir de signal X ou SZ des amas en formation. En revanche cette période de formation correspond à la période où le taux de formation stellaire cosmique atteint son maximum (Fig 1.6). Les galaxies formant des étoiles émettent principalement dans l'IR (c.f., sect. 1.2), on devrait donc pouvoir observer les amas en formation dans ces longueurs d'onde.

1.3.1 Les amas à $z > 1.5$

Les amas de galaxies à haut redshift ($z \geq 1.5$) montrent des caractéristiques compatibles avec les progéniteurs des amas les plus massifs de l'Univers local (Galametz et al. 2010; Capak et al. 2011; Venemans et al. 2007; Kodama et al. 2007; Gobat et al. 2011; Santos et al. 2011, 2013; Toshikawa et al. 2012; Andreon et al. 2013; Shimakawa et al. 2014; Clements et al. 2013; Ma et al. 2015). Ce sont des amas de galaxies en formation, ils ne sont donc pas complètement virialisés et ne présentent pas tous forcément de signature X ou SZ typique d'un amas à $z < 1.5$. Ce sont des objets privilégiés pour observer les processus de formation des amas de galaxies et l'étude de ces "proto-amas" entre $z \sim 4$ et $z \sim 1.5$ permet d'avoir un aperçu de leur l'évolution . Malheureusement, leur non-virialisation les rend difficiles à observer car ils n'apparaissent pas dans les relevés sur tout le ciel X ou SZ. La plupart de ces amas sont vus autour de galaxies radio, mais la galaxie centrale n'est pas toujours radio-émettrice. Pour contraindre le comportement générale de ces amas, il faut un échantillon statistique plus important sur tout le ciel.

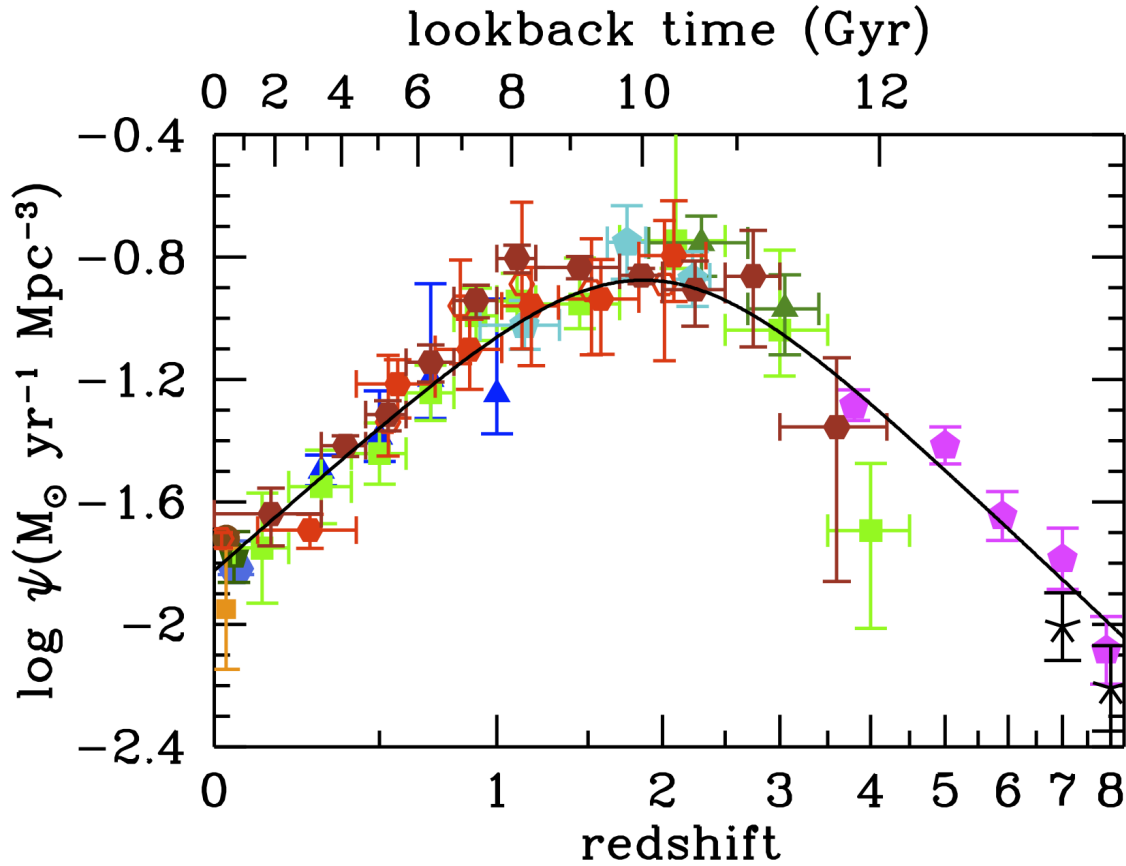


FIGURE 1.6: Évolution du taux de formation stellaire cosmique (CSFR) en fonction du redshift. Les données sont mesurées sur différents relevés (*Sélectionnés dans l'UV pour les symboles : gris-bleus, bleus, verts foncés, verts, turquoises, magentas et noirs. Sélectionnés en IR pour les symboles : marrons, oranges foncés, rouges et rouges foncés.*) et le meilleur modèle est tracé en ligne noire. Le CSFR admet un pic autour de $z = 2$. Figure 9 de [Madau & Dickinson \(2014\)](#).

Comme ces amas sont dans leur période de formation stellaire intense ([Brodwin et al. 2013](#)), leurs galaxies membres sont visibles dans l'IR. Ces galaxies font donc parties des contributeurs au signal du CIB. Le regroupement de plusieurs galaxies formant intensément des étoiles devrait produire une fluctuation importante du CIB. Un relevé du CIB sur tout le ciel devrait permettre de repérer un grand nombre de ces amas en formation.

1.4 Problématique : formation d'étoiles à grand redshift ($z \geq 2$) et lien avec les grandes structures

L'émission des galaxies due à la formation stellaire est visible dans les longueurs d'onde du sub-millimétrique pour des redshifts $z \geq 2$ ($\lambda > 300 \mu\text{m}$). Dans cette gamme, le CIB est dominé par la formation stellaire des galaxies. De plus il trace également la masse de la matière. On pourra donc l'observer sur tout le ciel pour trouver les points brillants du CIB qui devrait être des zones de forte masse et de formation stellaire intense. On espère ainsi découvrir des amas de galaxies dans une période intense de formation d'étoiles.

L'histoire de la formation stellaire est investiguée depuis environ 20 ans (Madau et al. 1996) car elle permet de comprendre la formation des galaxies et des structures dans l'Univers. De nombreuses contraintes ont été posées sur le taux de formation stellaire cosmique (CSFR, Cosmic Star Formation Rate) au cours des années et le paysage s'est éclairci (Madau & Dickinson 2014) (Fig 1.6). Il reste néanmoins des zones d'ombres surtout à redshift $z \geq 2$ où les mesures sont plus difficiles à effectuer, principalement à cause du faible flux des sources et du temps nécessaire pour les observer. Pour mieux contraindre le CSFR à des redshift $z \geq 2$, on doit observer des galaxies lointaines à des fréquences où leur formation stellaire est visible. Or, la formation stellaire est visible dans le CIB.

La clef de l'investigation est donc le CIB dont l'observation devient un aspect décisif dans la compréhension du CSFR. Le CIB n'étant pas résolu en sources individuelles avec *Planck*, nous devons en sonder les fluctuations pour mesurer le CSFR. De plus, comme le CIB est la conséquence de la formation d'étoiles dans les galaxies, ses plus fortes fluctuations positives devraient représenter les zones de plus forte formation stellaire de l'Univers.

Le satellite *Planck* observe dans 6 bandes de fréquences du millimétrique au sub-millimétrique avec l'instrument HFI. Il permet donc de mesurer le signal du CIB (Planck Collaboration XVIII 2011; Planck Collaboration XXX 2014). Ces données vont nous permettre de traquer la formation stellaire dans l'Univers. Pour cela nous allons rechercher les fluctuations positives du CIB et les analyser à plus haute résolution avec le satellite *Herschel* pour savoir quels objets y contribuent et comment ils se comportent en terme de formation stellaire.

Comme le CIB trace à la fois les masses et la formation stellaire, en cherchant les fluctuations positives du CIB, nous cherchons à sonder à la fois les zones de formation

stellaire importante et les zones de masse importante. La recherche de ses fluctuations a donc un double intérêt :

- du point de vue cosmologique cela permet d’observer les structures massives de l’Univers jeune, typiquement à $z \geq 2$.
- du point de vue astrophysique, cela permet de sonder la formation stellaire dans les galaxies en environnement dense.

Une fois ces fluctuations positives du CIB repérées avec *Planck*, le travail va consister à les caractériser en les résolvant angulairement avec *Herschel*, puis en déterminant leurs redshifts, luminosités et SFR.

L’analyse de ces sources du CIB devrait donner trois types de sources possibles. Soit un alignement de sources fortuit le long de la ligne de visée, soit une structure gravitationnellement liée, soit une source intrinsèquement brillante contribuant quasiment seule au signal dans le lobe *Planck*.

Comment discerner ces trois cas de figure ? Quelle est la contribution des sources du CIB au CSFR ? Si ce sont des structures liées, quelle est leur masse ? Qu’est ce que cela implique sur l’évolution des galaxies et de leur SFR en fonction de l’environnement ? De quelle époque exacte nous parvient cette information ? Les données seules du satellite *Planck* ne sont pas suffisantes pour répondre à ces questions, il faut une résolution angulaire supérieure qui permette de résoudre une plus grande fraction des sources composant ces fluctuations positives du CIB.

1.5 Mon approche

Les fluctuations positives du CIB sont détectées dans les données *Planck*-HFI par l’équipe de Toulouse dans l’article [Planck Collaboration \(2015\)](#). Ils utilisent une méthode de nettoyage des cartes pour enlever les contaminations du CMB et des poussières de la Galaxie. Ils obtiennent au final une carte d’excès en couleur où les fluctuations positives apparaissent supérieur au fond. De cette façon, la détection des sources à étudier, correspondant peut être aux zones massives de formation stellaire intense, est faite automatiquement sur tout le ciel. Ils obtiennent plus de mille sources ponctuelles dans les cartes *Planck*. Pour voir apparaître la structuration de ces zones, il faut les observer à une plus haute résolution angulaire que *Planck* (4,5’ à 545 GHz) ([Tauber et al. 2010b](#)).

Pour observer ces sources à plus haute résolution angulaire, l’équipe de l’IAS a utilisé le satellite *Herschel* avec l’instrument SPIRE (de résolution comprise entre 18’’ et

36") (Griffin et al. 2010). Ce satellite observant dans une gamme de fréquences en partie commune avec *Planck*-HFI est utile pour identifier les contreparties spatiales des sources du CIB. Ces observations ont débutées avant mon arrivée à l'IAS et se sont terminées durant ma première année (2012-2013). Leur étude est le sujet principal de cette thèse et sera développée tout au long du document.

Le but de cette thèse est d'analyser les fluctuations positives du CIB vue par *Planck* grâce à *Herschel*. Les informations apportées par *Herschel* permettent dans un premier temps de déterminer la présence de structures dans l'infra-rouge. Puis la photométrie permettra d'établir un diagnostic pour déduire :

- les types de sources parmi les trois possibles (alignement fortuit, structure liées ou sources lentillées)
- la formation stellaire et la masse des objets
- des contraintes sur la formation des structures en terme de regroupement des masses (aspect cosmologique)
- des contraintes sur la formation des structures en terme de formation stellaire des galaxies en fonction de l'époque et de l'environnement (aspect astrophysique)

En recherchant les fluctuations positives du CIB, nous espérons trouver principalement des structures gravitationnellement liées à haut redshift ($z \geq 2$). Ces structures représenteraient les progéniteurs des amas de galaxies locaux, et permettraient d'observer leur formation. Comme on s'attend à des structures en formation, elles ne devraient pas être assez évoluées pour avoir chauffé le gaz intergalactique. On ne devrait pas pouvoir observer ces objets dans les rayons X ou par effet SZ.

La probabilité de trouver ces structures peut être prédite par modèle Λ -CDM. On peut calculer le nombre de structures en fonction de leur masse et du temps. Ce calcul se fait à partir des équations d'évolution des perturbations d'origine de l'Univers et est détaillé dans la suite.

1.5.1 Nombre de structures prédit par le modèle

Le paradigme Λ -CDM permet de calculer l'évolution des fluctuations primordiales de l'Univers dans le temps. Notamment la fonction de masse qui trace le nombre de sources $n(M, z)$ en fonction de leur masse M et de leur redshift z . Elle se base sur la première équation de Friedman, puis sur le formalisme de Press & Schechter (1974). Ce formalisme a évolué (Mo & White 2002) et a été corrigé pour s'ajuster aux observations.

D'après [Tinker et al. \(2008\)](#) il s'exprime comme suit :

$$\frac{dn}{dM} = f(\sigma) \frac{\bar{\rho}_m}{M} \frac{d \ln \sigma^{-1}}{dM} \quad (1.9)$$

avec

$$f(\sigma) = A \left[\left(\frac{\sigma}{b} \right)^{-a} + 1 \right] e^{-c/\sigma^2} \quad (1.10)$$

et

$$\sigma^2 = \int P(k) W(kR) k^2 dk \quad (1.11)$$

Ici la masse du halos est définie en fonction de la surdensité Δ définie comme :

$$\Delta = \frac{M_\Delta}{(4/3)\pi R_\Delta^3 \bar{\rho}_m} \quad (1.12)$$

et représente la masse contenue dans une sphère de rayon R_Δ pour lequel la densité moyenne contenue dans la sphère vaut Δ fois la densité de matière moyenne de l'Univers $\bar{\rho}_m$ à l'époque z de l'observation. La densité moyenne de l'Univers au redshift z est $\bar{\rho}_m(z) \equiv \Omega_m(z)\rho_c(z) = \bar{\rho}_m(0)(1+z)^3$ avec $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ la densité critique de l'Univers. Dans ce contexte $f(\sigma)$ représente le facteur correctif appliqué au formalisme de Press & Schechter et σ représente les fluctuations de matière. Elles dépendent du spectre de puissance des fluctuations $P(k)$ et de la transformée de Fourier d'un filtre top hat $W(kR)$ de rayon R . Les paramètres A , a , b et c de l'équation 1.10 sont fixés en fonction de Δ à $z = 0$ puis extrapolés en fonction du redshift z grâce aux formules suivantes :

$$A(z) = A_0(1+z)^{-0.14} \quad (1.13)$$

$$a(z) = a_0(1+z)^{-0.06} \quad (1.14)$$

$$b(z) = b_0(1+z)^{-\alpha} \quad (1.15)$$

$$\log(\alpha(\Delta)) = - \left[\frac{0.75}{\log(\Delta/75)} \right]^{1.2} \quad (1.16)$$

Dans cette thèse je choisis $\Delta = 200$ et les paramètres sont $A_0 = 0.186$, $a_0 = 1.47$, $b_0 = 2.57$ et $c = 1.19$. Le spectre de puissance des fluctuations de matière $P(k)$ est calculé sur une simulation des fluctuations de matière avec le programme CLASS (Cosmic Linear Anisotropy Solving System, [Blas et al. \(2011\)](#)). Les paramètres de la simulation sont fixés sur ceux de [Planck Collaboration XIII \(2015\)](#), à savoir :

TABLE 1.1: Nombre de halos de matière noire sur tout le ciel d'après le modèle de [Tinker et al. \(2008\)](#) pour des masses $> M$ et des redshifts $> z$

$M > z >$	1.5	$z > 2.0$	$z > 2.5$	$z > 3.0$
10^{11}	$1.73e + 11$	$1.30e + 11$	$9.26e + 10$	$6.26e + 10$
10^{12}	$9.03e + 09$	$5.57e + 09$	$3.13e + 09$	$1.62e + 09$
10^{13}	$2.15e + 08$	$8.52e + 07$	$2.84e + 07$	$8.11e + 06$
10^{14}	$4.52e + 05$	$5.21e + 04$	$4.09e + 03$	$2.23e + 02$
10^{15}	$2.54e + 00$	$8.75e - 03$	$1.11e - 05$	$5.32e - 09$

$h =$	0.6727	la constante réduite de Hubble.
$\Omega_b =$	0.02225	la densité réduite d'énergie de baryon.
$\Omega_m =$	0.3156	la densité réduite d'énergie de matière.
$\Omega_k =$	0	la densité réduite d'énergie liée à la courbure de l'Univers.
$\Omega_\Lambda =$	0.6844	la densité réduite d'énergie liée à la constante cosmologique.
$\Omega_c =$	0.1198	la densité réduite d'énergie de CDM.
$ns =$	0.9645	la pente du spectre des fluctuations initiales.
$T_{CMB} =$	2.725	la température de corps noir du CMB en K.
$\sigma_8 =$	0.831	la fluctuation de matière dans une sphère d'univers de 8 Mpc.
$\tau =$	0.079	l'opacité de l'Univers.
$z_{reio} =$	10.6	le redshift de la réionisation.
$z_{eq} =$	3196.0	le redshift de l'équivalence radiation-matière.
$He =$	0.25	la proportion d'hélium dans l'Univers.

En utilisant ces paramètres pour le calcul de la fonction de masse de [Tinker et al. \(2008\)](#) je calcule le nombre de halos de matière noire de masse $> M$ pour un redshift $> z$. Les résultats sont répertoriés dans le tableau 1.1 pour cinq masses entre $M = 10^{11}$ et $M = 10^{15}$ et quatre redshifts entre $z = 1.50$ et $z = 3$. On voit que pour $z > 1.5$ et $M > 10^{14}$ on prédit 36000 sr^{-1} objets, soit ~ 450000 objets sur tout le ciel et ~ 118000 sur 26% du ciel sur lesquels sont fait l'étude.

1.5.2 Adéquation du satellite Planck avec la détection d'amas à grand redshift

Nous sommes à la recherche des structures massives de l'Univers tracées par les fluctuations positives du CIB. Le satellite *Planck* observe le ciel dans les longueurs d'onde du CIB. Le CIB étant non résolu, la taille typique des fluctuations positives est de l'ordre de grandeur de la fonction de réponse (PSF) de l'instrument. *Planck*-HFI a une fonction de réponse dont la largeur à mi-hauteur (FWHM) est de $4.5'$ aux trois plus haute fréquences. Or pour des redshifts entre $z = 2$ et $z = 4$ cette largeur correspond

à une taille physique de 2.5 Mpc, soit la taille typique d'un amas de galaxies à ces époques. Donc un amas de galaxies infra-rouge sera vu par l'instrument *Planck*-HFI comme un point brillant du CIB, car toutes les galaxies le composant participeront au flux dans le lobe de l'instrument. De plus, les galaxies formant activement des étoiles ont une émission de poussière qui pique autour de 100 μm dans leur référentiel local. Donc, à des redshift entre $z = 2$ et $z = 4$, ce pic d'émission est déplacé entre 300 et 500 μm (cf. Fig 2.2). Cela correspond aux longueurs d'onde d'observation de *Planck*-HFI entre 350 μm et 3 mm. Le satellite *Planck* est donc un outil idéal pour trouver les fluctuations brillantes du CIB créés par les amas de galaxies à redshift $z \geq 2$, ce que nous cherchons à observer, sur tout le ciel.

Je détaille dans le chapitre 2 les caractéristiques des satellites *Planck* et *Herschel* que nous utilisons pour la détection et l'analyse des sources brillantes du CIB. Dans ce chapitre je décris également la procédure de détection de ces sources dans les données *Planck* effectuée par l'équipe de Toulouse, ainsi que les données *Herschel* correspondantes. Le chapitre 3 contient une description de la procédure que j'ai utilisée pour extraire les positions et les flux des sources des données *Herschel*-SPIRE, ainsi que les processus de vérification des valeurs. Puis je compare les données *Planck* et *Herschel* prise sur les mêmes sources. Je déduis ensuite des valeurs photométriques différentes caractéristiques des sources dans le chapitre 4 (couleurs, comptages de galaxies, densité de sources, redshifts photométriques, luminosités, et taux de formation d'étoiles) dans le but de déterminer la nature des sources sélectionnées dans les données *Planck* : surdensité de sources rouges (potentiels amas de galaxies à haut redshift), sources intrinsèquement très brillantes (potentielles sources amplifiées par lentillage gravitationnelle), ou alignement fortuit de sources le long de la ligne de visée. Ces résultats me permettent également de constater l'impact de ces structures sur le taux de formation d'étoiles dans de telles régions. Enfin dans le chapitre 5, je décris des travaux parallèles et complémentaires que j'ai fait durant ma thèse : d'un côté, l'étude de sources identifiées par le South Pole Telescope (SPT) vues avec *Planck* et *Herschel* dans la recherche d'un excès de flux des sources *Planck* par rapport aux sources SPT ; de l'autre, l'observation d'une partie de notre échantillon de sources *Planck* observées par *Herschel* avec l'instrument SCUBA-2 du James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) à 850 μm pour compléter la couverture spectrale des mesures des sources *Herschel* du chapitre 3. Puis je donne mes conclusions et perspectives dans le chapitre 6.

Chapitre 2

Planck, Herschel, description et sélection de l'échantillon

Nous sommes à la recherche d'amas de galaxies en formation pour comprendre l'histoire de la formation stellaire en environnement dense, et l'histoire de la formation des halos très massifs ($M > 10^{14} M_{\odot}$) à $z = 0$. D'après le modèle Λ -CDM, les progéniteurs de ces halos massifs passent par une période de formation intense d'étoiles à $2 \leq z \leq 4$. Sachant que l'on cherche des galaxies formant intensément des étoiles, elles auront un pic d'émission autour de $100 \mu\text{m}$ dans le référentiel local, soit un pic d'émission à $\sim 300 \mu\text{m}$ ($\sim 500 \mu\text{m}$) pour un redshift $z = 2$ ($z = 4$). Il faut donc observer dans le domaine du submillimétrique pour pouvoir détecter de telles structures. Pour cela nous allons utiliser les satellites *Planck* et *Herschel*.

Planck et *Herschel* sont deux satellites de l'ESA (Agence Spatiale Européenne) lancés simultanément en 2009, qui observent tous les deux dans le domaine submillimétrique de façon complémentaire. *Planck* observe tout le ciel dans 9 bandes photométriques de $350 \mu\text{m}$ à 1 cm avec une résolution angulaire entre $4.5'$ et $33'$. *Herschel* observe des zones pointées du ciel en spectroscopie et photométrie de 55 à $671 \mu\text{m}$ avec une résolution angulaire entre $5''$ et $36''$.

Dans ce chapitre, je vais décrire les deux satellites et leurs instruments, dont ceux que nous avons utilisés, puis la méthode de détection et de sélection des sources de notre échantillon dans les données du satellite *Planck*. Ensuite je ferai un descriptif des données du satellite *Herschel* des différents programmes d'observation que j'ai utilisé pour cette étude. Je décrirai enfin le processus de traitement des données *Herschel-SPIRE* et ma contribution à celui-ci, ainsi que la mise à disposition de mes résultats pour la collaboration.

2.1 Le satellite Planck

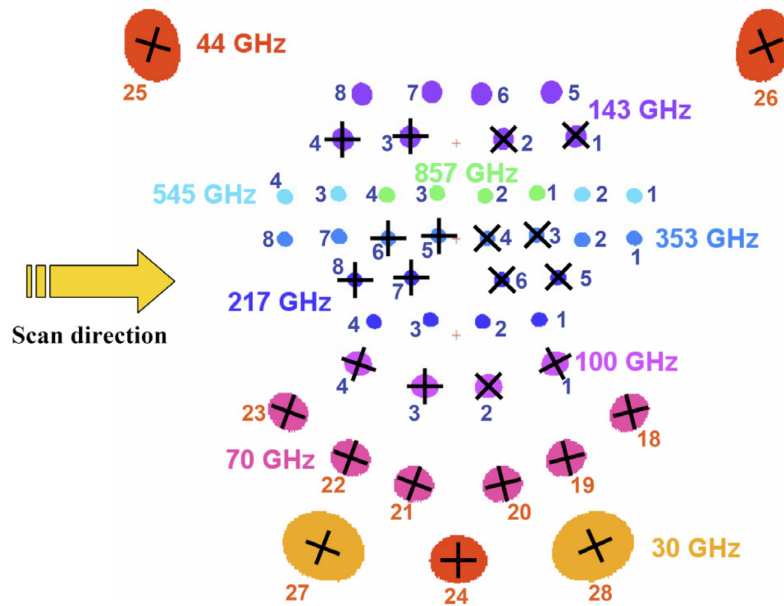


FIGURE 2.1: Empreinte du planck focal du Satellite *Planck*. Les détecteur de LFI sont les 18 à 28 et ceux de HFI les 1 à 8. Les détecteurs marqué d'une croix sont sensible à la polarisation de la lumière dans les directions de la croix. Tauber et al. (2010b)

Le satellite *Planck* (Tauber et al. 2010a; Planck Collaboration I 2011) de l'ESA, lancé en 2009 est conçu pour observer le fond diffus cosmologique dans 9 fréquences différentes du domaine submillimétrique : 30, 44 et 70 GHz (LFI), 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz (HFI). Situé au point de Lagrange L2 du système Soleil-Terre, il observe un anneau de ciel en effectuant une rotation d'environ 1 tour/min avec un axe parallèle à l'axe Soleil-Terre (Dupac & Tauber 2005). De cette façon tout le ciel est observé en 6 mois. Le satellite est lancé pour une durée nominale de 1 an, soit 2 observations complètes du ciel (Planck Collaboration I 2014). Le satellite fonctionnera finalement jusqu'en octobre 2013 pour LFI (janvier 2012 pour HFI) soit 4 ans d'observation (29 mois) donnant 8 observations (5 observations) complètes du ciel (Planck Collaboration VI 2015).

Le design du satellite a été étudié pour observer les fluctuation du CMB avec une grande précision. Son plan focal (fig. 2.1) et sa technologie de refroidissement (Morgante et al. 2009) sont des avancées majeures du domaine. En effet, les deux instruments observent en même temps le ciel, et le système cryogénique refroidit les détecteurs à 100 mK grâce à un système de dilution ^3He - ^4He .

2.1.1 HFI : High Frequency Instrument

L'instrument HFI ([Planck HFI Core Team 2011](#)) observe dans six bandes de fréquences centrées à 100 (3), 143 (2), 217 (1.4 mm), 353 (850), 545 (550) et 857 GHz (350 μm). Les détecteurs sont des bolomètres refroidit à 100 mK. Les cartes du ciel HFI ont une résolution de 1' / pixel, et une fonction d'étalement point (PSF, Point Spread Function) avec une Largeur à mi-hauteur (FWHM, Full Width at Half Maximum) de 9.66', 7.22', 4.90', 4.92', 4.67' et 4.22' respectivement ([Planck Collaboration VIII 2015](#)). Les trois premières fréquences sont dominées par le CMB alors que les trois dernières le sont par l'émission des poussières galactiques. Nous utiliserons cet instrument par la suite pour détecter les sources de notre échantillon.

Cet instrument est géré par le HFI Core Team supervisé par Jean-Loup Puget (Directeur de recherche à l'IAS). Cette équipe est principalement française, et l'IAS y est fortement impliqué. Les contributions du laboratoire sont nombreuses :

- les tests et l'étalonnage des instruments ont eu lieu dans la salle d'étalonnage de l'IAS.
- le design mécanique et thermique et l'intégration des instruments également.
- les opération en vols gérées avec IDOC (Integrated Data and Operation Center) en charge de la préparation et de la validation des commandes du satellite.
- Le traitement des données et leur analyse scientifique est faite par l'équipe MIC que j'ai intégrée pour cette thèse.

2.1.2 LFI : Low Frequency Instrument

L'instrument LFI observe dans trois bandes de fréquences centrées à 30 (10), 44 (6.8) et 70 GHz (4.3 mm). Les détecteurs sont des transistors radio à haute mobilité électronique refroidis à 4 K. Les cartes du ciel LFI ont une résolution de 3.44' / pixel, et une PSF avec une FWHM de 33.2', 30.8' et 13.5' respectivement ([Planck Collaboration VI 2015](#)). Les deux premières fréquences sont dominées par le rayonnement synchrotron et Bremsstrahlung au niveau du plan galactique et la troisième par le CMB.

Cet instrument est géré par le LFI Core Team supervisé par Reno Mandolesi (Professeur de l'Université de Ferrara, Italie). L'équipe s'occupe de la gestion du projet jusqu'au traitement et analyse de données, principalement en Italie.

2.2 Le satellite Herschel

Le satellite Herschel ([Pilbratt et al. 2010](#)) de l'ESA est lancé en 2009 en même temps que le satellite *Planck*. Il est conçu pour observer dans l'infra-rouge lointain en photométrie dans 6 longueurs d'ondes : 70, 100, 160 μm (PACS), 250, 350 et 500 μm (SPIRE); et en spectrométrie : de 55 à 250 μm (PACS), de 157 à 212 μm et 240 à 625 μm (HIFI) et de 194 à 313 μm et 303 à 671 μm (SPIRE). Il est situé au point de Lagrange L2 du système Soleil-Terre, et dispose de plusieurs stratégies d'observation en fonction de l'instrument utilisé et des besoins de l'observation. Le satellite fonctionnera jusqu'en avril 2013, moment où les réserves d'hélium du circuit de refroidissement se sont terminées.

Le satellite a été conçu pour observer la formation des galaxies dans l'univers jeune, ainsi que la formation d'étoiles dans l'univers local. Il possède un miroir de 3.5 m de diamètre ce qui en fait le plus grand télescope spatial actuel, et il est refroidit jusqu'à 0.3 K pour PACS et SPIRE.

2.2.1 SPIRE : Spectral and Photometric Imaging REceiver

SPIRE ([Griffin et al. 2010](#)) est un imageur et spectromètre à transformée de Fourier. Le photomètre possède 3 bandes d'observation centrées à 250, 350 et 500 μm avec des valeurs de FWHM de 18", 25" et 36" respectivement. Le spectromètre couvre deux bandes de longueurs d'ondes, de 194 à 313 μm et de 303 à 671 μm , trois valeurs de résolution spectrale peuvent être adoptées comme haute, moyenne et basse donnant, 0.04, 0.24 et 0.83 cm^{-1} . Les détecteurs du photomètre et du spectromètre sont des matrices de 139, 88 et 43 bolomètres pour 250, 350 et 500 μm et de 37 et 19 bolomètres pour les gammes 194-131 et 303-671 μm , le tout refroidit à 300 mK. Les données de cet instrument seront utilisées par la suite pour une analyse de l'échantillon en complément de *Planck*-HFI.

2.2.2 PACS : Photodetector Array Camera and Spectrometer

PACS ([Poglitsch et al. 2010](#)) est un imageur et spectromètre moyenne résolution. Le photomètre couvre trois bandes de longueurs d'onde centrées à 70, 100 et 160 μm , avec des valeurs de FWHM de 5.26" \times 5.61" à 5.86" \times 12.16", 6.57" \times 6.81" à 6.98" \times 12.7" et 10.46" \times 12.06" à 11.64" \times 15.65" respectivement en fonction de la stratégie d'observation choisie. Le spectromètre couvre un intervalle de longueur d'onde de 55 à 210 μm , avec une résolution spectrale de 315 à 55 km.s^{-1} . Les détecteurs du photomètre sont

des matrices de bolomètres refroidis à 0.3 K. Les détecteurs du spectromètre sont des matrices de photoconducteur (Ge :Ga).

Les données de cet instrument, bien qu'elles auraient pu s'avérer utiles, grâce à la complémentarité de longueur d'onde avec SPIRE et une résolution angulaire supérieure, n'ont pas pu être obtenues par manque de temps d'observation alloué à notre projet.

2.2.3 HIFI : Heterodyne Instrument for the Far-Infrared

HIFI (de Graauw et al. 2010) est un spectromètre haute résolution placé sur le satellite Herschel. Il possède 7 bandes d'observations qui couvrent un domaine de longueur d'onde de 157 à 625 μm avec une résolution spectrale comprise entre 300 et 0.03 km.s^{-1} . Les 5 premières bandes couvrent un intervalle continu de longueur d'onde de 157 à 212 μm avec des mélangeurs SIS (Superconducteur Isolant Superconducteur). Et les bandes 6 et 7 couvrent un domaine de 240 à 625 μm avec des mélangeurs HEB (Hot Electron Bolometer).

Les données de cet instrument ne seront pas utilisées dans ces travaux.

2.3 Méthode de sélection des cibles dans les cartes Planck-HFI

L'échantillon de sources sélectionnées dans les données *Planck* (ci-après nommé *Planck-High-z*) est choisi pour cibler des sources à redshift $z \geq 2$. Deux sélections différentes sont appliquées par l'équipe, une première, en utilisant les cartes de l'instrument HFI pour rechercher les corps froids du CIB, une seconde, à partir du catalogue de sources compactes de *Planck* (PCCS, Planck Collaboration XXVIII (2014)). Ils recherchent principalement des galaxies avec une forte proportion de poussière pouvant créer des étoiles à un taux équivalent aux galaxies à flambée de formation d'étoile (de l'ordre de $100 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$) à redshift $z \geq 2$. On voit dans la figure 2.2 que les longueurs d'onde du satellite *Planck* permettent de voir ces sources lorsqu'elles dominent les composantes de fond (CMB, CIB) et d'avant plan (poussières galactiques diffuses).

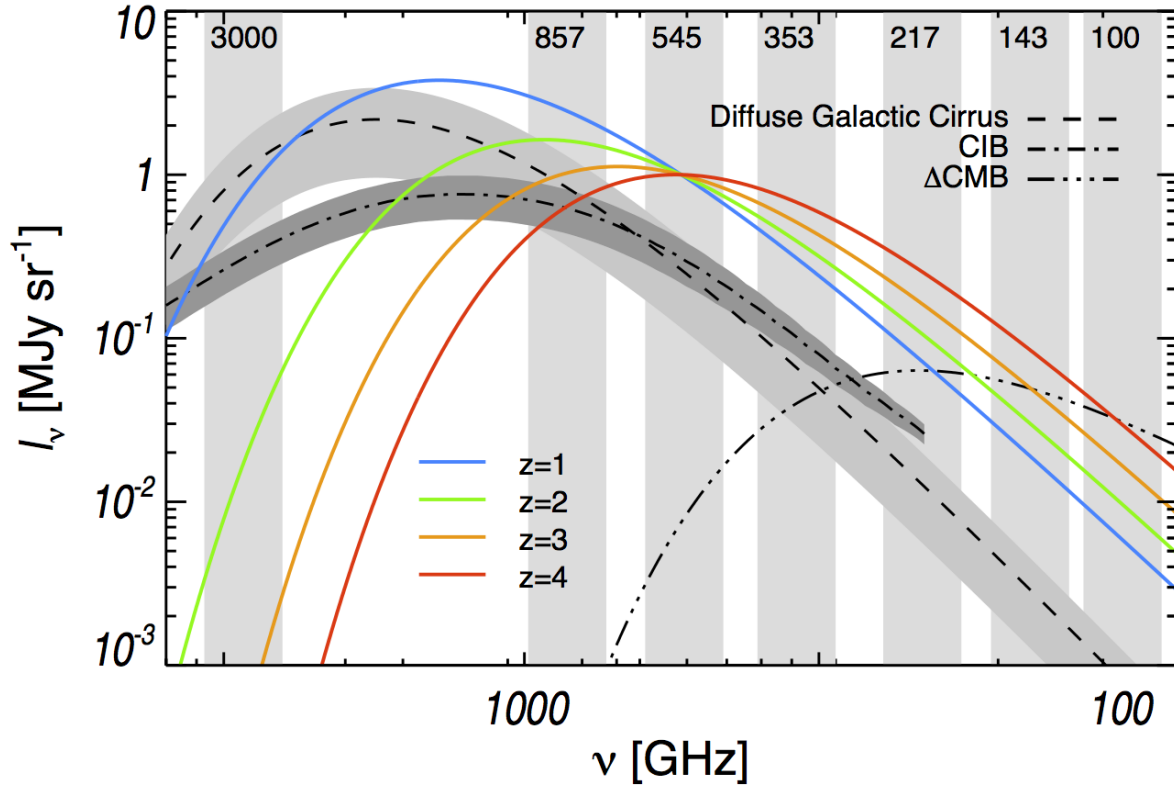


FIGURE 2.2: Distribution spectrale d'énergie (SED) des différentes composantes astrophysiques du ciel sub-millimétrique et millimétrique : CMB, CIB, cirrus galactiques (*lignes noires*) et SED de galaxies poussiéreuses à différents redshifts (1-4) modélisées par un corps noir modifié ($T = 30$ K et $\beta = 1.5$) (*lignes colorées*). Les bandes grisées représentent les bandes d'observation *Planck*-HFI et *IRAS/IRIS* (Neugebauer et al. 1984). Tiré de Planck Collaboration (2015)

2.3.1 Résumé de la sélection des cibles dans les cartes *Planck*-HFI

Dans cette sélection des sources froides du CIB, on utilise les données de *Planck*-HFI combinées avec les cartes *IRAS/IRIS* (InfraRed Astronomical Satellite / Improved Reprocessing of the IRAS Survey, Miville-Deschênes & Lagache (2005)) à $100 \mu\text{m}$. À partir des données d'*IRIS* et de *Planck*, on définit un masque conservant les 26% les plus propres du ciel (Fig. 2.3). On s'assure d'une contamination minimale par les cirrus (nuages de poussières à hautes latitudes) galactiques en prenant une densité de gaz $N_{HI} < 3.10^{20} \text{cm}^{-2}$. La détection et la sélection des sources *Planck* High-z est décrite dans Montier et al. (2010); Planck Collaboration (2015), j'en résume ici les principaux points :

- On nettoie le CMB dans les cartes HFI à partir de la carte à 143 GHz. Le CMB est extrapolé en suivant son spectre et soustrait aux autres fréquences HFI. Ceci en prenant en compte les émissions d'autres composantes comme le rayonnement synchrotron de sources radio ou l'effet Sunyaev-Zel'dovich (SZ) thermique.

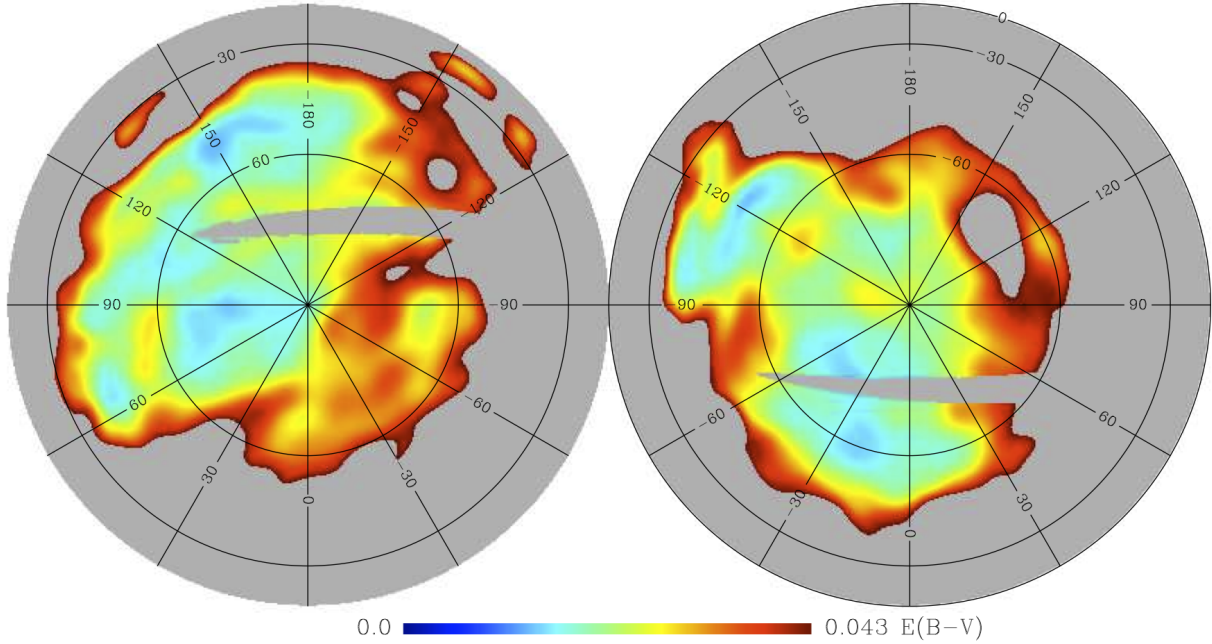


FIGURE 2.3: Régions utilisées pour l'analyse, avec le masque construit à partir de la carte d'extinction de *Planck* et des données IRIS correspondant à une densité de colonne $N_{HI} < 3.10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Tiré de [Planck Collaboration \(2015\)](#)

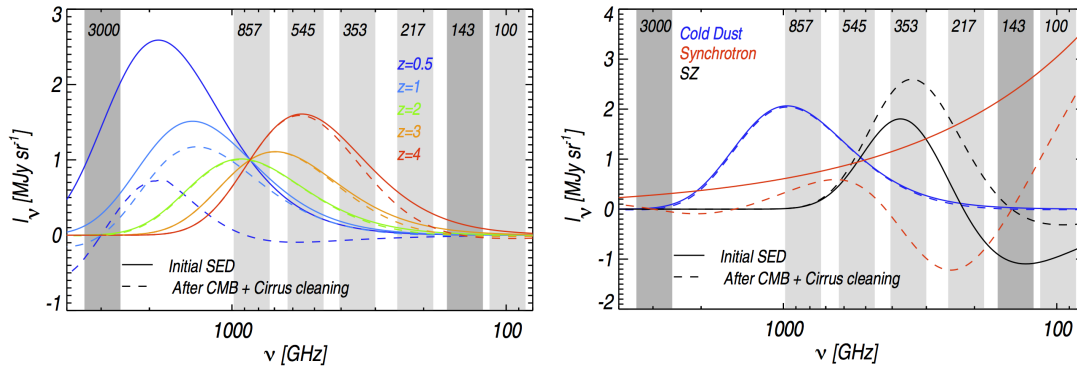


FIGURE 2.4: À gauche : SED normalisées à 1 MJy.sr^{-1} à 545 GHz, de galaxies poussiéreuses modélisées par un corps noir modifié à $T = 30 \text{ K}$ à différents redshifts (0.5-4) (lignes continues), et leur modification par la méthode de nettoyage des cartes HFI (lignes pointillées). À droite : SED normalisées à 1 MJy.sr^{-1} à 545 GHz des sources astrophysiques pouvant imiter un signal de galaxies à haut redshift : sources froides de poussières galactiques, rayonnement synchrotron et effet Sunyaev Zeld'ovich (lignes continues) et leur modification par le nettoyage du CMB et des poussières galactiques (lignes pointillées). Tiré de [Planck Collaboration \(2015\)](#)

- On nettoie la contamination par les cirrus galactiques en utilisant la carte *IRAS/IRIS* à $100 \mu\text{m}$ comme composante chaude du signal. En extrapolant cette carte aux fréquences HFI, en prenant en compte la couleur locale (rapport d'intensité des cartes pour chaque pixel) par rapport à cette carte, et en suivant l'algorithme CoCoCoDeT de [Montier et al. \(2010\)](#), on obtient les cartes propres du ciel, contenant les sources

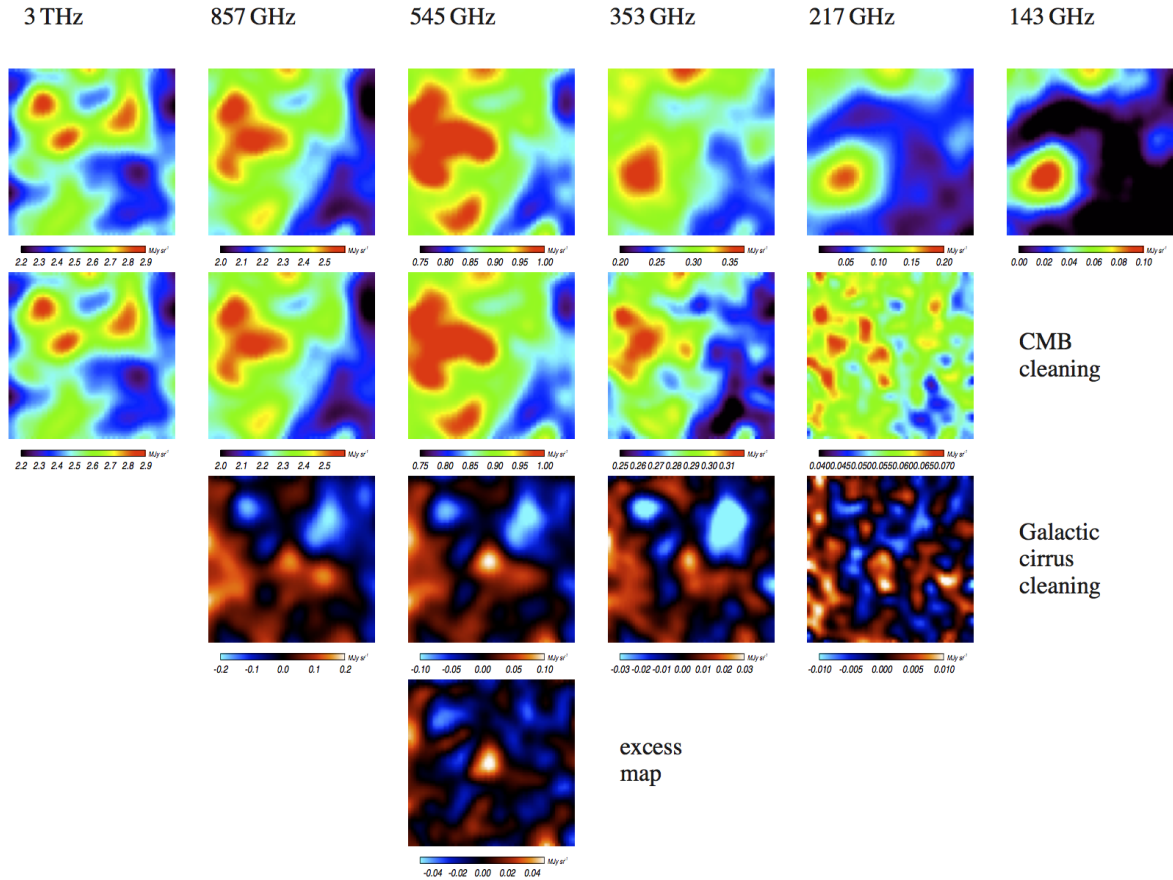


FIGURE 2.5: Illustration du processus de création de la carte d'excès à 545 GHz. De gauche à droite : Zone de $1^\circ \times 1^\circ$ contenant une source *Planck* High- z dans les cartes à 3000, 857, 545, 353, 217 et 143 GHz respectivement. De haut en bas : Les différentes étapes de création de la carte d'excès, cartes originales *Planck*-HFI, carte nettoyées du CMB, cartes nettoyées des poussières galactiques et cartes d'excès respectivement. La barre de couleurs des deux dernières lignes est choisie pour que les signaux positifs apparaissent en rouge et les négatifs en bleu. Tiré de [Planck Collaboration \(2015\)](#)

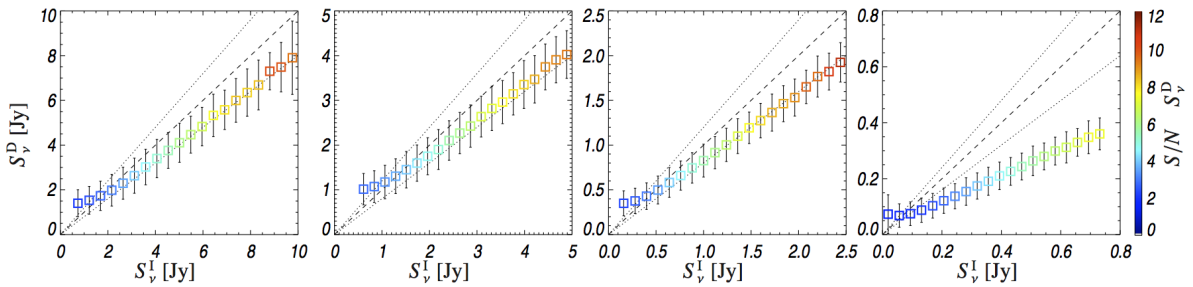


FIGURE 2.6: De gauche à droite : Flux retrouvé en fonction du flux des sources Monte-Carlo injectées à 857, 545, 353 et 217 GHz respectivement. Le rapport signal sur bruit (SNR) est codé en couleur. Tiré de [Planck Collaboration \(2015\)](#)

froides du CIB en signal positif et les sources chaudes en signal négatif.

- On définit ensuite la carte d'excès à 545 GHz en soustrayant une carte extrapolée par une loi de puissance entre 857 GHz et 353 GHz à la carte propre à 545 GHz. Cette

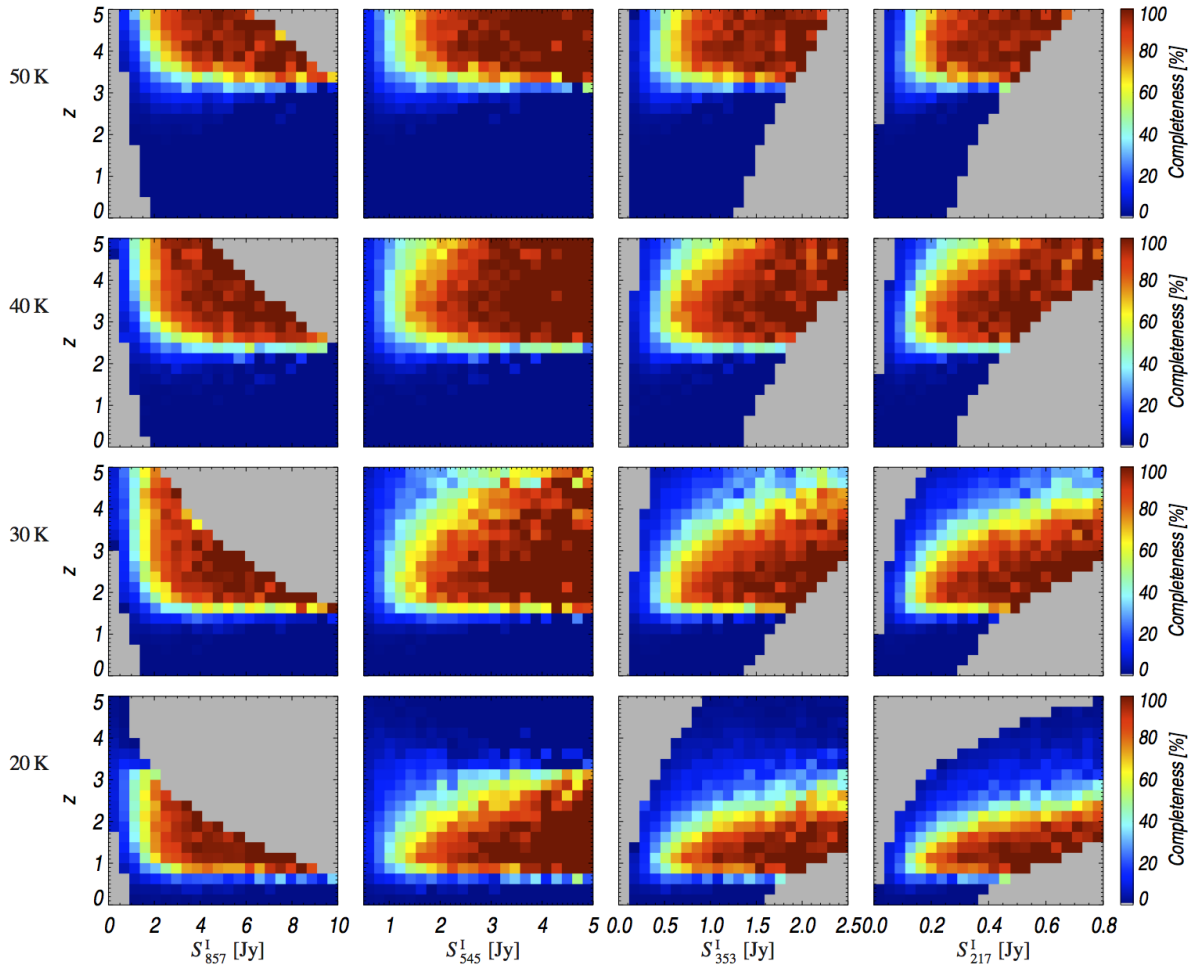


FIGURE 2.7: Complétude (codée en couleur) en fonction du flux et du redshift à 857, 545, 353 et 217 GHz (de gauche à droite) pour une température de corps noir modifié $T = 20, 30, 40$ et 50 K (de bas en haut). Tiré de [Planck Collaboration \(2015\)](#)

carte permet de détecter les sources ayant un pic d'émission à 545 GHz.

- On applique un algorithme de détection de sources ponctuelles par Mexican hat ([González-Nuevo et al. 2006](#)) avec un rayon $R = 5'$ dans la carte d'excès à 545 GHz.
- On impose également une détection de ces sources ponctuelles dans les cartes propres à 857 GHz et 353 GHz.
- On applique un critère en couleur, $S_{545}/S_{857} > 0.5$ et $S_{353}/S_{545} < 0.9$ pour sélectionner les sources les plus rouges, donc potentiellement à plus haut redshift ([Planck Collaboration 2015](#)).

2.3.2 Création des cartes d'excès à 545 GHz

La création des cartes d'excès à partir desquelles sera faite la détection des sources, est faite par Ludovic Montier ([Planck Collaboration 2015](#)) en trois étapes.

Premièrement, on soustrait le CMB des cartes de 217 à 857 GHz. On choisit la carte à 143 GHz comme carte du CMB en faisant une extrapolation dans les autres fréquences basée sur le spectre du CMB. La soustraction de la carte à 143 GHz, majoritairement dominée par le CMB, entraîne un biais au niveau de l'émission synchrotron de sources radios, de l'émission thermique des sources froides de poussières galactiques et de la signature de l'effet SZ d'amas de galaxies. Les fausses détections causées par ces artefacts pourront être identifiées grâce à leur spectre pour l'émission synchrotron et l'effet SZ, et en utilisant la corrélation croisée avec les catalogues des sources de poussières galactiques et des sources SZ dans ces cas.

Deuxièmement, on nettoie les cartes des cirrus galactiques. On utilise la carte à $100 \mu\text{m}$ de IRIS comme traceur des poussières galactique. En utilisant la couleur moyenne dans un anneau entre $20'$ et $30'$ pour pondérer la carte des poussières, on soustrait la composante des poussières galactiques en fonction du spectre de poussières. La couleur étant le rapport entre la carte considérée et la carte de poussières IRIS, cela permet de soustraire toute la composante chaude de la poussière galactique comparée à la composante froide. Enfin, on crée la carte d'excès à 545 GHz en soustrayant à la carte nettoyée à 545 GHz une extrapolation linéaire entre les bandes à 857 et 353 GHz. D'après la figure 2.4, à ce stade, les sources ayant un redshift $z \geq 2$ ont un flux piquant à 545 GHz. Donc, le flux S_{545} est supérieur à la valeur de la carte extrapolée. Les sources ayant les bonnes couleurs auront un signal positif dans cette carte, contrairement aux sources d'un redshift inférieur. Le processus de création de la carte d'excès est illustré dans la figure 2.5.

Cependant, on voit dans la figure 2.4 que les sources biaisant la carte du CMB à 143 GHz peuvent imiter le comportement de sources à redshift $z \geq 2$. Les sources synchrotrons seront éliminées principalement grâce à leur flux très important à 100 GHz qui ne correspond pas à la signature spectrale d'une source du CIB. Les sources d'effet SZ ont une couleur qui n'entre pas dans la sélection finale et, en corrélant les sources détectées avec le catalogue des sources SZ, on peut éliminer ces dernières. L'émission thermique des sources froides galactiques simule le comportement des sources extragalactiques du CIB, et seule la corrélation avec le catalogue des sources de poussières galactiques (PGCC, [Planck Collaboration XXVIII \(2014\)](#)) permet d'écarter ces sources du catalogue final.

2.3.3 Détection des sources Planck

Une détection de source est définie par une détection dans la carte d'excès avec la condition $S_{545}^X > 5\sigma_{545}^X$ qui doit être conjointe avec une détection à 3σ dans les cartes nettoyées à 857, 545 et 343 GHz et une absence de détection à 5σ dans la carte nettoyée à 100 GHz (pour éviter les sources synchrotron). Une fois les sources détectées, on détermine leur flux par photométrie d'ouverture dont la position et la taille de l'ouverture sont ceux d'un ajustement de gaussienne elliptique sur la source. L'incertitude sur le flux est estimée en mesurant le flux sur deux moitiés des données. On applique une sélection en couleur et en flux pour le catalogue final. La sélection en couleur est faite sur deux critères : $S_{545}/S_{857} > 0.5$ pour éviter les sources de poussières galactiques et $S_{353}/S_{545} < 0.9$ pour conserver les sources à haut redshift en évitant les sources d'effet SZ.

Pour estimer l'impact de la méthode de nettoyage des cartes, on génère des cartes Monte-Carlo en injectant des sources ayant un spectre de corps noir modifié à des températures $T = 20, 30, 40$ et 50 K, à des redshifts entre $z = 0$ et $z = 5$. Ces sources sont injectées dans les cartes originales *Planck*-HFI. On applique ensuite les méthodes de nettoyage, de détection et de sélection. Sur 400000 sources injectées, 61671 sont retrouvées. À partir de ces sources retrouvées, on peut estimer la précision photométrique de la méthode. Sur la figure 2.6, on voit que les flux retrouvés sont sous-estimés à grand flux, et on note un plateau pour des flux en-dessous de 1 Jy. La sous-estimation vient du fait que la FWHM (largeur à mi-hauteur) pour la photométrie d'ouverture est sous-estimée d'environ 8% en moyenne, et cela peut être corrigé. Le plateau à bas flux vient de la limite de confusion de *Planck* qui est atteinte pour environ 1-2 Jy, ce phénomène est appelé flux boosting. Ce plateau ne peut être dépassé que par un instrument avec un pouvoir de résolution supérieur, ainsi plusieurs sources proche ne seront plus confondues. On peut ensuite estimer la complétude des données, en fonction des températures, des redshifts des galaxies poussiéreuses et des fréquences d'observation. On voit sur la figure 2.7 que le catalogue est complet à 80% pour des galaxies avec une température de poussières $T = 30$ K pour des redshifts $z \geq 2$ et des flux $S_{545} > 1.5$ Jy. De manière générale, on voit que la sélection permet de conserver seulement les sources à grand redshift (de $z > 1$ à $z > 3$ pour $T = 20$ K à $T = 50$ K), avec un flux supérieur à la limite de confusion (de 1 Jy).

Cette méthode de sélection est maintenant appliquée sur les cartes *Planck* HFI 857, 545, 343, 217 et 100 GHz, en prenant une coupure en flux $S_{545} > 800$ mJy pour minimiser la contamination du flux boosting dans le catalogue. Cela mène à un catalogue de 2151

sources candidates à haut redshift. Une corrélation croisée entre ce catalogue et les catalogues de sources *Planck* : *Planck* Catalogue of Compact Sources (PCCS, [Planck Collaboration XXVIII \(2014\)](#)), *Planck* SZ catalogue (PSZ, [Planck Collaboration XXIX \(2014\)](#)) et *Planck* Galactic Cold Clump catalogue (PGCC, [Planck Collaboration XXVIII \(2015\)](#)) permettent de déterminer la contamination de notre catalogue par ces sources aux propriétés différentes. On note 2 sources communes avec le PSZ, 31 avec le PCCS et 15 avec le PGCC.

2.4 Sélection des cibles à partir du catalogue de sources Planck (PCCS)

Il existe le catalogue de sources ponctuelles de *Planck* (PCCS, [Planck Collaboration XXVIII \(2014\)](#)) qui répertorie des sources infrarouges intrinsèquement brillantes, contrairement aux sources détectées dans la section 2.3. On utilise ce catalogue pour faire une sélection de sources. On choisit les sources pour qu'elles soient potentiellement à haut redshift, en fonction de leur pic d'émission de poussières dans l'infra-rouge lointain de leur référentiel local. La méthode de sélection est basée sur celle de [Negrello et al. \(2010\)](#) sur les données du satellite *Herschel* qui permet de détecter des sources principalement lentillées. On utilise ici les données *Planck* en gardant le même critère de couleur. En calant les critères de sélection dans le PCCS sur ceux de [Negrello et al. \(2010\)](#), on obtiendra probablement des sources très brillantes potentiellement lentillées.

On utilise d'abord le masque galactique à 857 GHz, qui laisse 52% du ciel, pour éviter au maximum la contamination par les poussières galactiques ([Planck Collaboration Int. XXX 2014](#)). Ensuite, on sélectionne les sources avec un rapport signal sur bruit $\text{SNR} > 4$ et une couleur $S_{857}/S_{545} < 1.5$ et la condition $S_{257} < S_{353}$. Puis on compare le catalogue obtenu aux bases de données, NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), aux cartes infra-rouge *IRAS* ([Neugebauer et al. 1984](#)) et optique avec ALADIN. Tous les objets identifiés comme des galaxies locales, des sources radios ou des cirrus galactiques sont exclus de la sélection. Enfin toutes les sources du catalogue tombant dans les champs H-ATLAS et SPT sont aussi exclues. On obtient alors un échantillon de sources poussiéreuses potentiellement à haut redshift qui seront observées dans le programme HPASSS.

TABLE 2.1: Résumé du nombre de sources en fonction des programmes d’observation *Herschel*.

Programme	Nombre de champs	Taille des cartes	Temps requis
OT1	10	15' × 15'	3147 s
OT2	70	7' × 7'	838 s
HPASSS ..	124 (126) (9 ^b) + 24 (28)	7' × 7'	838 s
Total	228 (234)		

^b Neuf champs HPASSS viennent de donnée d’archive.

2.5 Observations à plus haute résolution angulaire et sensibilité avec *Herschel-SPIRE*

La sélection *Planck* High- z est un catalogue de sources ponctuelles dans les données *Planck*. Ce catalogue étant basé sur les cartes HFI à 353 GHz (850 μm), 545 GHz (550 μm) et 857 GHz (350 μm), les sources ont un diamètre à mi-hauteur d’environ 4.5'. Cet angle correspond pour un redshift $2 \leq z \leq 4$ à un diamètre comobile d’environ 2.5 Mpc, soit la taille physique correspondant à celle d’un amas de galaxies. Afin d’identifier la présence ou non de telles structures, nous allons utiliser le satellite *Herschel* qui a une résolution angulaire supérieure (entre 18" et 36" contre 4.5' pour *Planck*) pour des longueurs d’ondes communes. Les structures que nous espérons voir sont, soit un amas de galaxies, soit une source amplifiée par lentillage gravitationnel, soit un alignement fortuit de sources le long de la ligne de visée.

2.5.1 Observations de suivi des sources *Planck*

Durant les observations du satellite *Planck*, notre sélection a changé au fur et à mesure de l’arrivée des données, généralement tous les 6 mois. La sélection des sources *Planck* High- z à observer avec *Herschel-SPIRE* a donc elle aussi évolué à mesure des dates butoirs des programmes d’observation d’*Herschel*. Notre sélection finale regroupe trois ensembles, un pour chaque programme *Herschel* Open Time (OT1 et OT2) et un pour le programme *Herschel* "must-do" Director’s Discretionary Time (DDT) que l’on a nommé HPASSS (*Herschel* and *Planck* All-Sky Survey legacy Snapshot). La composition des trois programme d’observation est décrite après et résumée dans le tableau 2.1.

OT1 Cet ensemble de sources correspond aux sources observées dans le premier appel du Herschel Open Time de juin 2010 (P.I. : L. Montier). Il est basé sur la version interne DX3 (8 mois d'observation) des données *Planck* et contient 10 sources sélectionnées par la méthode de la section 2.3.1. Nous ne connaissons pas encore l'efficacité de *Herschel-SPIRE* pour atteindre la limite de confusion, ni la façon d'identifier les contreparties des sources *Planck*. Nous avons donc choisi un programme de façon "sécurisée" en prenant une couverture de $15' \times 15'$ en mode large map, avec 4 répétitions, pour 3147 s d'intégration par champ.

OT2 Cet ensemble de sources est celui observé dans le deuxième appel du Herschel Open Time de septembre 2011 (P.I. : H.Dole). Il est basé sur les données interne DX7 (mission nominale) de *Planck* et contient 70 sources sélectionnées à la section 2.3.1. Il est issu d'un ensemble de 468 sources sur 35% du ciel. En ayant appris du programme OT1 et des observations extragalactiques d'*Herschel*, nous avons adopté une stratégie d'observation permettant d'atteindre rapidement la limite de confusion et d'observer le maximum de champs dans le temps d'un programme court (moins d'une dizaine d'heures). Les cartes ont une couverture de $7' \times 7'$ en mode large map, avec 2 répétitions, pour 838 s d'intégration par champs. Ces cartes atteignent une couverture de $20' \times 20'$ quand on inclut les données prises pendant les demi-tours du satellite (cf. sect. 2.6.1), ce qui donne une taille de champ suffisante pour observer les contreparties des sources *Planck*.

HPASSS Cet ensemble de sources répond à l'appel du Herschel "must-do" DDT de juin 2012 (P.I. : H.Dole pour la collaboration *Planck*). Il est basé sur les publications internes des données *Planck* et du *Planck* Catalogue of Compact Sources (PCCS). Il contient 126 sources sélectionnées à la sect. 2.3.1 et 29 sources du PCCS (sect. 2.4). Il contient également 25 sources *Planck* SZ ([Planck Collaboration XXIX 2014](#)) et 30 blazars du PCCS qui ne seront pas étudiés ici. La stratégie d'observation est la même que pour OT2 qui permet d'atteindre la limite de confusion, ce qui est suffisant dans le cadre où nous voulons détecter des sources du CIB résolues.

2.5.2 Données Herschel-SPIRE

Nous utilisons les données *Herschel-SPIRE* capables d'atteindre la limite de confusion en seulement 838 s pour les champs de la taille désirée. PACS aurait été intéressant pour avoir une plus grande résolution angulaire et une couverture supplémentaire

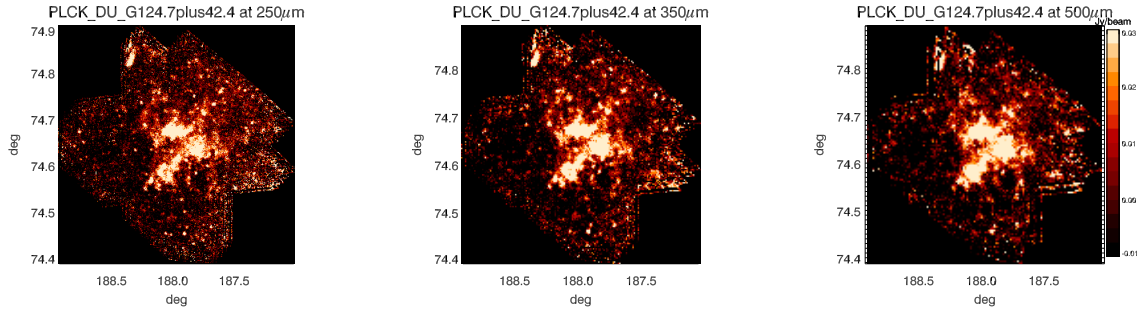


FIGURE 2.8: Exemple de champ *Herschel*-SPIRE contaminé par un cirrus galactique. Ici PLCK G124.7+42.4.

en longueur d'onde. Mais pour atteindre une sensibilité suffisante pour nos sources, qui sont moins intense dans les longueurs d'onde PACS que SPIRE, il faut un temps d'au moins 1h par carte. Étant donné le temps qui nous était alloué de 11.6 h pour OT1, 16.3 h pour OT2 et 46 h pour HPASSS, l'observation du plus grand nombre de sources primait et nous avons donc décidé de ne pas utiliser PACS. Après observation et réduction des données (sect.2.6) nous obtenons des champs de $20' \times 20'$ pour OT2 et HPASSS et $30' \times 30'$ pour OT1, ce qui permet d'avoir une couverture suffisante pour comparer la région voulue avec le fond du ciel. L'unité des cartes est le Jy/beam où le beam de SPIRE vaut $423''^2$, $751''^2$ et $1587''^2$ à 250, 350 et 500 μm respectivement d'après Bendo (2011).

Les données *Herschel*-SPIRE de notre échantillon sont composées de 234 cartes regroupant les programmes OT1, OT2 et HPASSS. Au cours des différents programmes, deux champs ont été observés deux fois de manière fortuite entre les programmes OT1 et HPASSS d'une part et deux fois HPASSS d'autre part. Ce n'était pas prévu, mais cela permet de tester les méthodes de détection et de photométrie dans la section 3.2.5. De plus, 9 champs HPASSS proviennent de données d'archive *Herschel* : 4C24.28-1 (programme : OT1_rhuub_2), NGP_v1, NGP_h1, NGP_h2, SGP_sm3-h, GAMA12_rn1, NGP_v8, NGP_h6 (KPOT_seales01_2), Lockman_SWIRE_offset_1-1 (SDP_soliver_3) et Spider-1 (OT1_mmiville_2). Parmi les champs HPASSS-PCCS, 4 sont écartés car ils sont contaminés par des cirrus galactiques (fig. 2.8), ce qui donne une contamination de 1,7% de notre échantillon par les poussières galactiques. Finalement, on compte 228 champs *Herschel*-SPIRE sans répétitions ni contamination.

2.6 Traitement et mise à disposition des données

En collaboration avec Karin Dassas, j'ai pointé certains problèmes dans les données de l'instrument *Herschel*-SPIRE, notamment la présence de trainées brillantes dans certains champs de notre échantillon. Elle est également l'interlocutrice privilégiée pour le traitement spécial des données SPIRE, elle nous a permis d'inclure les demi-tour du télescope dans les données, d'appliquer le destriper, ou encore d'identifier quels boîtes bruyaient les cartes. Grâce à son investissement dans IDOC (Integrated Data and Operation Center), j'ai pu mettre à disposition en ligne avec l'outil Sitools (Outils Système d'Information) du CNES (Centre National d'Études Spatiales), qui permet l'accès sécurisé à des bases de données, les données SPIRE ainsi que les catalogues résultant du chapitre 3.

2.6.1 Traitement des données SPIRE via HIPE (Herschel Interactive Processing Environment)

PLCK G256.8-33.2

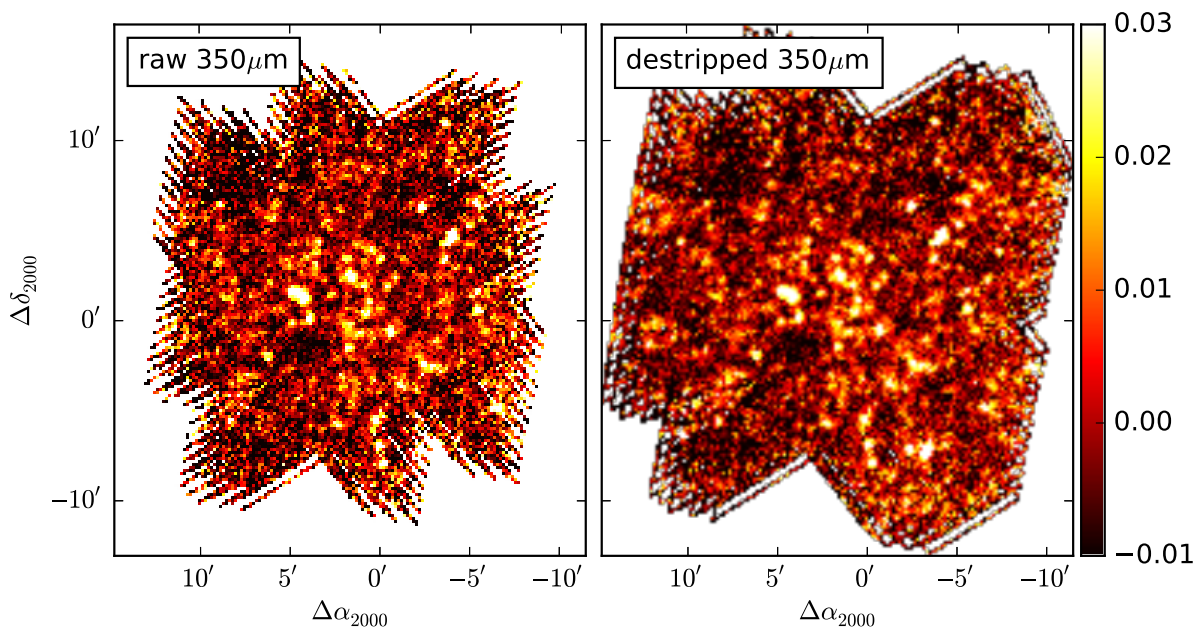


FIGURE 2.9: Carte SPIRE avant (à gauche) et après (à droite) l'inclusion des demi-tours du satellite et l'application du destriper.

Le traitement des données *Herschel*-SPIRE est fait avec le programme HIPE¹. Il utilise les timelines des bolomètres de l'instrument SPIRE pour reconstruire la carte du ciel observé. Dans cette opération, une partie des données n'est pas tracée sur la carte, ce sont les moments où le satellite fait un demi-tour durant sa stratégie d'observation. Cela permet d'avoir des cartes avec une couverture (un nombre de passage par pixel) à peu près constant sur toute la carte. HIPE inclue également la calibration de la photométrie et donne des cartes en Jy/beam. Les versions de HIPE ont évolué avec les différentes étapes de la calibration de l'instrument. La version actuelle est HIPE 13. Nous avons utilisé HIPE 10 pour notre étude, qui était la dernière version disponible au moment de la création des catalogues photométriques.

Avec les spécificités de nos observations SPIRE, les cartes couvrent un champ de $\sim 7' \times 7'$ ($\sim 15' \times 15'$ pour OT1), suffisant pour couvrir la surface de la source *Planck* associée. Mais pour observer le fond de ciel en dehors de la sources *Planck*, avec l'aide de K. Dassis, nous avons inclus les données des demi-tour du satellite. Cela donne des champs de $\sim 20' \times 20'$ ($\sim 30' \times 30'$ pour OT1) (Fig. 2.9) avec une couverture moindre sur les bord que nous prendrons en compte. Cette stratégie permet également d'observer plus de champs dans le temps imparti. En effet, observer un champ de $7' \times 7'$ nécessite 838 s, contre 1841 s pour un champ de $20' \times 20'$, ce qui donne une économie totale de 64 h d'observation pour notre échantillon. HIPE inclue également un destriper, pour annuler les artefacts sous forme de trainées qui peuvent apparaître dans les cartes à cause de la stratégie d'observation. Le destriper a cependant peu d'effet sur nos champs car ils ne sont pas étendus (Fig. 2.9).

2.6.2 Identification des bolomètres bruités

En observant les données à l'œil, j'ai identifié 42 champs (9 OT2 et 33 HPASSS) contaminés par des lignes brillantes. En recoupant toutes les observations contaminées, nous avons identifié que c'est à cause de bolomètres du plan focal (principalement à $250 \mu\text{m}$) devenus chaud et donc brillants (Fig. 2.10). Cela a permis d'identifier les bolomètres bruités et de les enlever des constructions de carte pour éliminer cette contamination. Le destriper ne fonctionnant qu'avec la totalité des bolomètres du détecteur, il n'est pas appliqué lorsque les bolomètres bruités sont exclus de la construction des cartes. Cependant la désactivation du destriper n'affecte pas significativement la qualité des données.

1. HIPE est disponible à l'URL suivant : <http://www.cosmos.esa.int/web/herschel/hipe-download>

PLCK G117.8+78.0

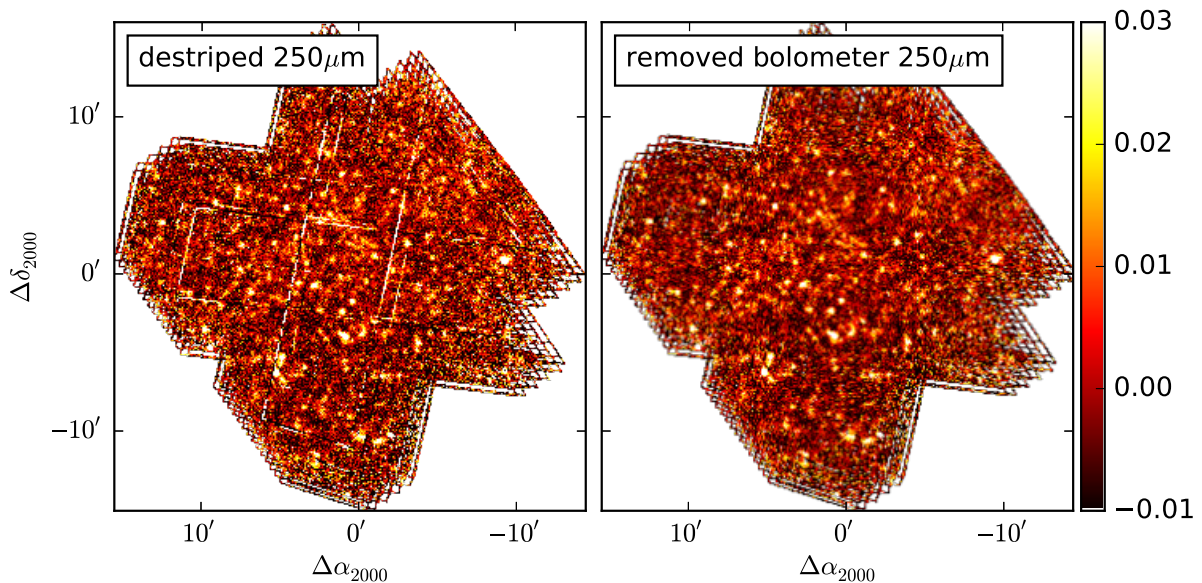


FIGURE 2.10: Carte SPIRE avant (à gauche) et après (à droite) la prise en compte des bolomètres bruités.

2.6.3 Mise à disposition des données et catalogues pour la collaboration

Les données du satellite *Herschel* de l'échantillon *Planck* High-z sont disponibles sur le portail (créé via Sitools2) HESIOD² (HERSchel idOc Database, Fig 2.11, 2.12 et 2.13) et accessibles à la collaboration uniquement. Ces données regroupent les niveaux 1 et 2 de traitement fournis par HIPE. À cela, j'ajoute un fichier de résultats pour chaque source *Planck* High-z, il contient :

- Une image trois couleurs avec B : SPIRE-250 μm , G : SPIRE-350 μm et R : SPIRE-500 μm montrant également les contours de densité et les contours de la source *Planck* à 550 μm (tracée dans la fig.4.8).
- Le catalogue multi-longueurs d'ondes *Herschel*-SPIRE de la section 3.4 contenant les positions, les flux SPIRE, la classification des sources de la section 4.2, les couleurs de la section 4.1 et l'appartenance à la zone *Planck*-IN ou *Planck*-OUT de la section 3.3.1 de chaque sources SPIRE du champ *Planck* High-z.
- Une carte de densité basée sur une sélection en couleur des sources de la section 4.5.2.

2. accessible en ligne pour la collaboration <http://idoc-herschel.ias.u-psud.fr/sitools/client-user/>



FIGURE 2.11: Page d'accueil du portail HESIOD (HERSchel IdOc Database), les programmes publics sont accessibles à tous et les programmes privés sont accessibles via un système d'identification propre au site. <http://idoc-herschel.ias.u-psud.fr/sitools/client-user/>

– Une carte du rapport signal sur bruit de densité de la section 4.5.2.

Un catalogue résumant les propriétés déterminées pour chaque champ ainsi que les statuts de leurs observations et des remarques est également disponible sur le portail. Ceci permet à la collaboration d'avoir accès à mes résultats pour pouvoir préparer les campagnes d'observations suivantes, comparer différentes méthodes, ou faire des analyses complémentaires.

Le jeu de données *Herschel*-SPIRE est disponible, et je vais décrire l'extraction des positions et quantités photométriques des sources qui y sont. Je pratiquerai ensuite différentes analyses statistiques sur l'échantillon afin de contraindre la nature (amas de galaxies, alignement fortuit ou sources lentillées) et les propriétés physiques (flux, redshift, température, luminosité, taux de formation stellaire, ...) des sources détectées dans *Planck*-HFI vues par *Herschel*-SPIRE.

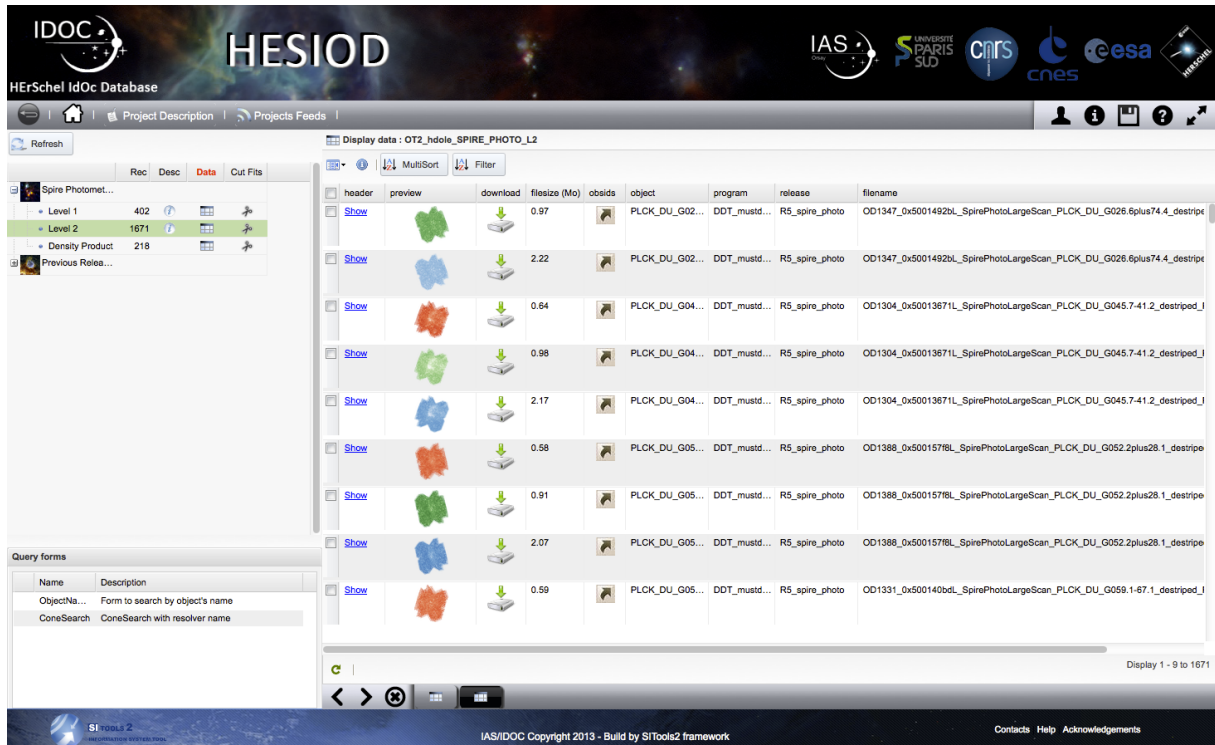


FIGURE 2.12: Portail d'accès aux données *Herschel*-SPIRE du programme *Planck* High-z. Le tableau donne accès au téléchargement des cartes, au nom de la cible, du programme d'observation, du PI, du fichier entre autre.

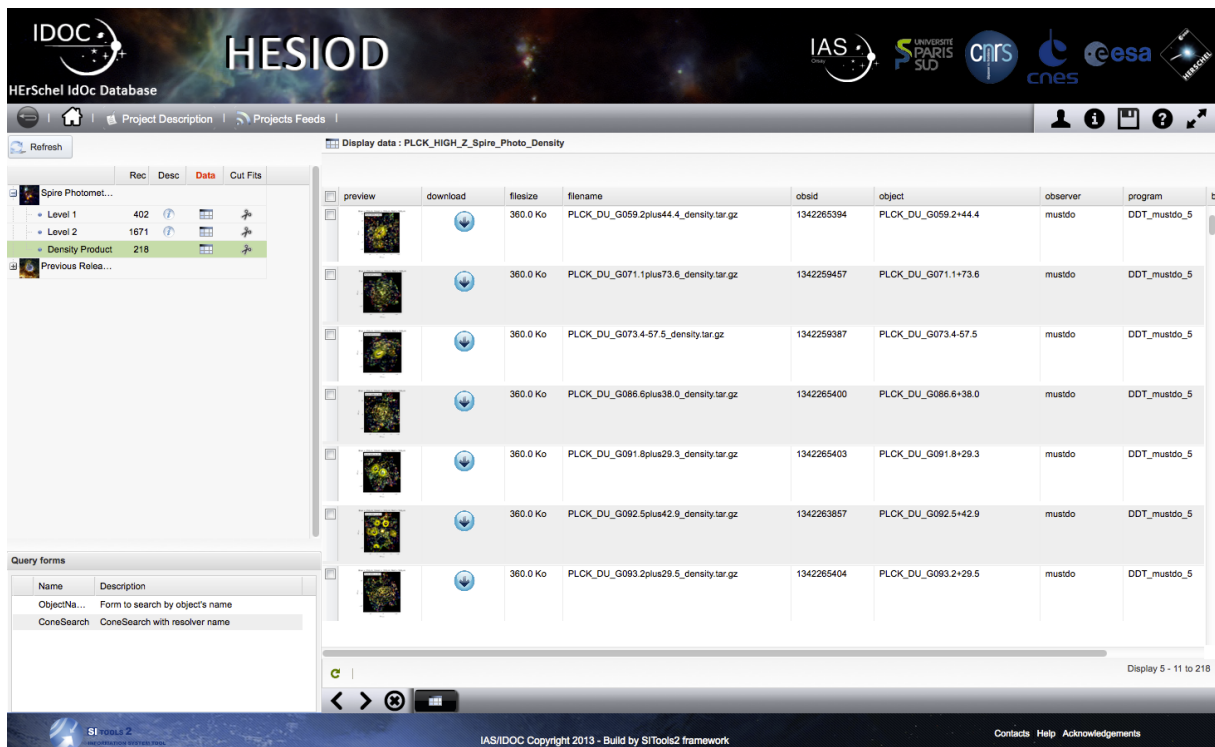


FIGURE 2.13: Portail d'accès au résultats de densité calculés dans la section 4.5.2. Le tableau donne un aperçu de l'image trois couleurs, un lien de téléchargement, le nom de la source, le numéro d'identification de l'observation, le nom du PI, etc.

Chapitre 3

Détection et photométrie Herschel-SPIRE

Les données photométriques du satellite *Herschel* avec l'instrument SPIRE sont réduites et disponibles (section 2.5). Dans cette partie, je vais décrire la détection des sources et la photométrie, en vue d'obtenir les couleurs des sources et leurs caractéristiques. Je vais procéder en plusieurs étapes : détection des sources, photométrie, validation, et création d'un catalogue multi-longueurs d'ondes final.

Les difficultés proviennent 1) de la différence de résolution angulaire des trois longueurs d'onde *Herschel*-SPIRE, 2) de la confusion de sources qui engendre un bruit différent à chaque longueur d'onde.

Je vais tester et comparer trois méthodes de photométries pour obtenir des résultats cohérents avec ceux d'études déjà faites. Je m'assurerai de cette cohérence en confrontant mes résultats à ceux obtenus sur des observations rendues publiques. Avec cette photométrie validée, je vais créer un catalogue multi-longueurs d'onde regroupant les flux des sources communes aux trois longueurs d'ondes SPIRE. Je comparerai enfin les données SPIRE aux données *Planck*-HFI.

3.1 Extraction des sources et photométrie

Du fait des difficultés de résolution angulaire et de confusion différentes à chaque longueur d'onde, les méthodes existantes et standards (par ex : `SExtractor`) peuvent ne pas donner de résultats acceptables : détection de pics de bruit en tant que sources, mauvaise estimation du fond de ciel à cause du bruit de confusion, ou biais dans la

mesure de flux entre autre – car elles ne sont pas développées pour notre cas et doivent être testées. Pour la détection des sources je vais utiliser `StarFinder` (Diolaiti et al. 2000) qui est assez bien adapté à la détection de sources ponctuelles en champ confus. Pour la photométrie, je vais utiliser deux méthodes d’ajustement de PSF, `StarFinder` et `FASTPHOT` (Béthermin et al. 2013), ainsi qu’une méthode standard de photométrie d’ouverture.

Je comparerai ensuite ces trois méthodes entre elles sur nos données et sur des données d’archive. En parallèle, j’utiliserai des estimateurs statistiques pour caractériser les données : histogramme de bruit, complétude de l’échantillon, précision photométrique.

3.1.1 StarFinder

`StarFinder` est un algorithme de détection et de photométrie par ajustement de fonction d’étalement point (PSF, Point Spread Function) (Diolaiti et al. 2000). Il procède en plusieurs étapes successives pour extraire la position et la photométrie des sources :

- détection des sources présumées au dessus d’un seuil donné.
- test et analyse des sources présumées :
 - ré-identification après soustraction des sources déjà connues.
 - détermination de la corrélation entre la source et la PSF.
 - sélection des sources au-delà du seuil de corrélation imposé : cette étape est censée sélectionner les sources réalistes et écarter les contaminants.
 - ajustement de la PSF, détermination du flux et de la position des sources. Prise en compte des sources voisines et du fond local.
 - mise à jour d’un modèle du champ crée à partir de la PSF pour chaque sources.
- ré-ajustement des sources détectées.

Pour prendre en compte la superposition de sources, le modèle du champ est soustrait à la carte d’origine, et la procédure est ré-appliquée à la carte résiduelle obtenue. Cela permet de détecter les sources faibles également présente dans le champ qui étaient masquées par des sources brillantes.

Le programme prend en paramètre d’entrée :

- la carte contenant les données
- la carte de bruit
- la PSF associée à la carte
- le seuil de détection dans l’unité de la carte
- le seuil de corrélation compris entre 0 et 1

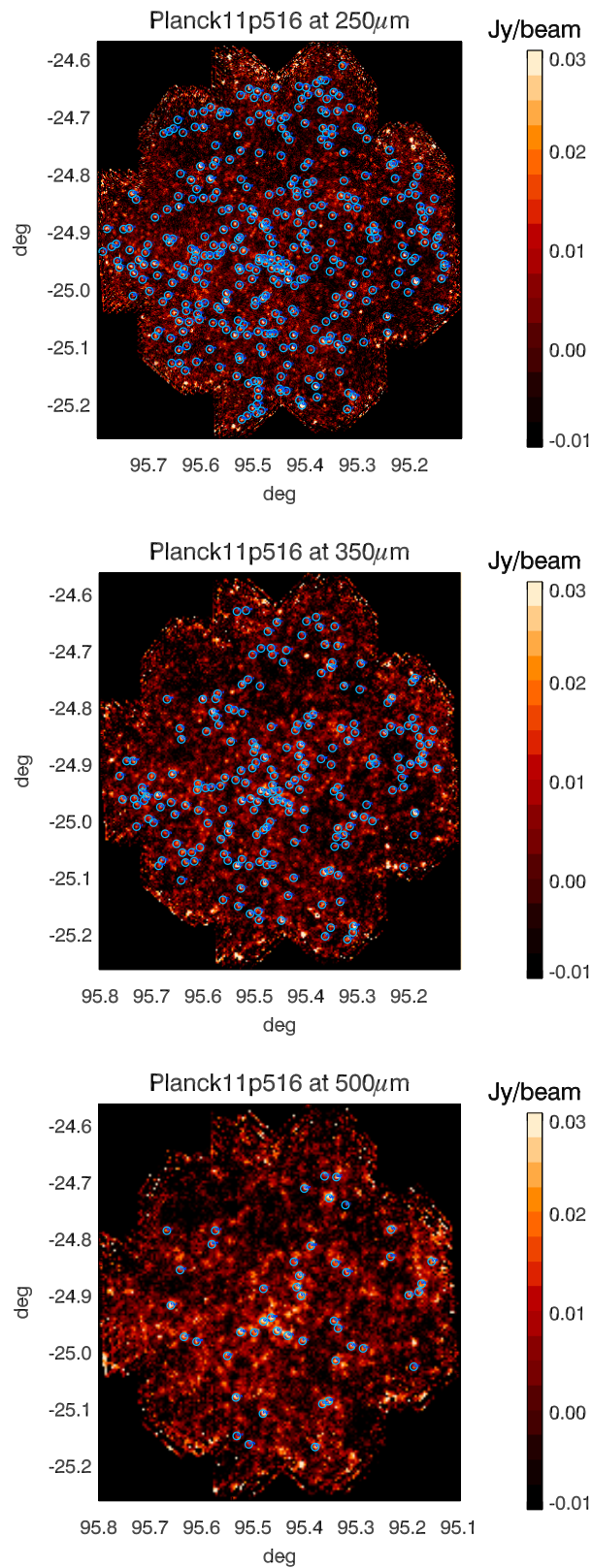


FIGURE 3.1: *De haut à bas* : Sources détectées à 3σ (cercles bleus) dans un champ *Herschel-SPIRE* à 250, 350 et 500 μ m respectivement.

Les sorties sont la position en x et y des sources dans la carte (en pixel), leur densité de flux dans l'unité de la carte, et les erreurs associées.

Dans les données *Herschel-SPIRE*, et particulièrement dans le cas de la présence d'un amas de galaxie, la photométrie peut être biaisée par le phénomène de *blending*. Il apparaît lorsque plusieurs sources sont proches angulairement et que chacune contribue aux flux de ses voisines. La méthode de `StarFinder` pour résoudre ce problème (via les mots-clés `DEBLEND` et `DEBLOST`) est de refaire une détection des sources dans la carte d'où a été soustrait le modèle de carte créé lors du premier passage. Ainsi les sources qui n'avaient pas été détectées car trop proche d'une source plus brillante sont récupérées. Cependant, en utilisant cette méthode par itération, il est possible que le flux d'une source soit surestimé car une source voisine moins brillante, qui ne sera détectée qu'à la deuxième itération, y contribue. Et par conséquent le flux de la source moins brillante sera sous-estimé car le modèle de la carte en aura soustrait la partie attribuée à la source brillante.

Un moyen d'éviter ce phénomène de sur/sous-estimation des sources brillantes/faibles est d'ajuster le modèle de la carte, en connaissant les positions de toutes les sources, sur la carte. De cette façon, les sources brillantes et faibles sont ajustées en même temps et on peut estimer la contribution de chacune des sources. Il existe un programme qui fonctionne de cette manière, c'est `FASTPHOT` développé par Mathieu Béthermin et Morgane Cousin, que je vais appliquer sur nos données.

3.1.2 FASTPHOT

`FASTPHOT` (Béthermin et al. 2013) est un algorithme de photométrie optimisé pour la séparation de sources proches. Ce programme construit un modèle de carte en se basant sur les positions des sources données en entrée, puis ajuste le modèle sur la carte de donnée par opérations matricielles. Toutes les sources sont ajustées en même temps, ce qui permet, si elles sont assujetties au *blending*, de pouvoir estimer la contribution des sources au flux de leurs voisines. De cette manière, on diminue les chances d'avoir une photométrie biaisée par la présence de sources voisines confondues. Cet algorithme se révèle efficace pour la séparation et le *de-blending* de sources proches angulairement.

`FASTPHOT` fonctionne de la façon suivante, il prend en paramètres d'entrée :

- la carte de données
- la PSF associée à la carte
- la carte de bruit

- les coordonnées des sources en x et y (en pixel)
- le programme peut prendre une liste de densité de flux comme à priori sur les flux à retrouver.

Les sorties sont le catalogue de flux des sources avec leurs erreurs associées. Le programme peut également fournir une carte résiduelle et la valeur du ciel retrouvée.

Ces méthodes de photométrie par ajustement de PSF dépendent du modèle de PSF choisi ainsi que de la normalisation de celle-ci par rapport aux données (unité, taille des pixels de la PSF, positionnement de la PSF par rapport aux pixels). Un moyen de vérifier si les flux trouvés par ajustement de PSF ne sont pas biaisés par un quelconque artefact de modélisation de la PSF, est de comparer ces méthodes avec une photométrie d'ouverture qui n'utilise pas de modèle de PSF. Cette photométrie d'ouverture est également indépendante de la méthode d'ajustement de la PSF sur les données. Celle-ci minimise la quantité modèle - données, et dans le cas de la présence de minima locaux, la PSF peut être ajustée à une position qui n'est pas celle de la source. Cela crée ainsi un biais dans la mesure du flux seulement causé par la mesure elle-même.

3.1.3 Photométrie d'ouverture et détermination des paramètres

Je vais effectuer une photométrie d'ouverture (Bavouzet 2008), qui consiste à intégrer la valeur des pixels appartenant à une source à l'intérieur d'une zone circulaire centrée sur celle-ci et de rayon r_{ap} . Cette ouverture contenant également une contribution du fond du ciel, il faut en soustraire une estimation. L'estimation du fond de ciel est faite dans un anneau de ciel centré aussi sur la source, à une distance r_{sky} du centre et d'épaisseur e_{sky} .

La photométrie d'ouverture servira ici "d'étalon" pour les photométries par ajustement de PSF puisqu'elle ne souffre pas de la qualité de la PSF elle-même, ni de la méthode d'ajustement de la PSF. Elle ne peut donc pas être biaisée par des artefacts de programmation. En revanche, cette méthode ne sera pas utilisée pour nos résultats car elle n'est pas optimale en champ dense et/ou confus. En effet, étant donné les critères de sélection de l'échantillon, on s'attend à trouver des candidats amas de galaxie, donc une densité de sources supérieur à la moyenne du champ. De plus, les temps d'observations des programmes OT1, OT2 et HPASSS ont été choisis pour atteindre la limite de confusion de l'instrument SPIRE. Donc on s'attend à ce que la photométrie d'ouverture soit biaisée à bas flux (pour les sources les plus faibles ~ 30 mJy, pour la confusion ~ 10 mJy) car la présence de sources dans l'anneau de ciel biaisera son estimation. Par

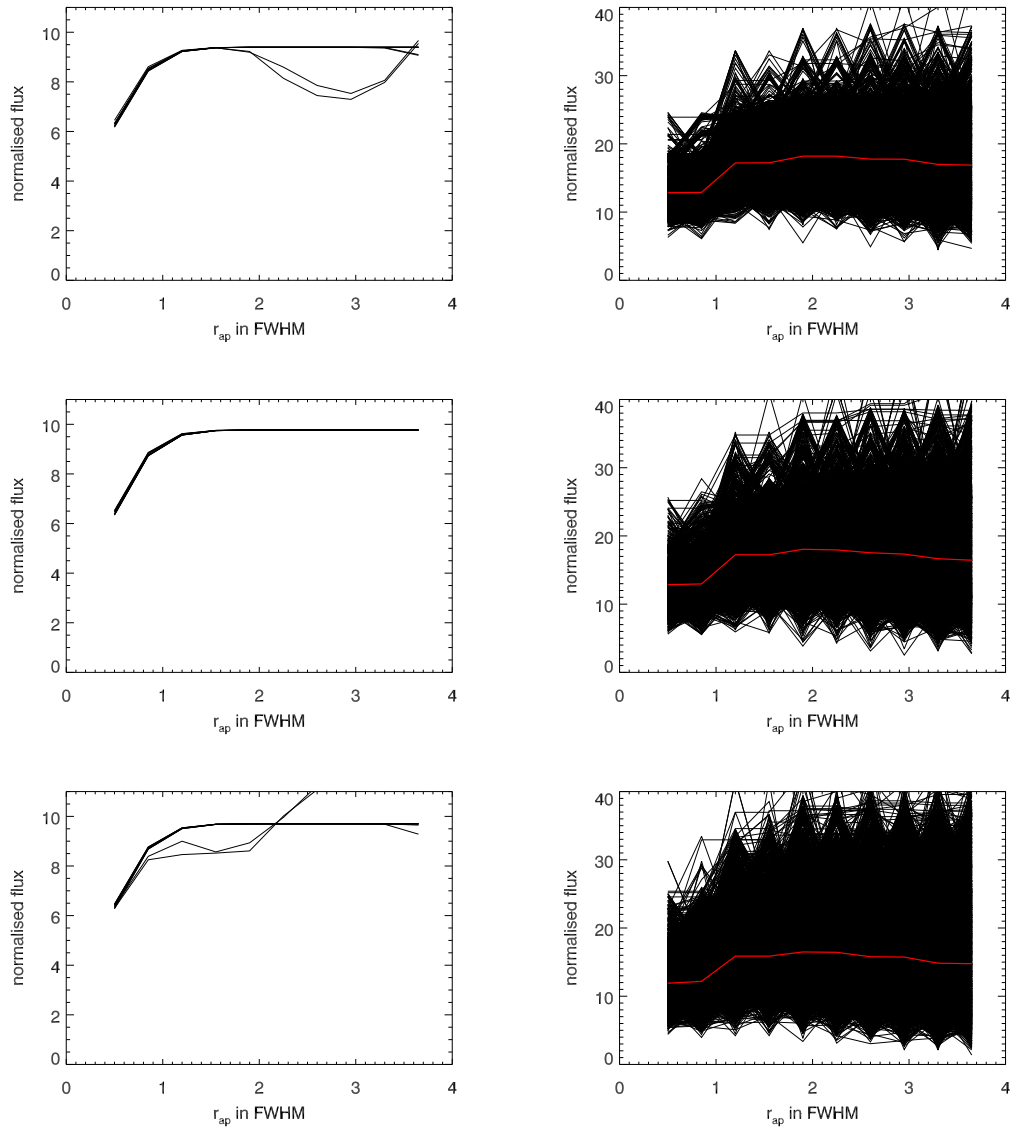


FIGURE 3.2: De haut en bas : Variation du rapport signal sur bruit en fonction du rayon d'ouverture r_{ap} à 250, 350 et 500 μm respectivement. À droite : La photométrie d'ouverture est effectuée sur des sources simulées à 100 mJy dans des cartes vides. À gauche : La photométrie d'ouverture est effectuée sur les sources simulées dans les cartes *Herschel-SPIRE* avec $S > 200$ mJy. Chaque ligne noire correspond à la variation du SNR pour une source, la ligne rouge est la variation médiane du SNR.

contre pour les sources brillantes ($S > 100$ mJy), la photométrie d'ouverture et la photométrie par ajustement de PSF devraient donner des résultats cohérents, ce qui nous permettra de valider la photométrie par ajustement de PSF.

Pour effectuer une photométrie d'ouverture, il faut déterminer le rayon de l'ouverture r_{ap} correspondant à la source que l'on désire mesurer, le rayon intérieur de l'anneau de ciel r_{sky} ainsi que son épaisseur e_{sky} . Ces valeurs sont à optimiser afin de maximiser le rapport signal sur bruit (SNR). Je vais procéder en deux étapes pour déterminer

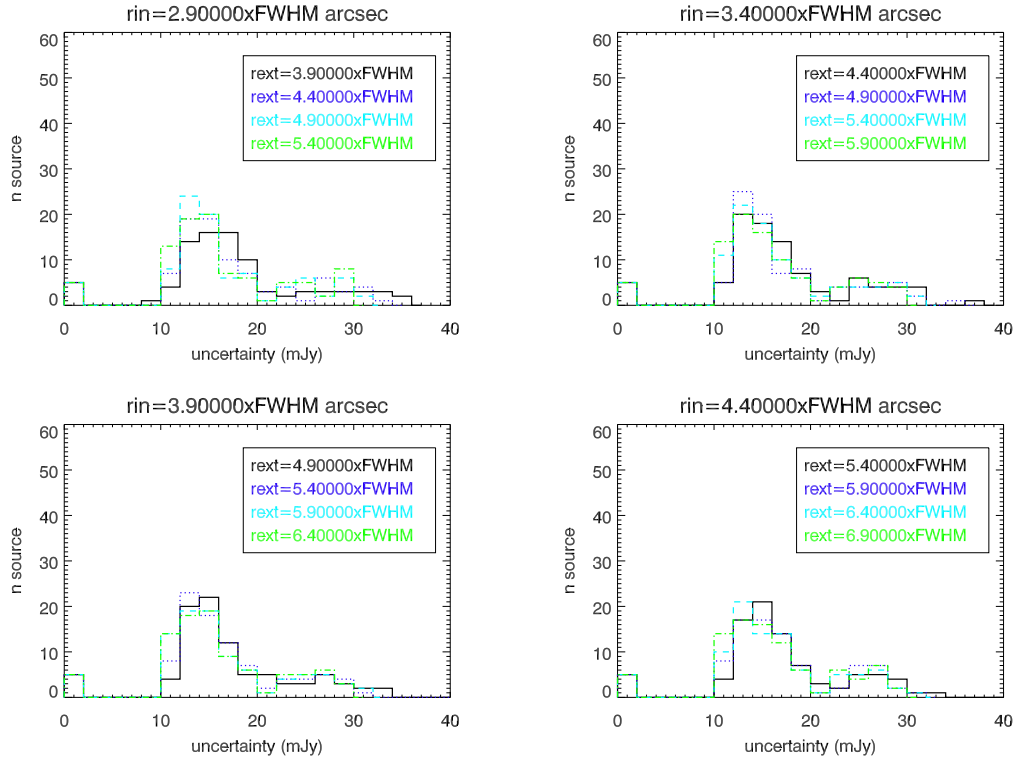


FIGURE 3.3: Histogramme des incertitudes sur les flux des 100 sources les plus brillantes entre 100 et 600 mJy, mesurés par photométrie d’ouverture à $350 \mu\text{m}$. D’en haut à gauche à en bas à droite : pour des valeurs de r_{sky} croissantes pour une valeur de $r_{ap} = 1.9 \times \text{FWHM}$. Les différentes couleurs d’histogramme représentent différentes valeur de e_{sky} .

les valeurs optimales des paramètres. D’abord, je fais varier r_{ap} en fixant r_{sky} et e_{sky} par rapport à lui et j’applique la photométrie d’ouverture sur des sources simulées. Ensuite, je fais varier les valeurs de r_{sky} et e_{sky} pour les mêmes valeurs de r_{ap} que l’étape précédente. J’applique la méthode de photométrie sur des sources non simulé pour avoir une estimation de la contamination par les sources voisines dans un champ observé.

Je recherche la valeur du rayon d’ouverture maximisant le SNR. Je définis les paramètres par rapport à la FWHM de la PSF de la carte *Herschel-SPIRE* de la manière suivante :

- $r_{ap} = A \times \text{FWHM}$ où $A \in [0.50; 0.85; 1.20; 1.55; 1.90; 2.25; 2.60; 2.95; 3.30; 3.65]$
- $r_{sky} = r_{ap} + \text{FWHM}$
- $e_{sky} = \text{FWHM}$

J’applique la photométrie d’ouverture avec ces paramètres sur des cartes simulées à partir de cartes vides et de sources à 100 mJy, représentées par un modèle de PSF gaussien, sans bruit ni fond de ciel. Je le fais également sur les cartes de l’échantillon *Planck* High-z incluant des sources simulées avec des flux $S > 200$ mJy. J’utilise des

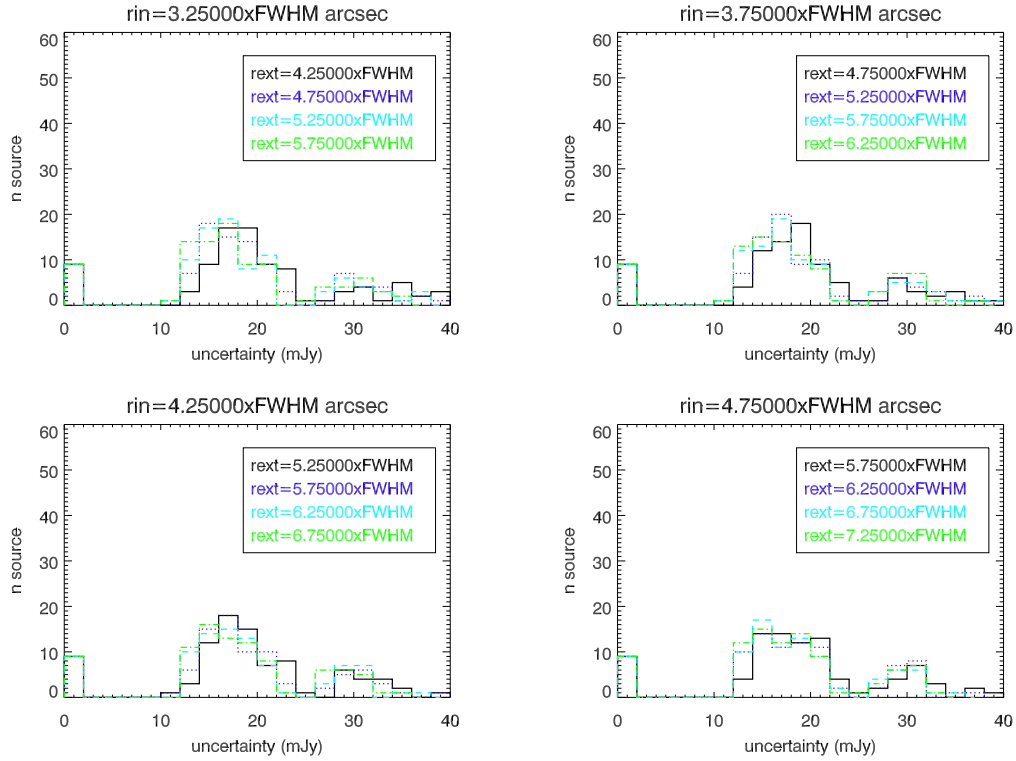


FIGURE 3.4: Histogramme des incertitudes sur les flux des 100 sources les plus brillantes entre 100 et 600 mJy, mesurés par photométrie d’ouverture à 350 et μm *D’en haut à gauche à en bas à droite* : pour des valeurs de r_{sky} croissantes pour une valeur de $r_{ap} = 2.25 \times \text{FWHM}$. Les différentes couleurs d’histogramme représentent différentes valeur de e_{sky} .

sources brillantes pour l’optimisation des paramètres car c’est dans cette configuration que la photométrie d’ouverture est le moins biaisée. Je mesure le SNR en fonction de r_{ap} , ce qui permet de tracer les courbes de croissance de la figure 3.2. Sur cette figure, on voit que le SNR médian atteint son maximum pour des valeurs de r_{ap} entre 1.9 et 2.25 FWHM pour les sources avec $S > 200$ mJy, et $r_{ap} > 1.5$ FWHM pour les sources des champs sans fond de ciel. On note déjà la contamination de quelques sources par des sources voisines notamment à 250 et 500 μm (Fig. 3.2 en haut) des flux retrouvés par photométrie d’ouverture, alors que les sources sont distribuées aléatoirement dans le champ.

Je recherche ensuite les valeurs de r_{sky} et e_{sky} permettant de maximiser le SNR. Je garde les mêmes valeurs de r_{ap} que précédemment. Je parcours l’espace des paramètres de l’anneau de ciel en définissant :

- $r_{ap} = A \times \text{FWHM}$ où $A \in [0.50; 0.85; 1.20; 1.55; 1.90; 2.25; 2.60; 2.95; 3.30; 3.65]$
- $r_{sky} = r_{ap} + B * \text{FWHM}$
- $e_{sky} = B * \text{FWHM}$
- où $B \in [1; 1.5; 2; 2.5]$

J'applique la photométrie avec ces paramètres sur les 100 plus brillantes sources de l'échantillon *Planck* High-z entre 100 et 600 mJy. Dans les figures 3.3 où $r_{ap} = 1.9 \times \text{FWHM}$ et 3.4 où $r_{ap} = 2.25 \times \text{FWHM}$, la distribution de l'incertitude sur le flux des sources pique autour de 15 ± 2 mJy. On remarque que la queue de distribution des incertitudes diminue lorsque r_{sky} augmente. La valeur du pic d'incertitude diminue quand e_{sky} augmente. Cependant d'après la figure 3.2 le flux d'une source à une probabilité d'être contaminé par une source voisine pour des valeur de $r_{ap} > 2\text{FWHM}$. Pour éviter au maximum les cas de contamination par des sources voisines et maximiser le SNR dans le même temps, les paramètres retenus pour la photométrie d'ouverture sont :

- $r_{ap} = 1.5 \times \text{FWHM}$
- $r_{sky} = 3 \times \text{FWHM}$
- $e_{sky} = 2 \times \text{FWHM}$

Les méthodes de photométrie sont fixées. Intéressons-nous alors aux sources de bruits des flux que je vais mesurer à l'aide de ces méthodes de photométrie. Ainsi je pourrai définir les limites minimales en dessous desquelles le flux d'une source devient similaire à du bruit et ne peut donc plus être défini comme tel.

3.1.4 Estimation du bruit des données Herschel

FIELD	1 σ noise level		
	250 μm	350 μm	500 μm
SPT	9.75	8.93	9.92
High-z	9.86	9.26	10.67
H-ATLAS SDP	13.26	9.95	14.67
HerMES Lockman-SWIRE	10.10	10.49	12.05

TABLE 3.1: Tableau des σ par échantillon et par longueur d'onde en mJy/beam.

Le bruit des cartes *Herschel*-SPIRE est composé du bruit instrumental, du bruit de photon et du bruit de confusion (Nguyen et al. 2010). D'après la carte de bruit des données *Herschel*-SPIRE, le bruit instrumental vaut en moyenne $\sigma_{instru} = 7.0$ mJy, déterminé sur la médiane des cartes de bruit. De manière à prendre en compte le bruit instrumental et le bruit de confusion, je vais procéder de la façon suivante. σ est déduit de la carte *Herschel*-SPIRE en traçant l'histogramme du nombre de pixel en fonction de leur valeur en mJy/beam (Fig 3.5), puis en y ajustant une gaussienne. σ_{map} est l'écart-type de la gaussienne obtenue. On obtient une valeur de σ_{map} par carte *Herschel*-SPIRE. Pour avoir une valeur de σ commune à tout l'échantillon, je prends la médiane des σ_{map} des cartes individuelles. Les σ utilisés par longueur d'onde pour la sélection en flux des sources *Herschel* sont répertoriés dans le tableau 3.1.

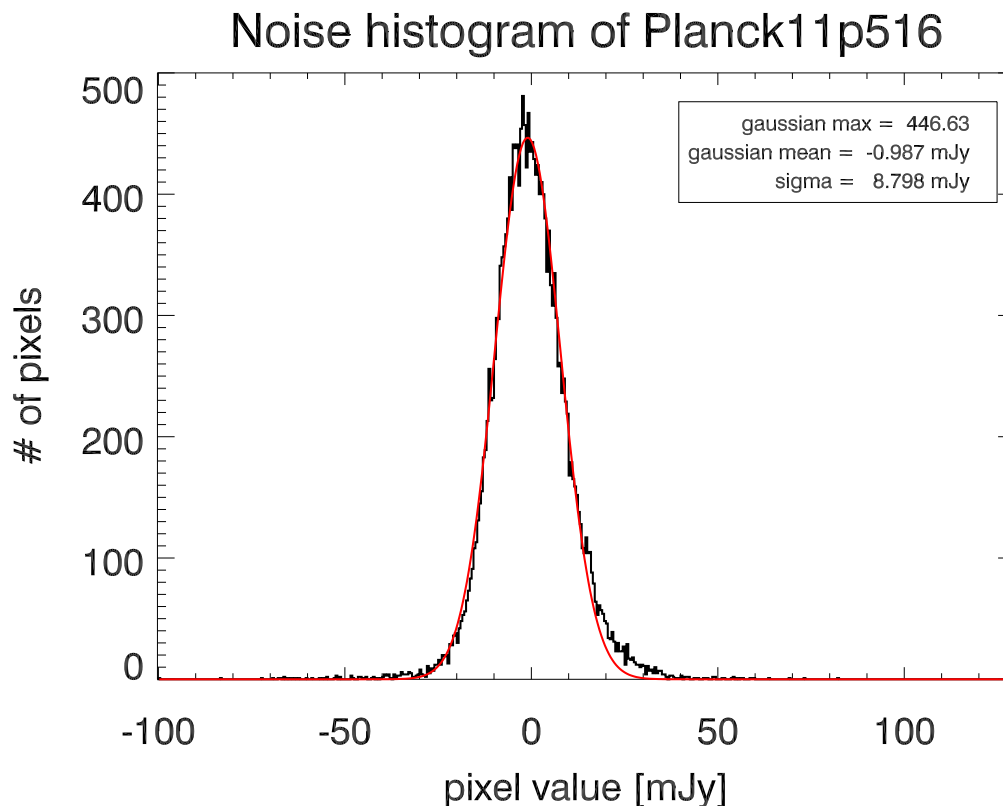


FIGURE 3.5: Histogramme du nombre de pixels en fonction de leur valeur (*en noir*), et ajustement d'une gaussienne à l'histogramme (*en rouge*). L'excès de la courbe noire sur la courbe rouge pour des valeurs supérieures à 20-30 mJy montre la présence de sources brillantes qui se distinguent du bruit de fond de la carte.

L'erreur de mesure sur le flux des sources *Herschel-SPIRE* est calculée de la façon suivante :

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_{\text{heresch}}^2 + \sigma_{\text{map}}^2} \quad (3.1)$$

Où σ_S est l'incertitude sur le flux de la source, σ_{heresch} est l'incertitude issu de StarFinder, et σ_{map} est celle déterminée précédemment avec l'histogramme des pixels de la carte (Fig. 3.5).

Avec la valeur du bruit dans les données, je peux déterminer une limite de détection au delà de laquelle je peux considérer une source comme ne faisant pas partie du bruit. Je peux donc exécuter l'algorithme de détection et de photométrie sur les données SPIRE de l'échantillon *Planck High-z*.

3.1.5 Détermination des paramètres StarFinder et application à l'échantillon Planck High-z

J'applique l'algorithme `StarFinder` (section 3.1.1) sur les cartes *Herschel*-SPIRE de l'échantillon *Planck* High-z. Afin de déterminer les meilleurs paramètres pour la photométrie et la détection de sources, je fais varier le seuil de détection σ_{dect} et le seuil de corrélation source-PSF σ_{cor} , en prenant :

- $\sigma_{dect} = C \times \sigma_{map}$ avec $C \in [2, 2.5, 3, 4, 5]$
- $\sigma_{cor} \in [0.1, 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.75, 0.8]$

Les paramètres optimaux conservés sont un seuil de détection de $\sigma_{dect} = 2.5\sigma_{map}$ et un seuil de corrélation de $\sigma_{cor} = 0.5$ car les sources détectées à l'œil le sont par l'algorithme également.

`StarFinder` étant un algorithme de photométrie par ajustement de PSF, je lui fournis un modèle de PSF. Celle de l'instrument est modélisée par une gaussienne circulaire à deux dimensions dont la largeur à mi-hauteur (FWHM, Full Width at Half Maximum) est fixée. Pour *Herschel*-SPIRE la FWHM vaut 18", 25" et 36" à 250, 350 et 500 μm respectivement (Griffin et al. 2010). Afin d'éviter le *blending*, j'utilise les fonctions `DEBLEND` et `DEBLOST` de `StarFinder` pour séparer les sources proches angulairement. Les sources détectées sont visibles dans la figure 3.1. On voit qu'elles sont perceptibles à l'œil en fixant la saturation des couleurs à 30 mJy ($\sim 3 - 4\sigma$). En vérifiant "à l'œil" je voulais surtout m'assurer qu'une source atteignant la saturation est détectée par l'algorithme. On peut donc estimer que les sources sortants du bruit sont bien pris en compte par l'algorithme.

Les bords de champs, avec une couverture moins bonne à cause des demi-tours du satellite, sont également pris en compte sur un critère de bruit moyen. C'est-à-dire que je base cette sélection sur la carte de bruit de SPIRE. Je calcule la moyenne de la carte de bruit, puis je sélectionne la zone lissée à 10 pixels qui est inférieure à cette moyenne. Les bords de champ étant moins couverts sont plus bruités et donc exclus de la sélection.

Une fois l'extraction et la photométrie effectuées avec `StarFinder`, les catalogues de sources sont construits pour chaque longueur d'onde. Ils répertorient les positions des sources en ascension droite et déclinaison, les densités de flux et l'incertitude sur la densité de flux. J'obtiens un catalogue par longueur d'onde et par carte, soit un total de 24457, 15567 et 4088 sources détectées à 250, 350 et 500 μm respectivement, tous champs *Planck* High-z confondus. Pour les différentes analyses qui suivront, la sélection des sources sera refaite en prenant les sources avec une densité de flux supérieure à 3σ (Tab. 3.1)

Cette méthode d'extraction de catalogue est utilisée sur l'échantillon *Planck* High- z , le champ HerMES Lockman-SWIRE utilisé comme champ de référence (Oliver et al. 2012), l'échantillon SPT DSFG (Vieira et al. 2010) section. 5.2 et sur les champs HLS (Herschel Lens Survey, Egami et al. (2010)) utilisés comme champs témoins d'amas à redshift $z \leq 1$.

Les catalogues de positions de sources étant extraits, j'applique les deux autres méthodes, FASTPHOT et la photométrie d'ouverture, sur ces positions. La comparaison des densités de flux obtenues par ces trois méthodes différentes permet de vérifier la cohérence des résultats. La photométrie d'ouverture servant de premier "étalon" car elle ne dépend pas des méthodes d'ajustement de PSF.

3.1.6 Comparaison des trois méthodes : StarFinder, FASTPHOT et photométrie d'ouverture

Les catalogues de flux par longueur d'onde sont composés du flux de chaque source pour chaque méthode de photométrie (StarFinder, FASTPHOT et photométrie d'ouverture). Je vais pouvoir comparer ces trois méthodes et constater si elles donnent des flux cohérents. En effet si trois méthodes donne un même résultat on peut accorder que ce résultat est acceptable. Je fais cette comparaison pour voir si les méthodes par ajustement de PSF ne souffrent pas de la présence d'artefacts causés par les algorithmes. Étant donné que la photométrie d'ouverture ne dépend pas d'un modèle de PSF ou d'une routine d'ajustement, ces possibles erreurs ne l'affectent pas, et elle pourra être prise comme référence.

Les comparaisons des méthodes sont tracées dans les figures 3.6 et 3.7. Dans tous les cas, le nuage de points des densités de flux des sources suit la droite de pente 1 avec une dispersion de 0.55, 0.57 et 0.24 pour les comparaisons ouverture/StarFinder, ouverture/FASTPHOT et StarFinder/FASTPHOT respectivement à 350 μm . La forte dispersion de la photométrie d'ouverture est due au plateau pour des flux $S < 40$ mJy. Donc les flux mesurés par ajustement de PSF des algorithmes StarFinder et FASTPHOT sont cohérents entre eux et avec la photométrie d'ouverture. Dans la figure 3.6, on voit que les flux des sources autour de 30 mJy ont un flux de photométrie d'ouverture qui oscille entre 60 et 10 mJy. Ce plateau est la marque d'un phénomène de sous-estimation du flux des sources du fait de la proximité angulaire de celles-ci. Pour les sources faibles ($S \sim 30$ mJy) l'estimation du ciel peut être biaisé par une(des) source(s) plus brillante(s) présente(nt) dans l'anneau de ciel. Ainsi la valeur du ciel à soustraire sera surestimée et donc le flux de la source sera sous-estimé.

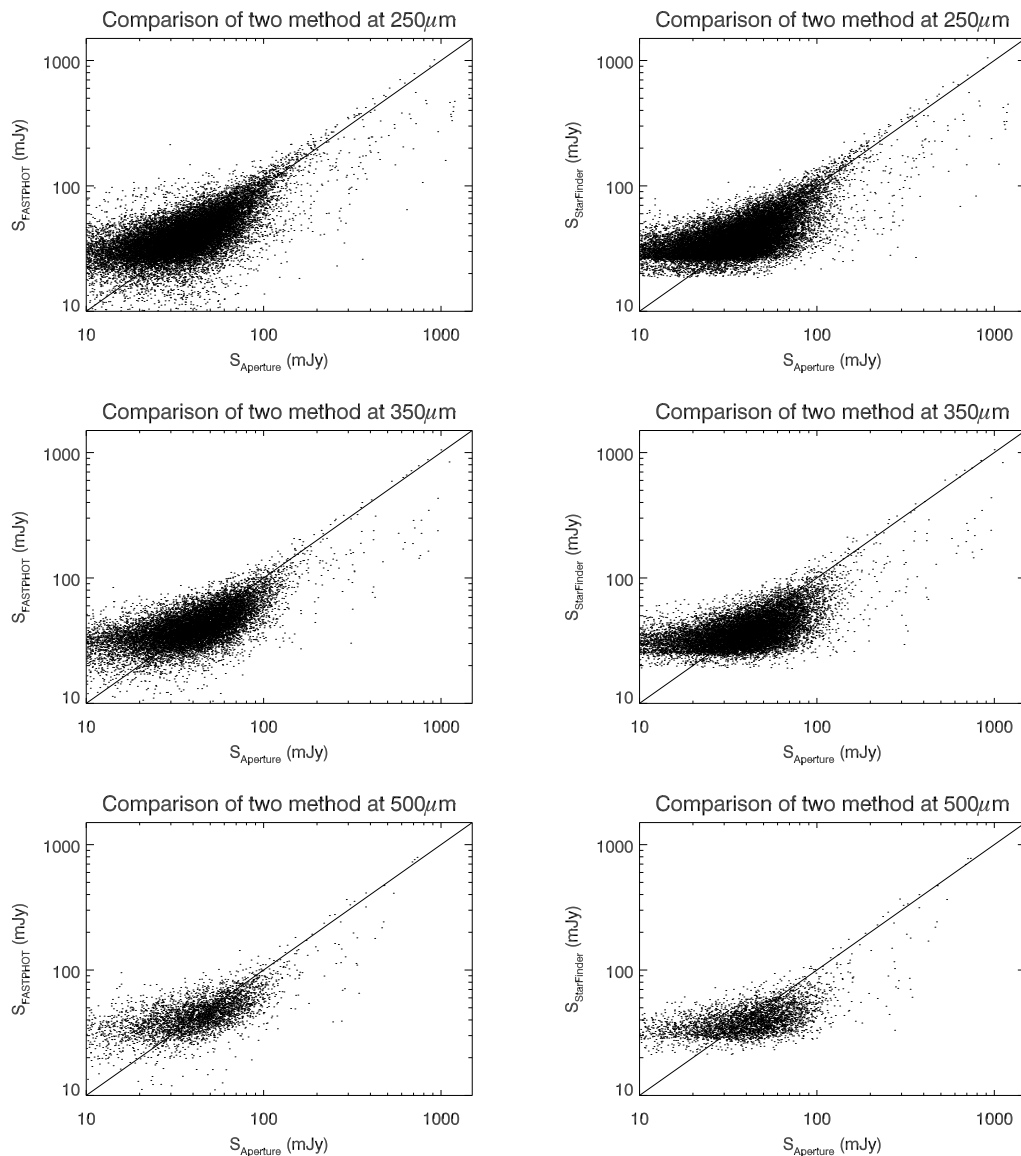


FIGURE 3.6: De haut en bas : comparaison entre deux méthodes de photométrie sur les catalogues *Herschel-SPIRE* de l'échantillon *Planck High-z* à 250, 350 et 500 μm . Comparaison des différentes méthode de photométrie, photométrie d'ouverture et FASTPHOT (à gauche) et StarFinder et photométrie d'ouverture (à droite).

J'utiliserai par la suite les flux `StarFinder` pour l'analyse car il donne des résultats équivalent aux autres méthodes et nécessite moins de manipulations. Dans tout les cas, j'aurais utilisé `StarFinder` pour obtenir la position des sources à injecter dans les autres méthodes.

Cette comparaison des méthodes de photométrie ne permet pas d'affirmer que les valeurs des flux retrouvés sont correctes ou que les méthodes ne souffrent pas par exemple d'un même biais qui pourrait venir des données. Il faut donc procéder à

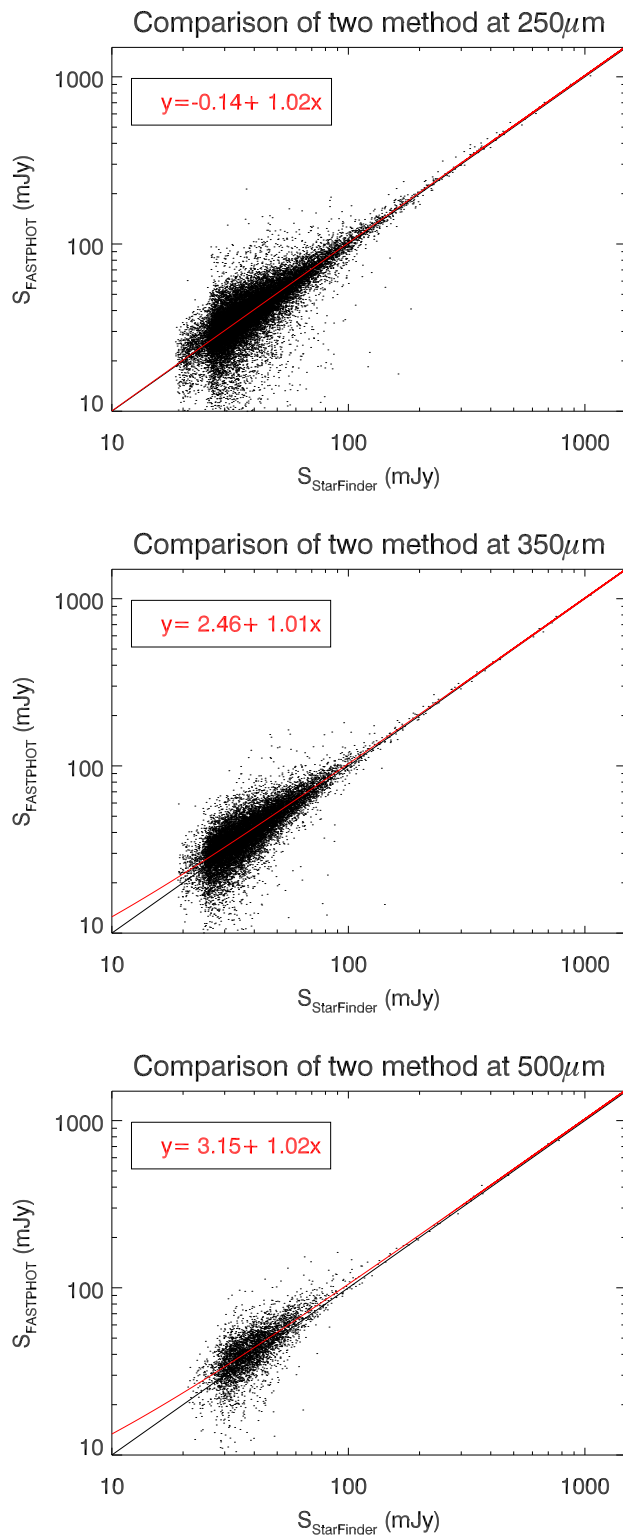


FIGURE 3.7: De haut en bas : comparaison entre les méthodes FASTPHOT et StarFinder de photométrie sur les catalogues *Herschel-SPIRE* de l'échantillon *Planck* High- z à 250, 350 et 500 μm . Les paramètres d'ajustement d'une fonction affine sur les points de donnée apparaissent en rouge ainsi que la fonction affine elle-même.

différents tests (précision photométrique, complétude) et comparaisons avec des photométries déjà effectuées sur des données similaires (H-ATLAS, HerMES) et publiées par d'autres groupes. Ainsi les erreurs et les biais de la photométrie que j'utilise seront connus et pourront être considérés dans l'analyse.

3.2 Validation de la photométrie

Afin de caractériser les données photométriques *Herschel*-SPIRE, je vais estimer la précision photométrique obtenue et la complétude des catalogues. Dans ces deux cas, je vais utiliser une méthode de Monte-Carlo d'injection de sources artificielles dans les cartes réelles. Je terminerai cette étape de validation par la comparaison de mes catalogues obtenus sur des données publiques H-ATLAS (Eales et al. 2009) et HerMES (Oliver et al. 2012) avec les catalogues publiés sur ces mêmes champs.

3.2.1 Génération des cartes Monte-Carlo

Pour valider la photométrie sur les cartes *Herschel*-SPIRE, je vais injecter des sources fictives dans les données réelles et faire passer ces cartes dans le processus de photométrie. Pour créer ces cartes de Monte-Carlo, j'injecte 10 sources de même flux à des positions aléatoires dans chaque carte SPIRE de l'échantillon *Planck* High-z. Je répète l'opération pour chaque flux de 10 à 1000 mJy en prenant 10 valeurs par décades. Les sources fictives sont modélisées par une gaussienne de FWHM égale à celle de la PSF de l'instrument. L'opération est effectuée pour chaque longueur d'onde de SPIRE. Cela mène à 2280 sources simulées pour chaque flux à chaque longueur d'onde.

Cette opération est aussi appliquée aux échantillons de comparaison HerMES Lockman-SWIRE (Oliver et al. 2012), H-ATLAS SDP (Eales et al. 2009), HLS (Egami et al. 2010) et SPT DSFG (Dusty Star-Forming Galaxies) (Vieira et al. 2010). Dans ces champs de contrôle, le nombre de sources Monte-Carlo injectées diffère en fonction de la taille du champ. Pour HerMES Lockman-SWIRE et H-ATLAS SDP, j'injecte 1000 sources par champ de quelques degrés carrés. Pour HLS, j'injecte 10 sources par champ d'environ 20' de côté. Pour SPT DSFG, j'injecte 5 sources par champ d'environ 5' de côté. De cette façon, je limite les superpositions de sources qui biaisent le calcul de la précision photométrique et de la complétude.

3.2.2 Précision photométrique

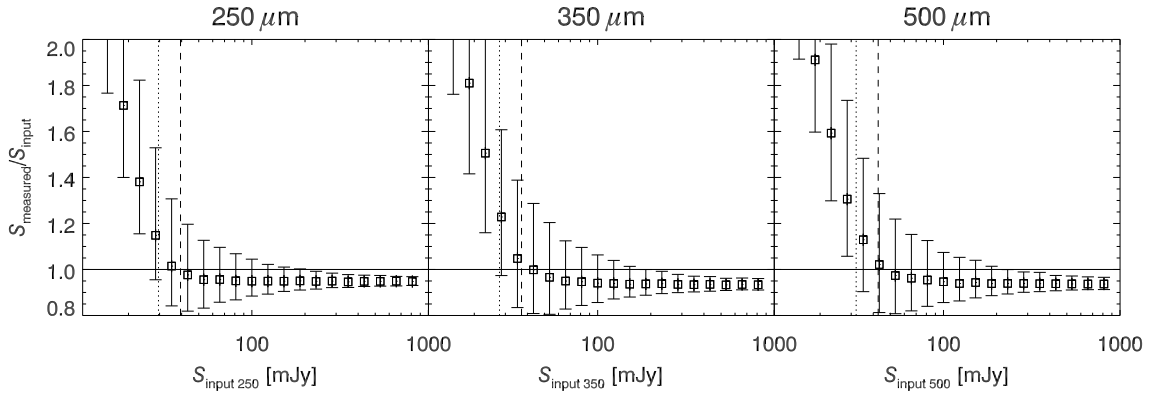


FIGURE 3.8: De gauche à droite : précision photométrique des champs Planck High-z, sans application du facteur correctif sur les densités de flux, à 250, 350 et 500 μm . On détermine un facteur correctif de 0.945, 0.93 et 0.93 à 250, 350 et 500 μm respectivement.

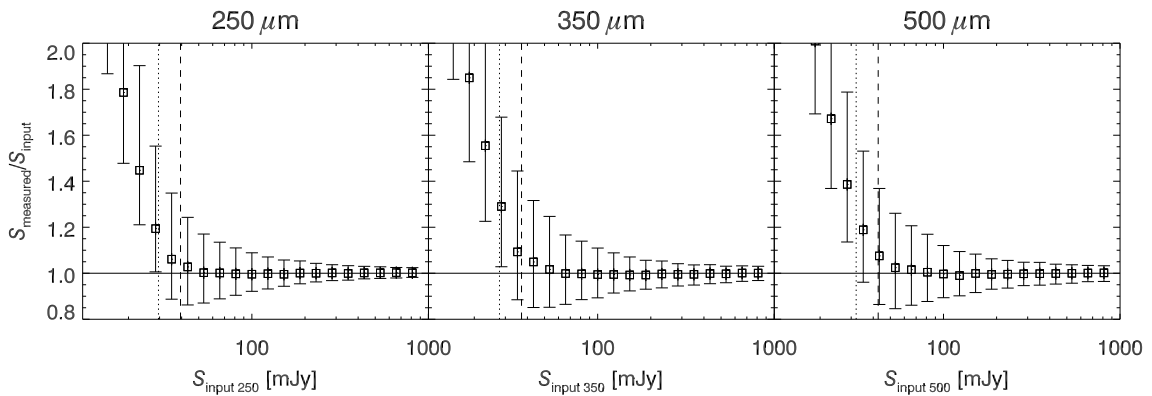


FIGURE 3.9: De gauche à droite : précision photométrique des champs Planck High-z une fois le facteur correctif appliqué sur les densités de flux à 250, 350 et 500 μm .

La précision photométrique indique à quel flux les sources injectées sont retrouvées. Pour estimer les éventuels biais dans la valeur des flux trouvés, je compare les flux extraits au flux des sources injectées de la section 3.2.1. En traçant le rapport de densité de flux extraite sur densité de flux injectée en fonction de la densité de flux injectée, j'observe la précision photométrique. Ceci indique à partir de quelle densité de flux les valeurs que j'extrais sont égales à celles injectées, et avec quelle précision.

D'après la figure 3.8, on voit qu'il est nécessaire d'ajouter un facteur correctif aux densités de flux extraites. Ces facteurs sont cohérents avec ceux donnés dans le SPIRE photometry cookbook (Bendo 2011) et seront donc conservés pour la suite. J'obtiens des valeurs de 0.945, 0.93 et 0.93 pour les densités de flux à 250, 350 et 500 μm respectivement. Ces facteurs sont appliqués à la photométrie et j'obtiens la figure 3.9. Le

rapport $S_{mesure}/S_{injecte}$ est égal à 1 pour des flux $S > 3\sigma$ avec une précision de l'ordre de 10%.

Maintenant que je sais que les flux mesurés sont égaux aux flux injectés, regardons si on retrouve bien toutes les sources injectées pour un flux donné en calculant la complétude des données.

3.2.3 Complétude

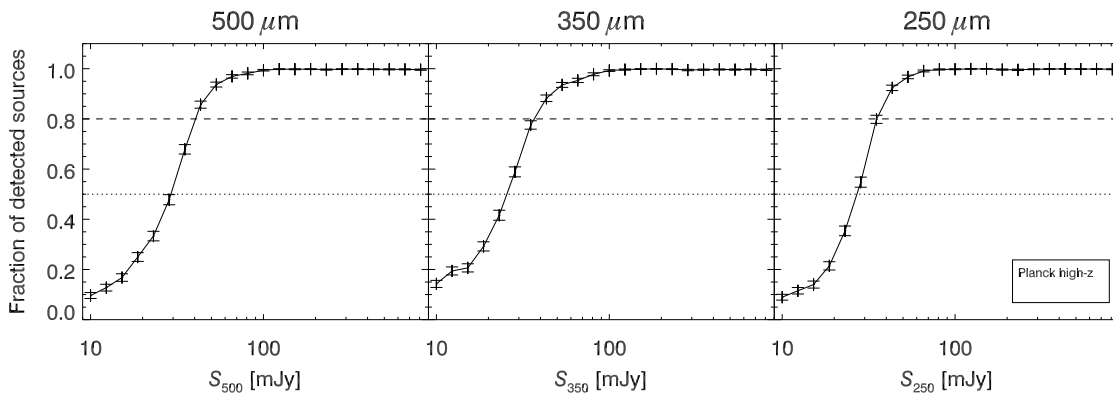


FIGURE 3.10: De gauche à droite : Complétude des champs *Planck*High-z basée sur l'injection de sources Monte-Carlo de la section 3.2.1 à 250, 350 et 500 μm respectivement. La ligne en tiret trace la limite à 80% et celle en pointillé la limite à 50%.

La complétude consiste à voir quelle proportion des sources est détectée pour une densité de flux donnée (Wall & Jenkins 2003). On peut la décrire comme suit :

$$C(\text{data}, s_{lim}, S) = \text{prob}(\text{data} > s_{lim} | \alpha = S) \quad (3.2)$$

Où *data* sont les données, $s_{lim} = 3\sigma$ la limite de détection de nos sources, S le flux réel des sources.

En pratique, la routine de détection est exécutée sur les cartes Monte-Carlo de la section 3.2.1. Puis le catalogue obtenu est comparé avec le catalogue de sources insérées dans l'image. Je compte le nombre de sources communes entre les deux catalogues pour obtenir le pourcentage de sources retrouvées. Je répète cette opération sur un intervalle de densité de flux entre 10 et 1000 mJy. Cela permet de tracer la complétude, la proportion de sources détectées en fonction de la densité de flux dans la figure 3.10.

Les catalogues *Herschel*-SPIRE High-z sont donc complets à 80% (table 3.2) à 35.2, 37.0 et 40.7 mJy à 250, 350 et 500 μm respectivement. Cela signifie que l'on retrouve plus de

FIELD	80% Completeness		
	250 μm	350 μm	500 μm
<i>Planck</i> High-z	35.22	36.97	40.68
SPT DSFG	34.06	34.80	38.49
HerMES Lockman-SWIRE	34.99	38.41	42.72
HLS	49.35	48.54	54.31

TABLE 3.2: 80% de complétude calculé par injection de sources Monte-Carlo dans les champs *Herschel SPIRE*, en mJy.

80% des sources ayant un flux supérieur à ces valeurs et, par opposition, moins de 80% des sources ayant un flux inférieur.

Après ces deux tests la méthode de photométrie que j’emploie semble donner des résultats de confiance, conforme aux flux et positions des sources simulées. Cependant, pour m’assurer que mes résultats seront comparable avec ceux de la communauté, j’applique ma méthode de photométrie sur des données publiques pour voir si j’obtiens des résultats identiques aux leurs.

3.2.4 Comparaison avec des catalogues publics

Les données du programme H-ATLAS (Eales et al. 2009) et HerMES (Oliver et al. 2012) sont disponibles publiquement ainsi que les catalogues de sources associés. J’applique ma méthode de détection et de photométrie sur les données de ces relevés afin de pouvoir comparer mes catalogues avec les catalogues publics.

Les champs utilisés pour la comparaison sont H-ATLAS SDP et HerMES Lockman-SWIRE. H-ATLAS SDP (*Herschel ATLAS Science Demonstration Program*) fait environ 16 degrés carrés et contient 6876 sources avec un flux supérieur à 17 mJy à 250 μm . HerMES Lockman-SWIRE est une observation *Herschel* du champ Lockman Hole (LH) du Spitzer Wide-area InfraRed Extragalactic survey (SWIRE). Couvrant une surface de 18.2 degrés carrés, il contient 1933, 841 et 1350 sources avec un flux supérieur à 55, 55 et 30 mJy à 250, 350 et 500 μm respectivement.

L’exécution de la détection et la photométrie *StarFinder* sur les champs de contrôle donne les résultats suivant :

- H-ATLAS SDP : 7491, 8775 et 883 sources détectées à 250, 350 et 500 μm respectivement. Après la sélection à $3\sigma_{H-ATLAS}$, il reste respectivement 7491, 3505 et 879 sources dont 4854, 2500 et 786 sont communes avec le catalogue public. Lorsque l’on trace les flux de mon catalogue vs les flux du catalogue public sur la figure 3.11, les sources communes entre les deux catalogues ont des flux similaires.

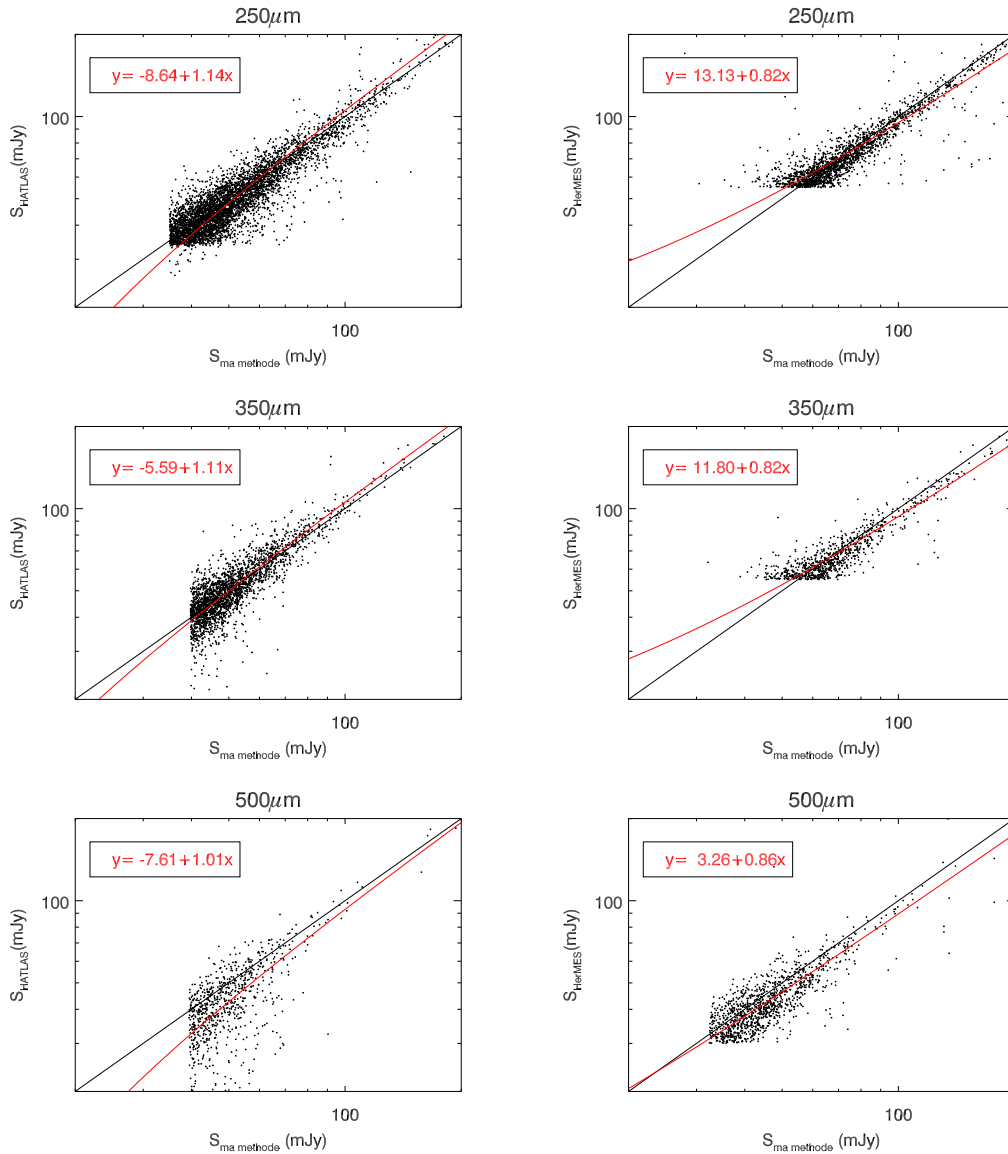


FIGURE 3.11: De haut en bas : Comparaison entre ma méthode de photométrie avec StarFinder et les catalogues publics H-ATLAS (à gauche) et HerMES Lockman-SWIRE (à droite) à 250, 350 et 500 μm respectivement.

- HerMES Lockman-SWIRE : 13849, 8101 et 2130 sources détectées à 250, 350, et 500 μm respectivement. Après la sélection à $3\sigma_{lockman}$, il reste respectivement 13849, 7104 et 2126 sources dont 1933, 838 et 1138 sont communes avec le catalogue public. On constate sur la figure 3.11 que les flux de mon catalogue et du catalogue Lockman-SWIRE sont similaires.

Les flux de mes catalogues des champs de contrôle étant compatibles avec les flux des catalogues de contrôle, cela confirme que la photométrie donne des résultats cohérents avec la littérature en plus des sources modélisées (cf. sect. 3.2.2) et peut être utilisée pour la suite des calculs.

3.2.5 Comparaison de deux observations d'un même champ

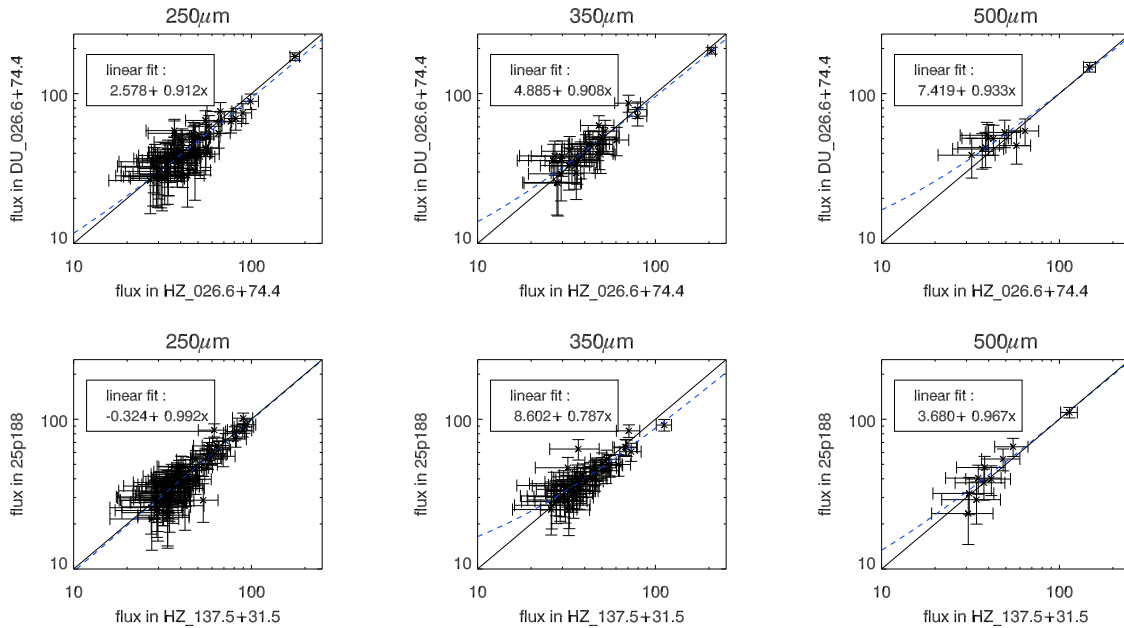


FIGURE 3.12: De gauche à droite : Comparaison des flux retrouvés dans les deux observations du champ PLCK 26.6+74.4 (en haut) ou PLCK 137.5+31.5 (en bas) à 250, 350 et 500 μm .

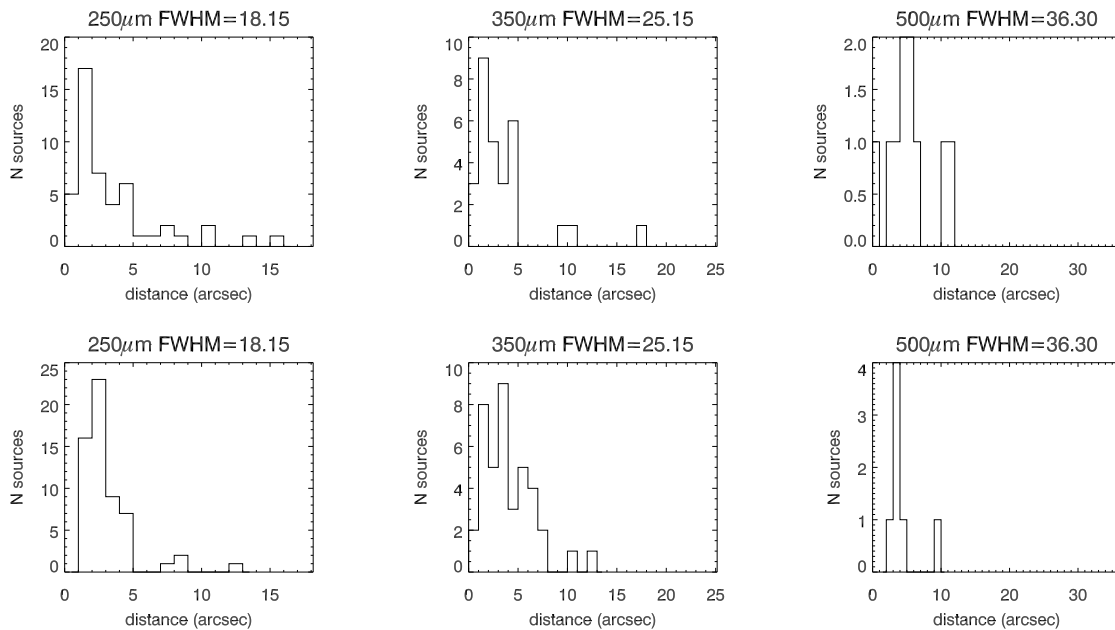


FIGURE 3.13: De gauche à droite : Différence entre les positions des sources extraites dans deux observations du même champ à 250, 350 et 500 μm . Pour les champs PLCK 26.6+74.4 (en haut) et PLCK 137.5+31.5 (en bas).

Avec les deux programmes d'observations *Herschel-SPIRE* OT1 et HPASSS, il est arrivé que deux champs soit observés deux fois à des moments différents. Ceci n'était pas

voulu mais nous permet de tester la reproductibilité des algorithmes de détection et de photométrie.

Les deux champs dans ce cas de figure sont PLCK.G026.6+74.4 et PLCK.G137.5+31.5 qui ont été observé deux fois dans HPASSS (1 PCCS et 1 sélection *Planck*) pour le premier, et le programme OT1 puis HPASSS pour le deuxième.

J'applique la méthode d'extraction et photométrie de la section 3.1 sur les deux observations du même champ et je compare les flux des mêmes détections dans la figure 3.12. On voit que les flux sont cohérents entre les deux observations puisque la pente du diagramme flux-flux reste proche de 1 avec une dispersion de environ 0.15. Je compare aussi la distance entre les deux différentes détections d'une même source. Dans la figure 3.13, l'histogramme des distances entre deux mêmes sources détectées dans deux champs différents informe qu'il n'y a aucun cas où la distance entre deux sources est plus grande que la FWHM de la PSF des cartes. Donc les algorithmes de détection et de photométrie sont correctement calibrés et leurs résultats peuvent être utilisés dans la suite.

3.3 Planck vs SPIRE

Avec les catalogues SPIRE extraits, je peux faire l'association entre les sources SPIRE et les sources *Planck*. La première étape est d'identifier angulairement les sources SPIRE susceptibles d'être les contreparties des sources *Planck*. La deuxième étape consiste à regarder la cohérence des flux entre les deux instruments.

3.3.1 Définition des zones Planck-IN et Planck-OUT

Lors de la sélection des sources dans les données *Planck*-HFI, nous avons sélectionné des sources ponctuelles. Pour faire un premier pas vers l'identification des contreparties dans les données *Herschel*-SPIRE, j'établis une correspondance angulaire entre les sources détectées dans SPIRE et les sources *Planck*. De cette façon je définis deux zones pour chacun des champs SPIRE. Ces zones sont appelées *Planck*-IN et *Planck*-OUT et sont déterminées comme l'intérieur et l'extérieur du contour tracé par le niveau à 50% d'intensité de la source *Planck*-HFI dans la carte propre à 545 GHz.

Les sources SPIRE sont testées en fonction de leurs coordonnées et sont marquées IN ou OUT en fonction de l'endroit où elles tombent. Dans la suite de l'étude, les sources

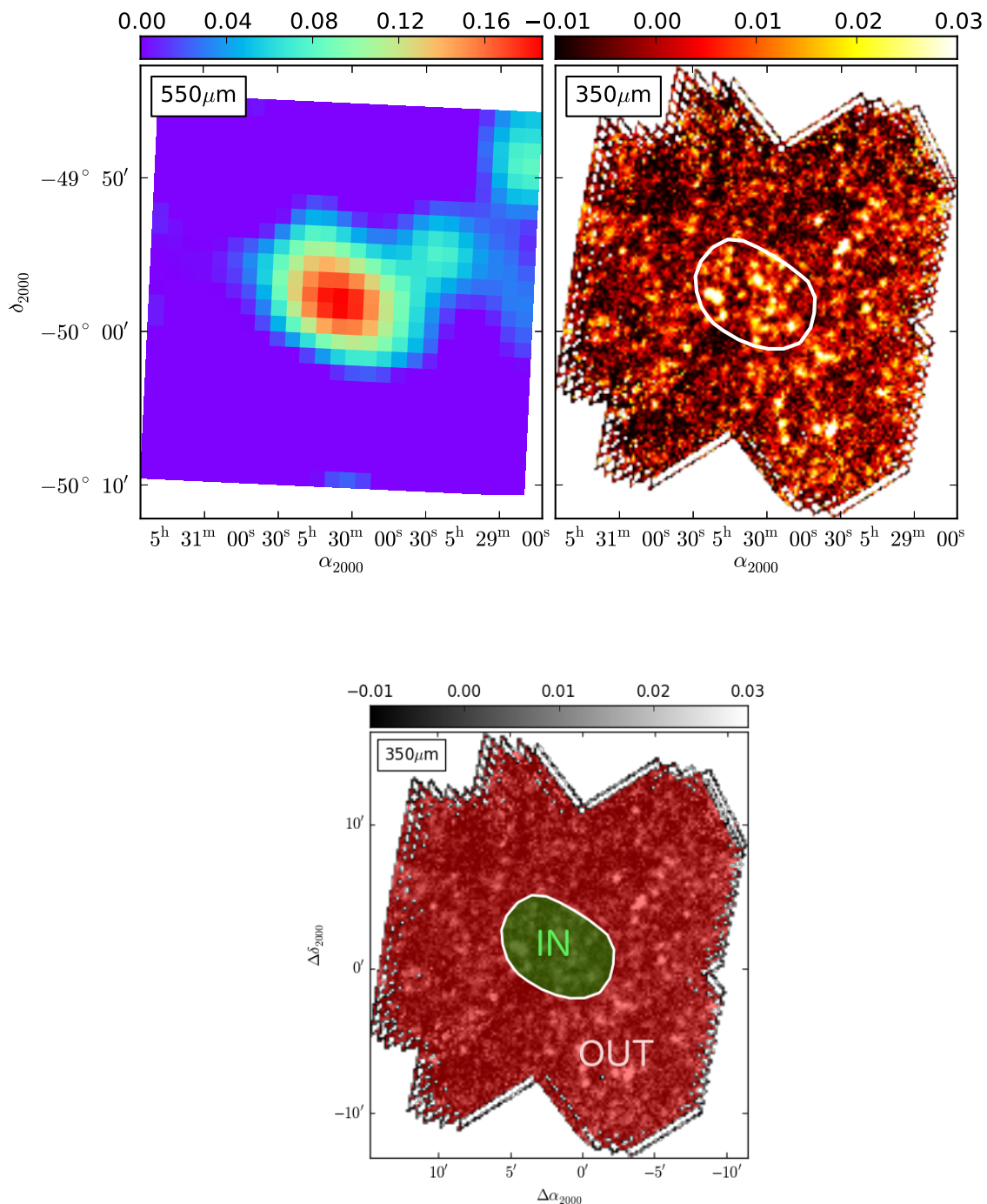


FIGURE 3.14: En haut : Correspondance angulaire entre une sources *Planck*-HFI à $550\mu\text{m}$ (à gauche) et *Herschel*-SPIRE à $350\mu\text{m}$ (à droite). Le contour blanc sur la carte SPIRE correspond au niveau à 20% d'intensité de la carte HFI. En bas : Délimitation des zones *Planck*-IN (en vert) et *Planck*-OUT (en rouge) d'après le niveau à 50% d'intensité de la sources *Planck* dans la carte propre à 545 GHz (contours blancs).

TABLE 3.3: Nombre de sources SPIRE détectées dans les différentes régions pour chaque longueur d'onde.

Nombre de sources	250 μm	350 μm	500 μm	multi λ
Total	18389	12769	3091	7280
<i>Planck</i> -IN	4053	3638	1302	2209
<i>Planck</i> -OUT	14336	9131	1789	5071

d'intérêt seront celles de la zone *Planck*-IN alors que la zone *Planck*-OUT servira de champ de contrôle comme équivalent du fond de ciel.

3.3.2 Comparaison entre le catalogue SPIRE et le catalogue Planck

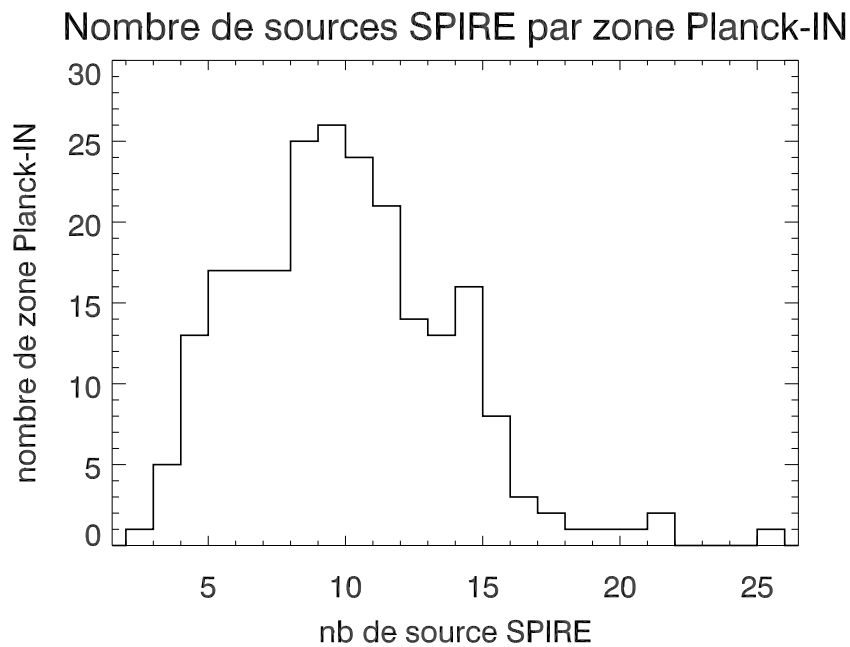


FIGURE 3.15: Distribution du nombre de sources SPIRE dans les régions *Planck*-IN des sources *Planck*.

Les sources *Planck* ont un diamètre de l'ordre de la FWHM du satellite (4.5') aux fréquences utilisées. Cela correspond donc à plusieurs sources *Herschel*-SPIRE. Le nombre de sources SPIRE détectées dans tous les champs SPIRE est de 24457, 15547 et 4088 à 250, 350 et 500 μm respectivement. La sélection en flux $S_\lambda \geq 3\sigma$ laisse 18389, 12769 et 3091 respectivement. Le catalogue multi-longueurs d'onde ($S_{350} \geq 4\sigma$) est composé de 7280 sources (Tab. 3.3). On ne conserve que 57% du catalogue à 350 μm , mais cela nous permet d'avoir des sources détectées à toutes les longueurs d'onde.

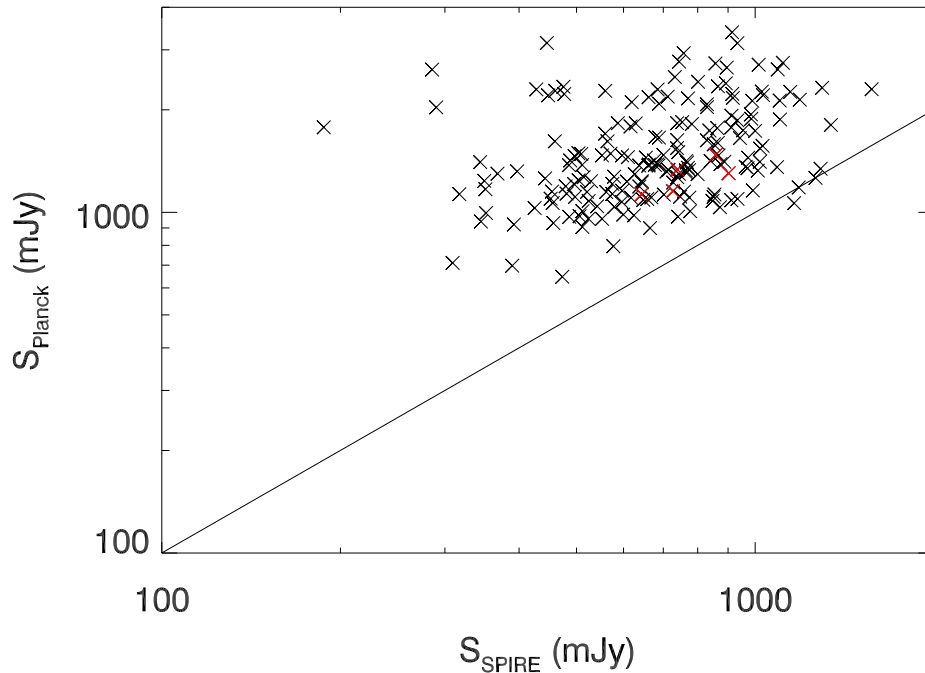


FIGURE 3.16: Comparaison des flux *Planck* et SPIRE à $350\ \mu\text{m}$. Les flux de SPIRE $350\ \mu\text{m}$ sont la somme des flux des sources des zones *Planck*-IN du catalogue à $350\ \mu\text{m}$ coupés à 3σ de la section 3.1. Les croix rouges sont les sources identifiées comme étant lentillées.

La classification IN et OUT donne un nombre de sources SPIRE moyen de 9.5 par zone *Planck*-IN. D'après la figure 3.15 une unique zone *Planck*-IN ne possède qu'une seule contrepartie SPIRE identifiée. Les cibles identifiées par *Planck* à la section 2.3 sont bien des sources réelles et pas une fluctuation plus importante du bruit de fond. De plus, le nombre moyen de sources SPIRE par zone *Planck*-IN correspond au nombre d'objets rayonnants dans le sub-millimétrique attendu dans le cas d'un amas de galaxies en formation (une dizaine) (Gobat et al. 2011; Santos et al. 2013; Clements et al. 2013).

Comme attendu dans la figure 2.6, en dessous de 2 Jy, le flux des sources de *Planck* est supérieur à celui trouvé en sommant les flux des sources SPIRE résolues. Les sources SPIRE avec $S_{350} > 4\sigma$ contribuent en moyenne pour $\sim 30\%$ du flux *Planck*. On peut en déduire que la majeure partie du flux qui contribue au signal de *Planck* n'est pas résolue dans les données SPIRE. La déviation en dessous de 2 Jy de la figure 2.6 est causée par la limite de confusion du CIB.

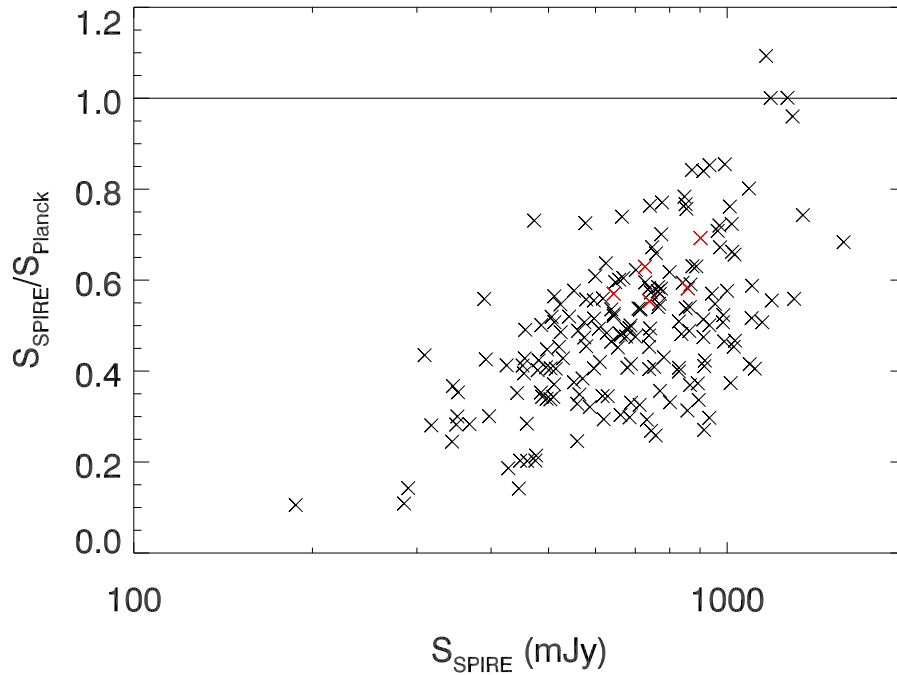


FIGURE 3.17: Rapport de flux entre SPIRE et *Planck* à $350 \mu\text{m}$. Les flux SPIRE sont la somme des flux des sources à $350 \mu\text{m}$ coupés à 3σ . Les croix rouges sont les sources identifiées comme étant lentillées.

TABLE 3.4: Ratio des sources sans flux dans le catalogue multi-longueurs d'onde

	250 μm		350 μm		500 μm	
	In <i>Planck</i>	Out <i>Planck</i>	In <i>Planck</i>	Out <i>Planck</i>	In <i>Planck</i>	Out <i>Planck</i>
No detection	0.2 %	0.6 %	0.2 %	0.6 %	0.5 %	3.6 %
$S < 3\sigma$	3.2 %	7.6 %	0.9 %	3.2 %	10.6 %	39.4 %

TABLE 3.5: Statistique des correspondance entre le catalogue à $350 \mu\text{m}$ et les catalogues à 250 et 500 μm .

Number of match	250 μm		500 μm	
	In <i>Planck</i>	Out <i>Planck</i>	In <i>Planck</i>	Out <i>Planck</i>
no match	10.9 %	16.7 %	38.8 %	67.0 %
simple match	82.0 %	77.0 %	60.7 %	32.9 %
double match	6.9 %	6.0 %	0.5 %	0.1 %
triple match	0.1 %	0.2 %	0.0 %	0.0 %

3.4 Catalogue multi-longueurs d'onde

À partir des catalogues de chaque longueur d'onde, je vais créer les catalogues multi-longueurs d'onde en associant les flux aux trois fréquences pour chaque source. Les sources à redshift entre 2 et 4 ayant un pic d'émission de poussière entre 350 et 500 μm ,

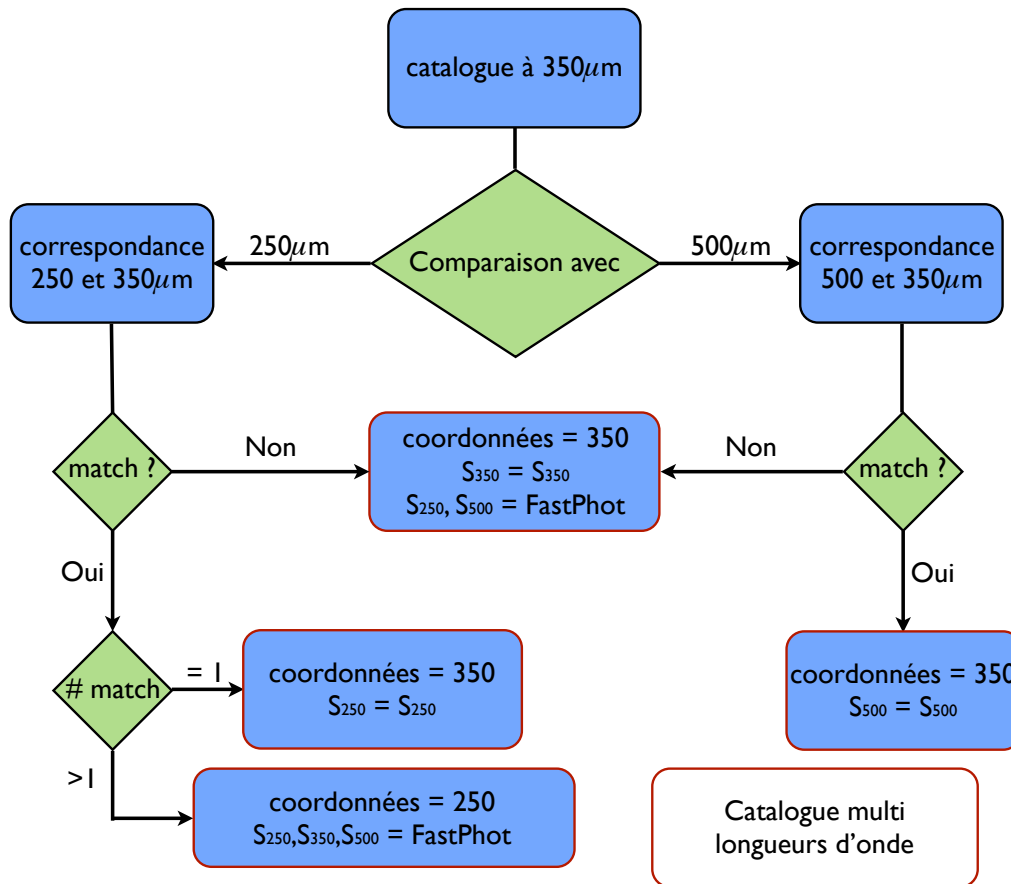


FIGURE 3.18: Schéma de la construction du catalogue multi-longueurs d'onde *Herschel SPIRE* à partir du catalogue à $350\mu\text{m}$

le catalogue est basé sur les positions des sources à $350\mu\text{m}$. C'est un compromis pour sélectionner les sources potentiellement à $z \geq 2$ avec la meilleure résolution possible ($25''$ à $350\mu\text{m}$). La résolution à $250\mu\text{m}$ étant meilleure mais les sources à $z \geq 2$ risquant d'avoir une densité de flux sous le seuil de détection. Les sources sont également sélectionnées par flux, en prenant celles avec un flux supérieur à 4σ . Cette sélection est choisie pour que les sources piquant potentiellement à $350\mu\text{m}$ aient une contrepartie détectée à 250 et $500\mu\text{m}$. D'après le tableau 3.4, il y a moins de 0.5% de sources non détectées dans au moins une longueur d'onde dans la zone *Planck-IN*.

La correspondance des sources entre les différentes longueurs d'onde est faite sur leurs positions. Les sources du catalogue à $250\mu\text{m}$ sont associées avec celles du catalogue à $350\mu\text{m}$ dans un rayon de 1 FWHM à $250\mu\text{m}$ ($18''$) autour de la position à $350\mu\text{m}$. Les sources du catalogue à $500\mu\text{m}$ sont associées avec celles du catalogue à $350\mu\text{m}$ dans un rayon de 1 FWHM à $350\mu\text{m}$ ($25''$) autour de la position à $500\mu\text{m}$. Le catalogue de base est le $350\mu\text{m}$ et il y a trois possibilités d'association de sources : 0, 1 ou n sources à 250 ou $500\mu\text{m}$ correspondent à 1 sources à $350\mu\text{m}$. Les proportions de sources appartenant

à chacun de ces cas de figure sont indiquées dans le tableau 3.5. On voit que 60% du catalogue à $350\mu\text{m}$ dans la région *Planck*-IN a son équivalence dans les deux autres longueurs d'onde.

Le catalogue de position est fait de la façon suivante : en cas d'associations multiples entre les catalogues à 250 et $350\mu\text{m}$, la source à $350\mu\text{m}$ est remplacée par les multiples sources correspondantes à $250\mu\text{m}$. Les sources ainsi démultipliées n'ont pas de flux défini à 350 et $500\mu\text{m}$. Je vais mesurer le flux des sources nouvelles à l'aide de FASTPHOT, et conserver les flux originaux de StarFinder pour les autres sources. Pour que les flux des nouvelles sources et des sources originales soient cohérents, je vais fournir un catalogue de flux à priori à FASTPHOT pour chaque longueur d'onde. Ces catalogues sont définis de la façon suivante :

Dans le cas de l'association entre 250 et $350\mu\text{m}$:

- Si la source à $350\mu\text{m}$ ne correspond à aucune sources à $250\mu\text{m}$, le flux de cette source est 0.
- Si la source à $350\mu\text{m}$ correspond à une source à $250\mu\text{m}$, le flux de la source à $250\mu\text{m}$ est celui mesuré par StarFinder.
- Si la source à $350\mu\text{m}$ correspond à n sources à $250\mu\text{m}$, les flux des sources à $250\mu\text{m}$ sont ceux mesuré par StarFinder. Le flux des n nouvelles sources à $350\mu\text{m}$ sont n flux égaux à S_{350}/n .

Dans le cas de l'association entre 350 et $500\mu\text{m}$:

- Si la source à $350\mu\text{m}$ ne correspond à aucune source à $500\mu\text{m}$, le flux de cette source est 0.
- Si la source à $350\mu\text{m}$ correspond à une source à $500\mu\text{m}$, le flux de la source à $500\mu\text{m}$ est celui mesuré par StarFinder.
- Si une source à $500\mu\text{m}$ correspond à n sources à $350\mu\text{m}$, les flux des n nouvelles sources à $500\mu\text{m}$ sont n flux égaux à S_{500}/n .

J'ai défini le catalogue de coordonnées unique pour les trois longueurs d'onde et les catalogues de flux à priori de chaque longueur d'onde. Ceux-ci sont injectés dans FASTPHOT (sect. 3.1.2) qui mesure les flux de toutes les sources par ajustement de PSF et de façon simultanée. Le catalogue de flux final se compose des flux StarFinder pour les sources n'ayant pas subi de modification. Dans les autres cas (sources démultipliées, sources nouvelles à une fréquence) le catalogue final utilise les flux de FASTPHOT. Les étapes de création du catalogue multi-longueurs d'onde sont schématisé dans le diagramme 3.18.

Lors de la duplication des sources, certaines sources dupliquées ont des flux identiques, ou une des sources à un flux inférieur au seuil de détection. La proportion de sources *Planck*-IN qui ont un rapport signal sur bruit inférieur à trois à une longueur

d'onde est d'environ 10%. Le détail des proportions de sources non détectées ou avec un $\text{SNR} < 3$ est reporté dans le tableau 3.4. Les sources n'ayant pas de flux défini dans une longueur d'onde ne permettront pas le calcul de leur couleur par la suite, et ne seront pas prises en compte dans les cas où la couleur est nécessaire.

L'application de la sélection des sources pour le catalogue multi-longueurs d'onde se constate entre les figures 3.19 et 3.20. La figure 3.19 montre le catalogue extrait à la section 3.1 pour un champ *Herschel-SPIRE* et pour chaque longueur d'onde. La figure 3.20 montre le catalogue multi-longueurs d'onde qui est donc identique pour chaque fréquence. Le catalogue multi-longueurs d'onde étant basé sur le catalogue à $350\mu\text{m}$ avec une sélection à 4σ , moins de sources sont dans ce catalogue. On remarque que les sources sélectionnées ont bien une contrepartie à chaque longueur d'onde.

Je dispose maintenant d'un catalogue de sources dont la position et la photométrie sont déterminées et contraintes. Chacune des 7280 sources a un flux dans les trois longueurs d'onde de *Herschel-SPIRE*, 250, 350 et $500\mu\text{m}$. Je peux alors étudier les propriétés statistiques des sources et calculer des quantités dérivant du flux comme les couleurs, les luminosités, les redshifts, etc.

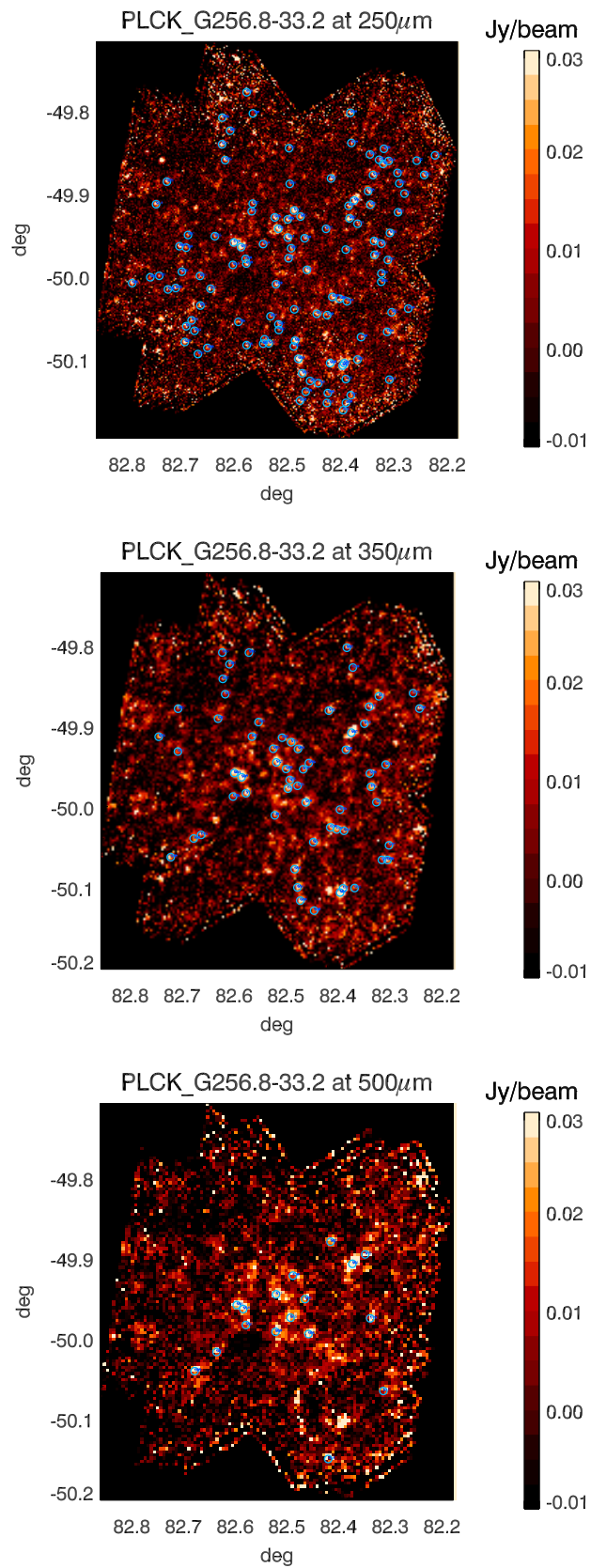


FIGURE 3.19: De haut en bas : Détection dans un champs Herschel-SPIRE à 250, 350 et 500 μm . Les cercles bleus représentent les sources détectées du catalogue photométrique.

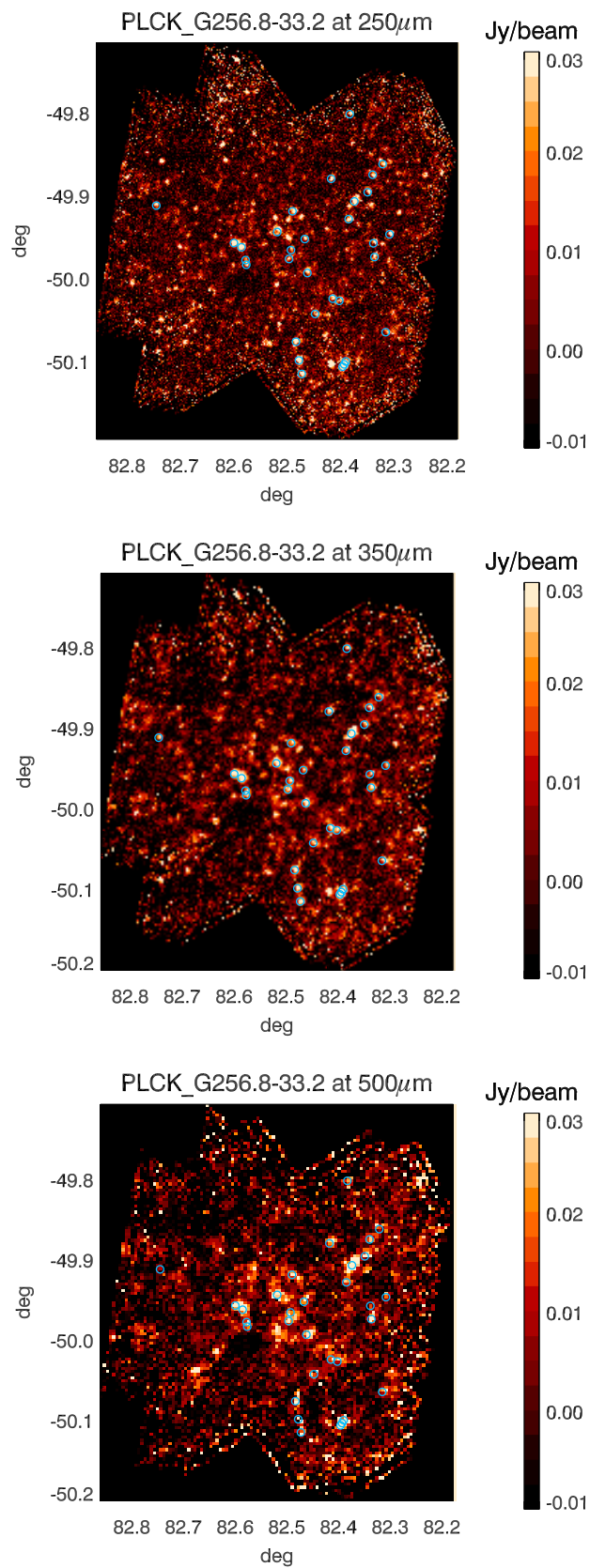


FIGURE 3.20: De haut en bas : Carte Herschel-SPIRE à 250,350 et 500 μ m. Les cercles bleus représentent les sources du catalogue multi-longueurs d'onde.

Chapitre 4

Analyse statistique des données SPIRE

Je dispose des flux des sources aux trois longueurs d'onde d'*Herschel*-SPIRE. Ces données photométriques vont me permettre de mesurer les couleurs des galaxies, leur nombre (comptage) et densité, ainsi que de remonter à une estimation des redshifts photométriques, des luminosités et des taux de formation stellaire.

4.1 Couleurs

Dans la section 3.1.5, j'ai extraits les flux des sources à chaque longueur d'onde *Herschel*-SPIRE, et dans la section 3.4, j'ai identifié les contreparties des sources dans chaque longueur d'onde. Il est alors possible de calculer les couleurs des sources en effectuant le rapport des flux dans deux longueurs d'onde pour une même source. Les couleurs que j'utiliserai sont S_{350}/S_{250} et S_{500}/S_{350} ou leurs inverses au besoin. Elles sont choisies car leur valeur augmente avec le taux de rougissement (déplacement du spectre vers les longueurs d'onde croissantes) de la source. La couleur nous donne une information supplémentaire sur la source, sachant qu'elle dépend de la température et du redshift de cette dernière.

4.1.1 Diagramme couleur-couleur

Chaque source est tracée dans un digramme couleur-couleur en fonction de ses deux couleurs (points noirs de la Fig. 4.1). S_{250}/S_{350} en abscisse et S_{500}/S_{350} en ordonnée. De cette façon, les sources bleues se situent en bas à droite du diagramme tandis que les sources rouges sont en haut à gauche. Ce diagramme permet de visualiser facilement

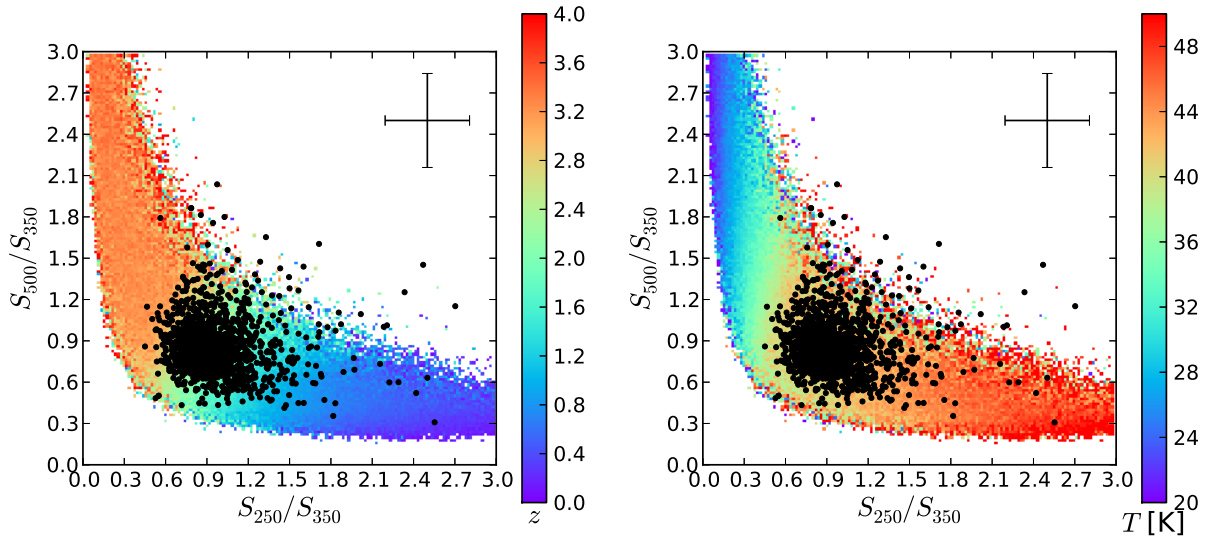


FIGURE 4.1: Diagramme couleur-couleur (S_{250}/S_{350} vs S_{500}/S_{350}) des sources *Herschel-SPIRE Planck-IN* (points noirs). L'arrière-plan montre le redshift moyen (à gauche) et la température moyenne (à droite) d'un corps noir modifié optiquement épais.

où se situent les sources d'intérêt, qui seront, dans notre cas, vers les S_{250}/S_{350} petit et S_{500}/S_{350} grand puisque l'on cherche des sources à redshift $z > 2$.

Le fond coloré de la figure 4.1 représente le redshift (à gauche) ou la température moyenne (à droite) d'un corps noir modifié (ou corps gris) pour l'intervalle de couleurs données. Le spectre de chaque corps noir modifié est généré grâce à la formule suivante :

$$f_{\lambda_{obs}} = \frac{2h}{c^2} (1 - e^{-(\lambda_{crit}/\lambda)^\beta}) * \frac{(c/\lambda)^3}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (4.1)$$

avec :

$$h = 6.62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$$

$$c = 299792458 \text{ m.s}^{-1}$$

$$\lambda_{crit} = 9.99308193 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_{obs}}{(1+z)}$$

$$k = 1.3806488 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$$

Je génère une statistique de couleur avec 10^6 corps noirs modifiés optiquement épais avec les paramètres aléatoires suivants :

– la température $T \in [10; 60]$ K

- le redshift $z \in [0; 5]$
 - la pente de corps gris $\beta \in [0; 2]$
- (méthode tirée de [Amblard et al. \(2010\)](#)). Les couleurs associées à chaque corps gris sont calculées par les rapports S_{250}/S_{350} et S_{500}/S_{350} . Je calcule ensuite la moyenne des redshifts ou des températures dans chaque case de 0.2×0.2 d'une grille en couleur allant de 0 à 3 en abscisse et en ordonnée. (Fig. 4.1)

La position des sources dans le diagramme couleur-couleur (Fig. 4.1) permet une première approximation de la distribution en redshift et en température des sources de la zone *Planck*-IN de l'échantillon. Cependant, il faut prendre en compte la dégénérescence température-redshift. Cette dégénérescence est visible dans le dénominateur de la formule 4.1 :

$$e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1$$

En remplaçant λ par son expression en fonction de z on obtient :

$$e^{\frac{hc}{\lambda_{obs} kT/(1+z)}} - 1$$

Où on voit apparaître $\frac{T}{1+z}$ qui crée cette dégénérescence. La figure 4.1 nous permet cependant d'avoir une idée du redshift des sources de l'échantillon, et de le situer entre 1.5 et 3 avec une température entre 35 et 45 K, cette estimation sera raffinée par la suite.

Lors de la rédaction de cette thèse, une étude de la trajectoire de spectres modélisés de galaxies dans le diagramme couleur-couleur est parue dans [Yuan et al. \(2015\)](#). On voit que les modèles pour les galaxies locales ne conviennent pas pour les galaxies à haut redshift ($z \geq 2$). Les corps noirs modélisés dans ces travaux confirment ceux observés ici, notamment la dégénérescence température-redshift. On voit également que pour que les modèles donnent des couleur compatible avec des galaxies à haut redshift, ils doivent avoir des luminosités $L_{IR} \sim 10^{11} L_{\odot}$. Tous ces travaux sont en accord avec nos suppositions concernant les types de sources que nous observons, qui sont différents des galaxies observées localement.

Les sources utilisées ici sont celles de la zone *Planck*-IN. On peut tracer la distribution des couleurs des sources entre la zone *Planck*-IN et la zone *Planck*-OUT. On devrait observer des couleurs plus rouges dans la zone *Planck*-IN car les sources *Planck* ont été sélectionnées pour être plus rouges que le fond du ciel auquel on peut assimiler la zone *Planck*-OUT.

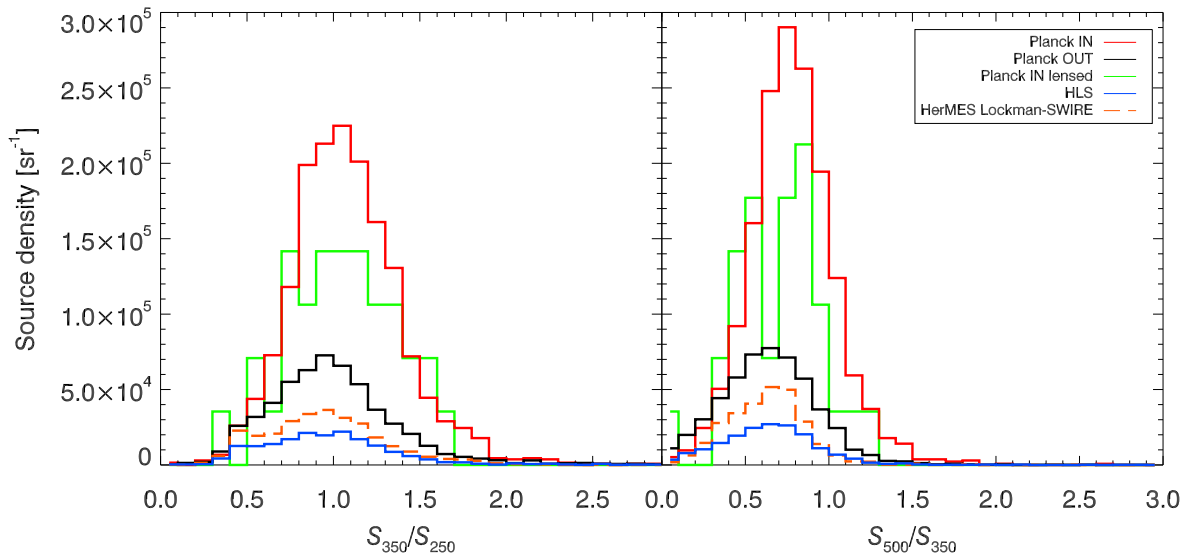


FIGURE 4.2: De gauche à droite : densité surfacique de sources en fonction de leur couleur S_{350}/S_{250} et S_{500}/S_{350} respectivement. Comptage pour chaque échantillon, *Planck*-IN (ligne rouge), *Planck*-OUT (ligne noire), les sources lentillées *Planck*-IN (ligne verte), HLS (ligne bleue) et HerMES Lockman-SWIRE (tirets rouges).

TABLE 4.1: Couleur mediane des sources des différents échantillons

Sample	<i>Planck</i> IN	<i>Planck</i> OUT	HLS	Lockman
S_{350}/S_{250}	1.00	0.91	0.89	0.90
S_{500}/S_{350}	0.72	0.59	0.59	0.60

TABLE 4.2: Probabilité des tests de Kolmogorov-Smirnov entre les distributions de couleurs S_{350}/S_{250} (à gauche) ou S_{500}/S_{350} (à droite) des différents échantillons.

	<i>Planck</i> IN	<i>Planck</i> OUT	HLS	Lockman
<i>Planck</i> IN	1.000	0.022	0.000	0.022
<i>Planck</i> OUT	0.064	1.000	0.004	0.022
HLS	0.001	0.039	1.000	0.002
Lokman	0.064	0.784	0.064	1.000

4.1.2 Distribution et densité de couleur

Avec les couleurs des sources, nous pouvons tracer la distribution des couleurs de l'échantillon. La figure 4.2 montre la densité en couleur des différents échantillons d'étude (*Planck*-IN et *Planck*-OUT) et de contrôle (HerMES Lockman-SWIRE, HLS). On voit que la zone *Planck*-IN a une densité surfacique supérieure d'un facteur 3 par rapport aux autres champs qui ont une densité surfacique équivalente entre eux. Dans le tableau 4.1, on note que la couleur moyenne de l'échantillon *Planck*-IN est plus élevée d'environ 0.1 unité par rapport aux échantillon de contrôle. Cet écart n'est cependant

pas significatif car la dispersion autour de la moyenne est de 0.3. Cela peut s'expliquer par la présence de quelques sources bleues dans la zone *Planck*-IN et de quelques sources rouges dans la zone *Planck*-OUT.

Le test de Kolmogorov-Smirnov (KS test, sect. 5.4.4 de [Wall & Jenkins \(2003\)](#)) permet de quantifier la similarité de deux distributions. Les résultats des KS tests faits sur les échantillons deux par deux dans les deux couleurs sont répertoriés dans le tableau 4.2. Ces tests sont effectués sur des distributions de densité surfacique de couleurs non normalisées, pour que la différence de densité surfacique soit prise en compte dans les résultats. La probabilité du KS test est comprise entre 0 et 1, une valeur proche de 0 montre que deux échantillons sont significativement différents. La diagonale du tableau 4.2 est donc de 1 puisque les deux échantillons du test sont les mêmes. La partie du tableau au dessus de la diagonale contient les résultats des KS tests pour la couleur S_{350}/S_{250} , et celle en dessous pour la couleur S_{500}/S_{350} . On voit que les échantillons sont tous significativement différents pour la couleur S_{350}/S_{250} soit à cause de la différence de couleur, soit à cause de la différence de densité de surface. En revanche, pour la couleur S_{500}/S_{350} , on voit que les échantillons sont tous différents exceptés *Planck*-OUT et HerMES Lockman-SWIRE qui ont une probabilité de 0.78 d'avoir une distribution similaire. Ces résultats sont attendus car les échantillons ont des composantes physiques que l'on attend différentes. En se basant sur l'hypothèse de départ, l'échantillon *Planck*-IN doit contenir des sources candidates à un amas de galaxies en formation, donc rouge (car à redshift $z \geq 2$) et dense. L'échantillon *Planck*-OUT est assimilé au fond du ciel, comme l'échantillon HerMES Lockman-SWIRE, il est donc attendu de trouver une compatibilité dans une couleur. L'échantillon HLS étant composé d'amas de galaxies à redshift $z < 1$, il est différent de tous les autres et cela se retrouve dans les résultats du KS test.

Je possède les couleurs et les flux de toutes les sources ainsi qu'une correspondance entre les sources SPIRE et les sources *Planck*, je peux tenter une première classification des sources *Planck* dans le but de sélectionner les meilleurs candidats aux classes d'amas de galaxies ou de sources amplifiées par lentillage gravitationnelle.

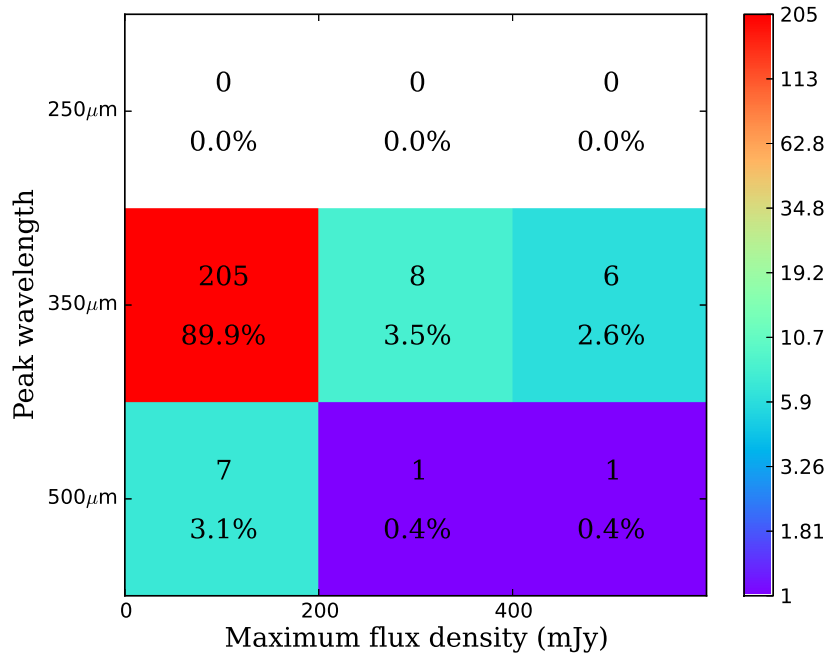


FIGURE 4.3: Histogramme 2D du code d'identification utilisé sur l'échantillon *Planck* High-z. La valeur du flux de la source la plus brillante de la zone *Planck*-IN est reportée en abscisse dans trois catégories, $S_{350} \leq 200$ mJy, $200 \leq S_{350} < 400$ mJy et $S_{350} \geq 400$ mJy. La longueur d'onde à laquelle piquent le plus grand nombre de sources *Planck*-IN est indiquée en ordonnée. Le nombre de sources par case est indiqué par la barre de couleur et dans les cases, ainsi que la proportion de sources sur l'échantillon total de 228 sources.

4.2 Classification des sources *Planck* : surdensités ou candidats de sources amplifiées

L'un des buts premiers de cette étude est de déterminer la nature (amas de galaxies, source lentillée ou alignement fortuit de sources) des sources nouvellement découvertes. Les données *Herschel*-SPIRE ne nous permettent pas la caractérisation complète des sources, mais il est possible de les classer dans différentes catégories. Ainsi nous pouvons déterminer les meilleurs candidats aux trois catégories probables d'après nos hypothèses. Ceci dans l'objectif de focaliser les analyses et les acquisitions de données supplémentaires sur les sources *Planck* les plus prometteuses.

On peut déduire une classification basée sur les données photométriques selon deux critères. Premièrement, je fais un classement par flux de la source la plus brillante à 350 μm dans la zone *Planck*-IN par champ *Planck* High-z, soit, $S_{350} < 200$ mJy, $200 < S_{350} < 400$ mJy et $S_{350} > 400$ mJy. Les valeurs de flux sont fixées arbitrairement et choisies pour distinguer deux types de population dans un champ *Herschel* donné : une

source très brillante potentiellement lentillée et plusieurs sources plus faibles formant une surdensité. D'après (Negrello et al. 2010) la majorité des sources lentillées dans des grands relevés ont un flux jusqu'à quelques centaines de mJy ; Or ces sources uniques ne seront probablement pas détectées par *Planck*, qui ne détectera une seule source que si son flux est supérieur à environ 300-400 mJy. Afin de séparer avec une bonne efficacité les sources lentillées des surdensités, je choisis un seuil assez haut à 400 mJy. Cette coupure conservatrice permet d'éviter que des surdensités soient comptées comme sources lentillées. Deuxièmement, je fais un classement par couleur, en comptant le nombre de sources *Planck*-IN par couleur. Je compte le nombre de sources avec $S_{500}/S_{350} > 1$ et $S_{350}/S_{250} > 1$ que l'on appelle $n_{500/350}$ et $n_{350/250}$ respectivement. Si $n_{500/350} > n_{350/250}$ je définis la source *Planck* comme piquant à $500\mu\text{m}$, si $n_{500/350} < n_{350/250}$ je définis la source *Planck* comme piquant à $350\mu\text{m}$ et si $n_{500/350} = n_{350/250} = 0$ je définis la source *Planck* comme piquant à $250\mu\text{m}$. On a donc trois zones de flux et trois zones de longueur d'onde, ce qui donne neuf cases de classification pour les sources *Planck* High-z. Cette classification en flux et en couleur donne un code d'identification par source *Planck* High-z composé de ses coordonnées $[x_{id}, y_{id}]$ dans l'espace des deux critères. On appellera ce code "ID code" par la suite.

En utilisant cette méthode sur l'échantillon *Planck* High-z, je construis l'histogramme de la figure 4.3. En abscisse on retrouve les trois intervalles du critère de flux, et en ordonnée les trois longueurs d'onde du critère de couleur. Je réparties ensuite les sources en fonction du duo $[x_{id}, y_{id}]$. Cela donne la correspondance suivante :

- $x_{id} = 0$, pour le pic à $500\mu\text{m}$
- $x_{id} = 1$, pour le pic à $350\mu\text{m}$
- $x_{id} = 2$, pour le pic à $250\mu\text{m}$
- $y_{id} = 0$, pour les sources avec $S_{350} < 200$ mJy
- $y_{id} = 1$, pour les sources avec $200 < S_{350} < 400$ mJy
- $y_{id} = 2$, pour les sources avec $400 < S_{350}$ mJy

Cela permet de classer les sources *Planck* en trois catégories : les candidats surdensités ($x_{id} \in [0; 1]$ et $y_{id} \in [0; 1]$), les candidats sources lentillées ($x_{id} = 2$ et $y_{id} \in [0; 1]$), et les sources bleues ($x_{id} \in [0; 1; 2]$ et $y_{id} = 2$). Les sources qui nous intéressent sont celle pour lesquelles $y_{id} \in [0; 1]$, donc piquant à 350 et $500\mu\text{m}$. Cela regroupe les sources candidates à l'amplification par lentillage gravitationnelle et les sources candidates à surdensité de galaxies. Les sources piquant à $250\mu\text{m}$ ($y_{id} = 2$) ne seront pas prises en compte car sont à des redshifts $z \leq 1.5$.

Dans la sélection des sources d'intérêt, nous considérons les candidats surdensités comme les sources *Planck* qui tombent dans la zone des sources avec $S < 400$ mJy ($x_{id} \in [0; 1]$). Ces sources sont donc idéales comme candidates amas de galaxies à des

redshifts supérieurs à 2. Le pic d'émission des poussières galactiques étant à $100\ \mu\text{m}$, les sources qui ont un pic d'émission entre 350 et $500\ \mu\text{m}$ peuvent avoir des redshifts compris entre $z = 2$ et $z = 4$. Elles représentent 221 sources soit 96.9% de l'échantillon, dont 205 où la source avec le plus grand flux est inférieur à $200\ \text{mJy}$ et la majorité des sources piquent à $350\ \mu\text{m}$. Ce qui correspond à une surdensité de sources peu brillantes avec un redshift $z \sim 2.5$.

Les candidats sources lentillées sont les autres sources, avec $S > 400\ \text{mJy}$. On en compte 7 soit 3.1% de l'échantillon. Ces champs possèdent donc au moins une source très brillante. Ce qui laisse penser qu'une source avec un flux aussi haut, avec un possible redshift compris entre $z = 2$ et $z = 4$, doit être amplifiée par lentillage gravitationnel. Avec la fixation arbitraire de la limite de flux (fixée pour limiter la contamination de la catégorie sources lentillées, par des sources seulement brillantes), nous manquons quelques sources lentillées de plus faible flux. L'échantillon de sources lentillées contient en réalité 11 sources dont la nature est confirmée par des observations interférométriques. Ces sources sont analysées dans l'article de [Canameras et al. \(2015\)](#) où elles ont des redshifts spectroscopiques déterminés entre $z = 2.2$ et $z = 3.6$ et des flux à $350\ \mu\text{m}$ entre $S_{350} = 300\ \text{mJy}$ et $S_{350} = 1000\ \text{mJy}$.

À partir de cette classification, on peut focaliser les futures études sur les différents sous-échantillons, surdensités ou sources lentillées, en fonction du sujet d'étude. Cela à également facilité la sélection des sources à observer dans les programmes d'observations qui ont suivi : photométrie dans d'autres bandes pour les surdensités, ou observations interférométrique et spectroscopique pour les sources lentillées.

4.3 Sources amplifiées par lentillage gravitationnel

Les sources lentillées de notre échantillon sont identifiées comme des sources brillantes et relativement isolées dans les données SPIRE. Avec la méthode de sélection précédente, j'identifie de façon automatique sept sources rencontrant ces critères (Fig. 4.4 et 4.5). En baissant la limite basse du flux à $S_{350} = 300\ \text{mJy}$, on trouve finalement 11 sources candidates à être lentillées (Fig. 4.6). Ces sources sont ponctuelles et isolées avec des flux à $350\ \mu\text{m}$ $S_{350} = 300 - 1000\ \text{mJy}$. Six de ces sources viennent du PCCS et les cinq autres de notre sélection dans les cartes *Planck*-HFI. Nous avons utilisé le spectromètre EMIR (Eight Mixer Receiver) de l'IRAM pour avoir les redshifts spectroscopiques basés sur les lignes d'émission du CO. Les redshifts des 11 sources lentillées sont compris entre $z = 2.2$ et $z = 3.6$. L'utilisation de l'interféromètre du plateau de Bure, et du Submillimeter Array, ainsi que la luminosité et la largeur des raies du CO, prouve

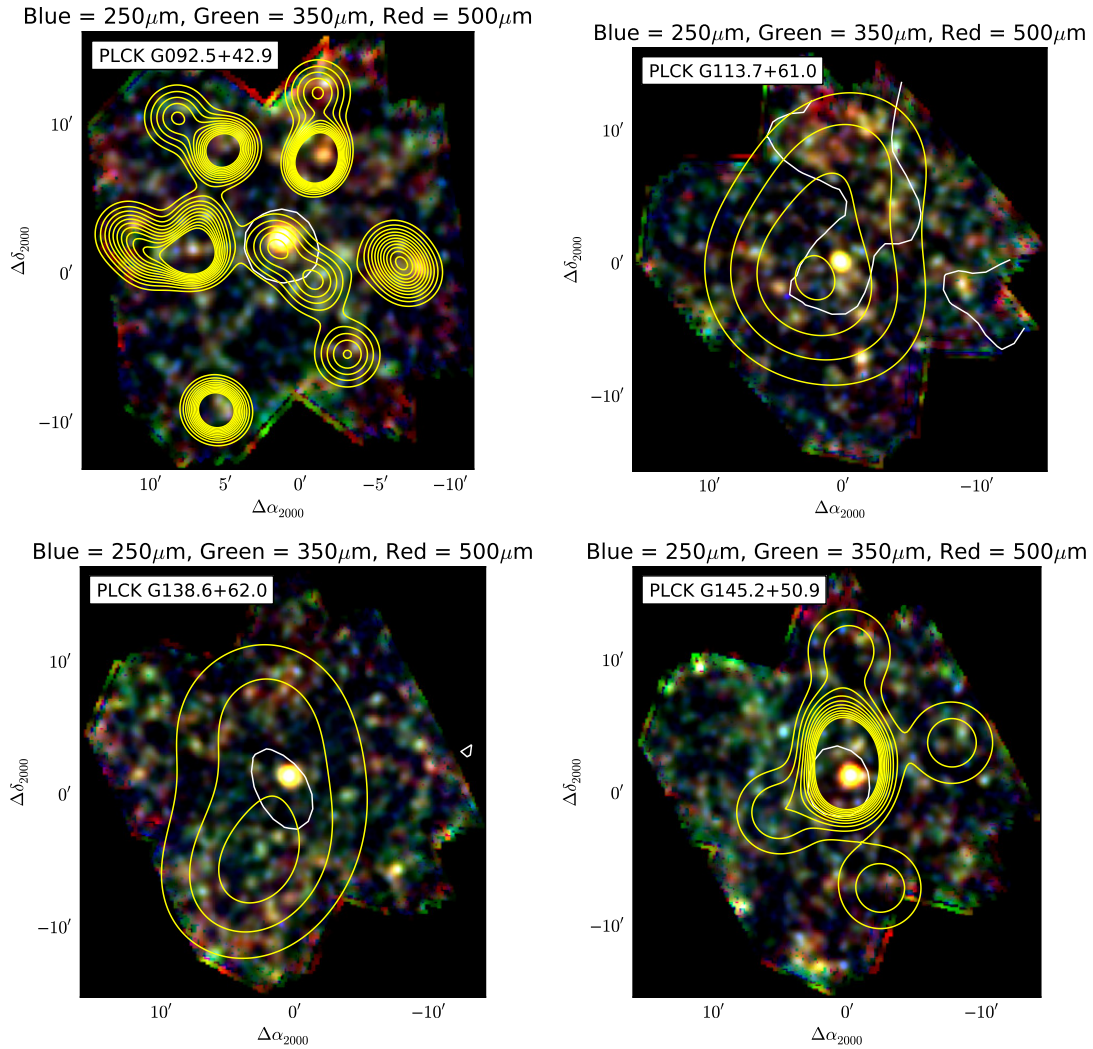


FIGURE 4.4: Images trois couleurs (R :500 μ m G :350 μ m B :250 μ m) des 7 sources lentillées sélectionnées avec l’ID code de la section 4.2. Le niveau à 50% d’intensité de la source *Planck* est tracé en blanc, et les lignes jaunes représentent le champ de densité (de 2 à 12 σ_{dens})

que ces sources sont bien des sources amplifiées par lentillage gravitationnel, les plus brillantes du ciel sub-millimétrique (Canameras et al. 2015).

Les couleurs des sources m’ont permis d’avoir une première approche sur leur distribution en redshift et en température dans la zone *Planck*-IN, ainsi que de faire une première classification des sources *Planck*-HFI en fonction de la couleur et de l’intensité des sources *Herschel*-SPIRE. Pour aller plus loin dans la détermination de ces distributions et dans la classification des sources *Planck*, je vais effectuer des comptages de sources.

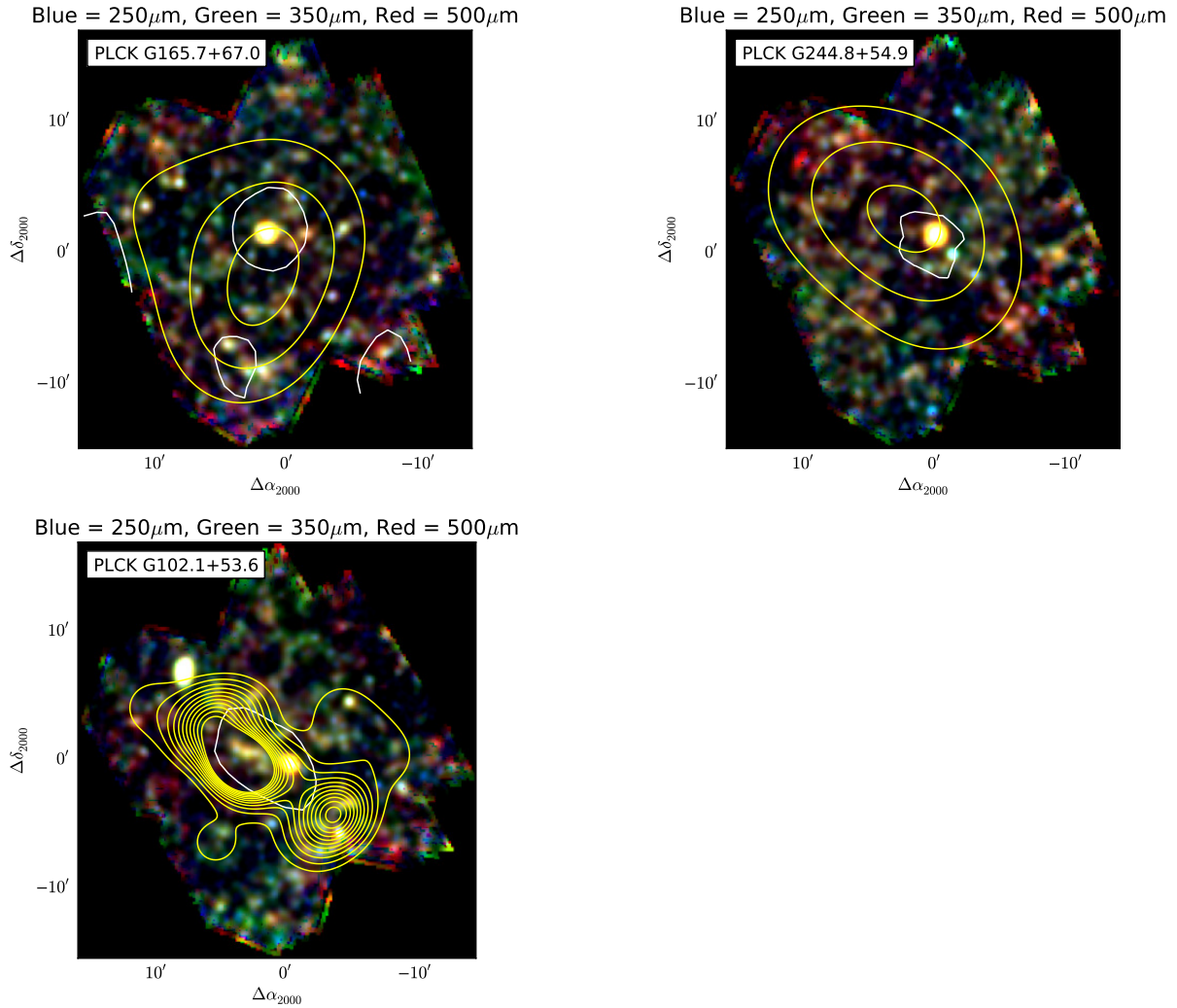


FIGURE 4.5: Suite de la figure 4.4

4.4 Comptages de galaxies

On dispose d'une première classification des sources grâce à l'ID code de la section 4.2. Ce n'est cependant qu'une répartition en catégories de candidats. Nous avons vu que les sources lentillées ont toutes été confirmées. Il reste à confirmer la nature des candidats surdensités de sources rouges. Je vais donc faire des comptages de sources. Ceci me donne les densités de sources de la zone *Planck*-IN que je compare avec celles des champs de contrôle pour voir apparaître un excès de sources dans les candidats surdensités.

Dans le cas d'un Univers euclidien, considérons des sources identiques de luminosité L_ν à la fréquence d'observation ν . En supposant une distribution uniforme de ses sources dans l'espace, on note $n(r)$ leur densité volumique en fonction de la distance r . Un observateur situé à une distance r des sources reçoit pour chacune d'elles un flux

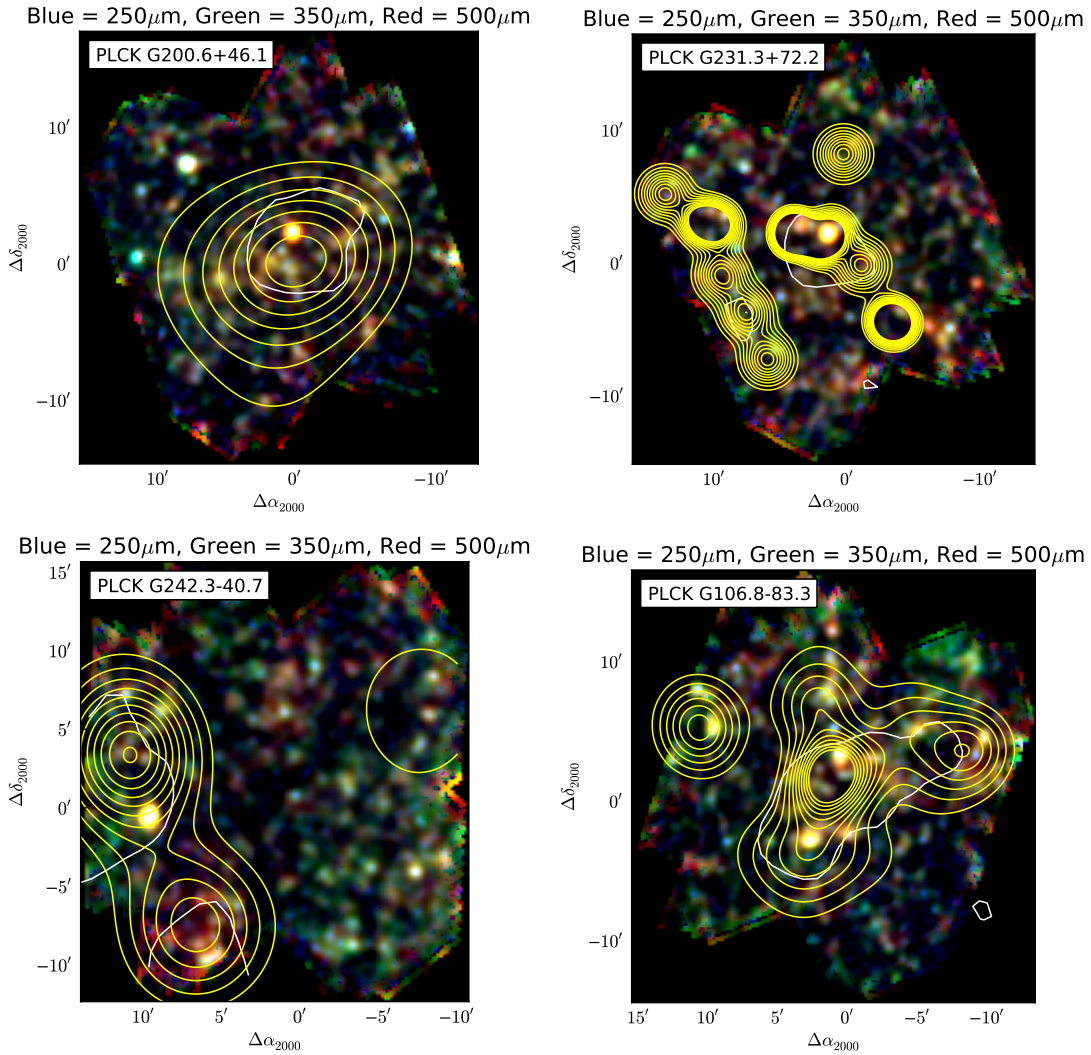


FIGURE 4.6: Images trois couleurs (R :500 μm G :350 μm B :250 μm) des 4 sources lentillées supplémentaires sélectionnées avec $S_{350} > 300$ mJy. Le niveau à 50% d'intensité de la source *Planck* est tracé en blanc, et les lignes jaunes représentent le champs de densité (de 2 à $12\sigma_{dens}$)

$S_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi r^2}$. Or la densité surfacique de sources à cette distance est $dN = \frac{1}{4\pi} n(r) 4\pi r^2 dr$. Ce qui donne un nombre de sources par intervalle de flux et par stéradian de $\frac{dN}{dS_\nu} = \frac{nr^2 dr}{dS_\nu}$. Comme toutes les sources sont identiques, la relation flux-rayon est simple : $r = \sqrt{\frac{L_\nu}{4\pi S_\nu}}$, d'où $\frac{dr}{dS_\nu} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{L_\nu}{4\pi}} S_\nu^{-3/2}$.

Finalement, on obtient l'expression des comptages différentiels :

$$\frac{dN_\nu}{dS_\nu} = \frac{1}{2} n(S_\nu) \left(\frac{L_\nu}{4\pi S_\nu} \right)^{3/2} S_\nu^{-1} \propto S_\nu^{-5/2} \quad (4.2)$$

Comme l'expression est proportionnelle à $S^{-5/2}$, on trace $dN/dS \times S^{5/2}$ pour s'affranchir de l'évolution "géométrique" et se focaliser sur l'évolution physique. On parle alors de

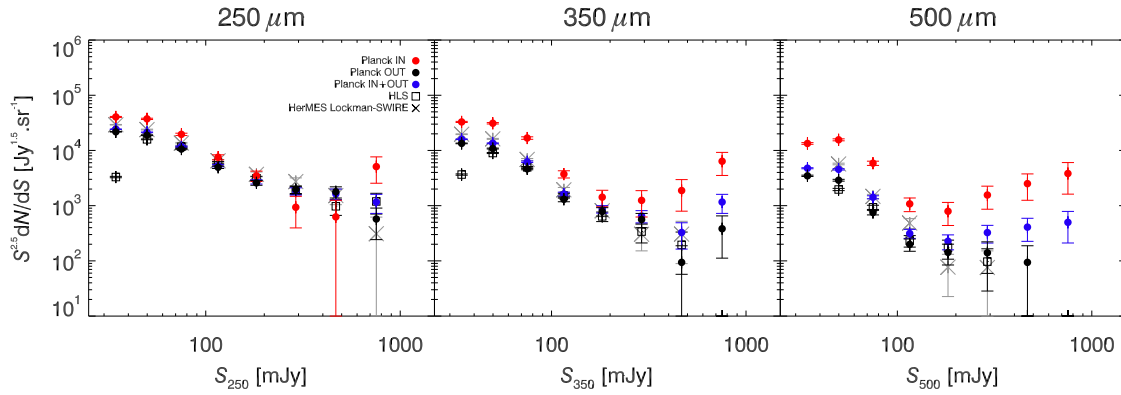


FIGURE 4.7: De gauche à droite : Comptages euclidiens des sources *Herschel*-SPIRE à 250, 350 et 500 μm . Pour l'échantillon *Planck* High- z (points bleus), dans la zone *Planck*-IN (points rouges), dans la zone *Planck*-OUT (points noirs), pour le champ de contrôle HerMES Lockman-SWIRE (croix grises), et l'échantillon HLS (carrés noirs).

comptages normalisés.

En pratique, je compte le nombre de sources par intervalle de densité de flux. Les intervalles de flux sont choisis de 10 mJy à 1500 mJy avec un pas logarithmique. Les comptages sont effectués sur les catalogues de chaque longueur d'onde *Herschel*-SPIRE. Dans chaque cas, les sources sont sélectionnées par flux $S_\nu \geq 3\sigma$ (Tab. 3.1).

Dans l'échantillon *Planck* High- z , trois types de comptage sont effectués. Un comptage dans la zone *Planck*-IN, un comptage dans la zone *Planck*-OUT, et un comptage *Planck*-IN+*Planck*-OUT effectué sur la totalité des cartes *Herschel*-SPIRE. Cela permet de comparer les comptages *Planck*-IN et *Planck*-OUT pour tenter de mettre en évidence la surdensité de sources dans la zone *Planck*-IN. Il faut également vérifier l'équivalence entre la zone *Planck*-OUT et le fond de ciel.

Je vais donc effectuer également le comptage sur un champ de contrôle. Je choisis le champ public HerMES Lockman-SWIRE qui a une profondeur équivalente à notre échantillon comme on le voit dans le tableau 3.2. Je vais également comparer notre échantillon avec celui du Herschel Lens Survey (HLS, Egami et al. (2010)), constitué de 532 amas de galaxies locaux à des redshift entre 0 et 1. En comparant les comptages de cet échantillon avec l'échantillon *Planck* High- z , on peut déduire si le notre est statistiquement différent du HLS.

Les comptages effectués sur ces trois échantillons sont tracés dans la figure 4.7 en unité de comptage normalisé ($\text{Jy}^{1.5}.\text{sr}^{-1}$). On note un excès de sources dans la région *Planck*-IN par rapport à tous les autres comptages. Cet excès est significatif pour deux zones de flux :

- des flux faibles entre 30 et 60 mJy, ce sont des surdensités candidats d’amas de galaxies. Ils correspondent à une dizaine de sources regroupées dans les environs 70 minutes d’arc carrées de la zone *Planck*-IN. Dans ce cas, c’est le nombre de sources qui augmente la densité.
- des flux forts, supérieurs à 300 mJy, ce sont des candidats sources lentillées. Ils correspondent à une source très brillante entourée de une ou deux sources faibles dans environ 30 minutes d’arc carrées. Dans ce cas, c’est la taille réduite de la zone qui augmente la densité.

De plus, comme les barres d’erreur sont poissonniennes, elle dépendent seulement du nombre de sources proportionnellement à $1/\sqrt{N}$ où N est le nombre de sources. Donc plus le nombre de sources dans un intervalle de flux est grand, plus la barre d’erreur est petite. Comme on pouvait l’attendre, il y a plus de sources à bas flux ($S_\lambda < 100$ mJy), qu’à haut flux parmi les sources SPIRE.

La figure 4.7 qui trace la variation de la densité de source en fonction de leur densité de flux, montre que la surdensité de sources augmente avec la longueur d’onde, passant d’un facteur ~ 2 à $250 \mu\text{m}$ à un facteur ~ 3 à $500 \mu\text{m}$ pour des flux $S_\lambda < 100$ mJy. Comme le nombre total de sources détectées diminue avec la longueur d’onde (cf sect. 3.1.5) et que le nombre de sources *Planck*-IN augmente (22% à $250 \mu\text{m}$ à 42% à $500 \mu\text{m}$), on en déduit que les sources avec un pic d’émission décalé vers le rouge se concentrent dans la zone *Planck*-IN. Donc ces sources sont potentiellement plus rouges que les sources des champs de contrôle, et par conséquent soit à plus haut redshift, soit plus froides. Ceci va dans le même sens que la section 4.1.2 où l’on constate que les sources *Planck*-IN ont une couleur statistiquement plus élevée. Nous sommes donc en présence d’un échantillon de surdensité de sources rouges compatibles avec le signal que donnerait des amas de galaxies en période de formation intense d’étoiles.

Sur la figure 4.7, on remarque également un excès de sources à haut flux $S_\lambda > 400$ mJy. L’erreur sur ces comptages est plus élevée qu’à bas flux à cause du plus faible nombre de sources. Ces points d’excès sont causés par les sources lentillées. En effet il y a moins de sources dans la zone *Planck*-IN (~ 5) pour les champs des sources lentillées, mais la surface de la zone *Planck*-IN de ces champs est plus petite. Cette diminution de la surface de la zone *Planck*-IN vient justement du fait qu’il y a moins de sources, donc la contrepartie *Planck*-HFI est moins étendue. De plus, comme il y a une source qui contribue majoritairement au flux (la source lentillée avec un flux $S_\lambda > 400$ mJy), la source *Planck*-HFI est plus piquée autour de cette source, et donc le contour à 50% plus restreint. C’est cet effet de diminution de surface de la zone considérée qui fait augmenter la densité de sources observée dans la figure 4.7.

Nous avons montré que le comportement global de l'échantillon montrait la présence de surdensités de sources rouges à bas flux et de sources amplifiées par lentillage gravitationnel à haut flux. Afin de contraindre les caractéristiques de densité de chaque source *Planck* individuellement pour identifier les champs les plus denses, donc ceux ayant une plus forte probabilité d'être des amas de galaxies, je vais faire les calculs de densité surfacique et de champ de densité surfacique pour chaque champ.

4.5 Estimation de densité surfacique

Les comptages permettent d'avoir une première estimation de la surdensité de sources *Planck*-IN par rapport au reste du ciel. Deux méthodes permettent d'avoir une estimation de cette densité et de la significativité de la surdensité pour les champs individuels : une première en calculant la densité surfacique de sources, i.e. le nombre de sources par stéradian, une deuxième en utilisant un algorithme d'estimation de champs de densité.

4.5.1 Surdensité surfacique de sources

Je calcule la densité surfacique des sources pour les échantillons *Planck*-IN et *Planck*-OUT en divisant le nombre de sources dans la zone par la surface angulaire de celle-ci. J'obtiens ρ_{in} , la densité surfacique de sources SPIRE dans la zone *Planck*-IN pour chaque champ *Herschel*-SPIRE et à chaque longueur d'onde. Et ρ_{out} la densité surfacique médiane pour toutes les zones *Planck*-OUT des champs *Herschel*-SPIRE. Je prend ρ_{out} comme densité surfacique moyenne du ciel, et calcule le contraste de densité δ_λ des zones *Planck*-IN pour chaque longueur d'onde SPIRE λ de la façon suivante :

$$\delta_\lambda = \frac{\rho_{in} - \rho_{out}}{\rho_{out}} \quad (4.3)$$

Les 228 contrastes de densité sont répertoriés dans la figure 4.9 sous forme d'un histogramme cumulatif. Environ la moitié des champs ont un contraste de densité supérieur à 2. Une vingtaine de champs ont un contraste proche de zéro ou négatif, soit 10% de l'échantillon n'ont pas une densité surfacique de sources différentes des champs de contrôle. Ce qui laisse 90% de l'échantillon avec une densité de sources supérieur au fond du ciel. Cependant le nombre de sources dans chaque champ n'est pas suffisant pour calculer les incertitudes poissoniennes sur les contrastes de densité. Pour

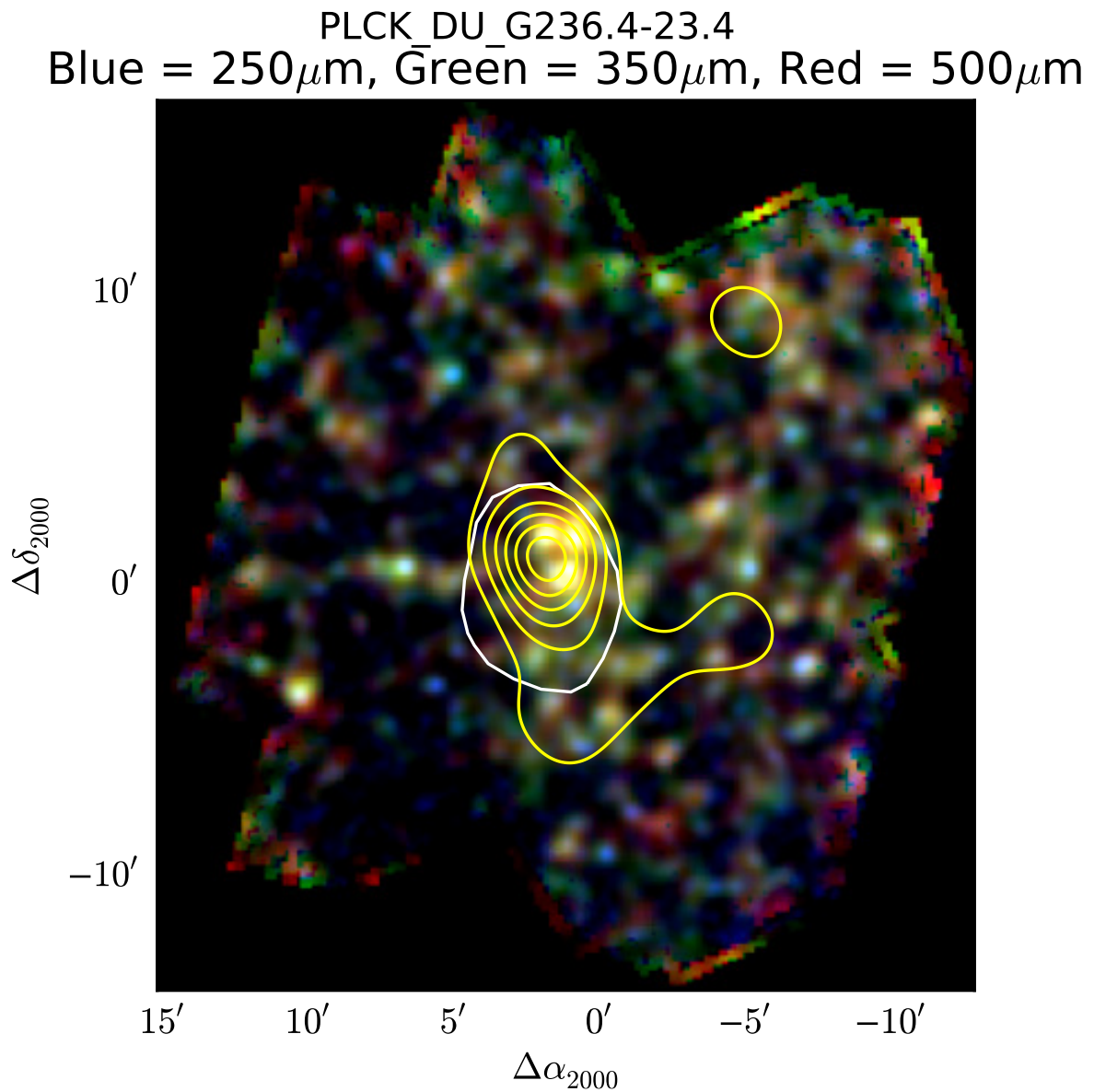


FIGURE 4.8: Image trois couleurs de la source PLCK G236.4-23.4 avec les cartes *Herschel*-SPIRE à 250, 350 et $500\mu\text{m}$ pour les canaux bleu, vert et rouge respectivement. La ligne blanche trace la largeur à mi-hauteur de la source *Planck*. Les lignes jaunes tracent les contours de densité obtenue par l'algorithme AKDE (Pisani 1996) entre 2 et $12\sigma_{dens}$ par pas de $1\sigma_{dens}$

connaître le caractère significatif de ces contrastes, je vais utiliser une méthode d'estimation du champ de densité pour chaque champ SPIRE de l'échantillon.

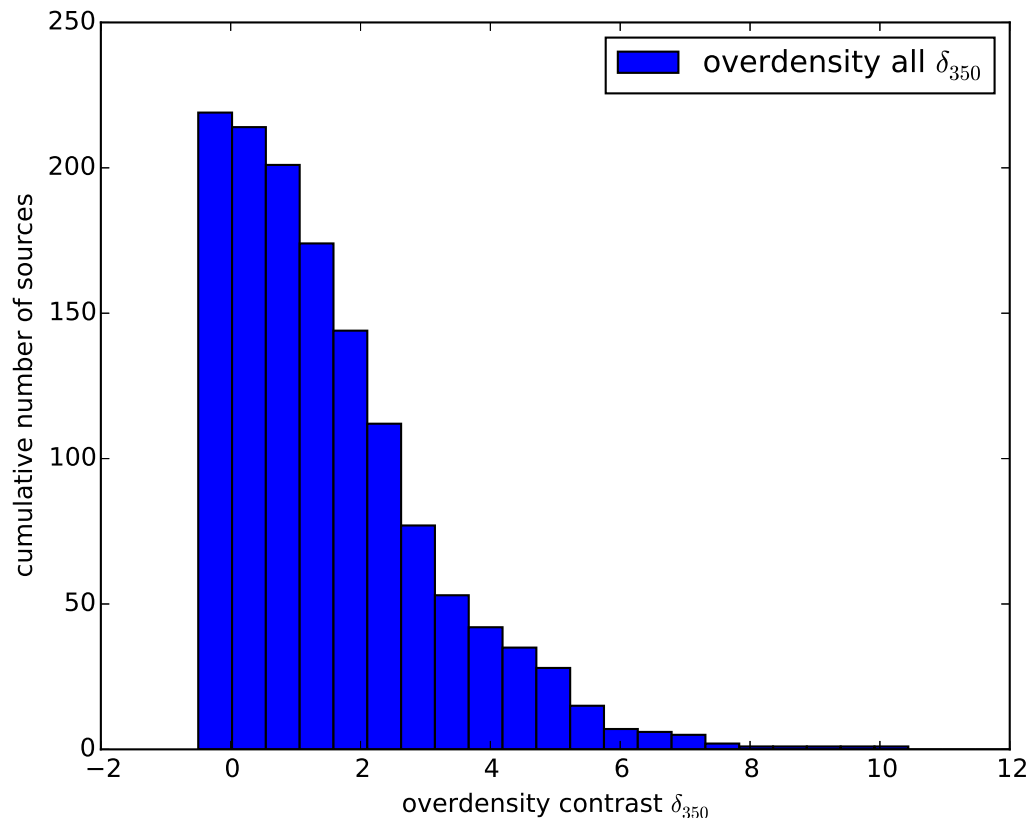


FIGURE 4.9: Histogramme cumulatif des contrastes de densités des zones *Planck*-IN des champs *Herschel*-SPIRE à $350 \mu\text{m}$.

4.5.2 Estimation de densité de surface par noyau adaptatif

L'estimation de densité par noyau adaptatif (AKDE, Adaptive Kernel Density Estimate), est une méthode développée dans [Pisani \(1996\)](#) qui permet de calculer une estimation du champ de densité d'un catalogue de sources. Cette méthode se base sur le catalogue de coordonnées des sources du champ. Elle minimise une quantité qui relie la taille d'un noyau gaussien avec la distance entre les sources les plus proches. Cette méthode agit par itération et détermine un facteur de densité pour chaque source. Un champ de densité est ensuite créé à partir du catalogue de densité des sources.

La méthode AKDE permet d'estimer le caractère significatif des surdensités de la manière suivante :

- Estimation du champ de densité pour chaque catalogue des champs *Herschel*-SPIRE.
- Estimation de l'écart-type σ_{dens} du champ de densité.
- Je calcule le rapport signal sur bruit (SNR) de la carte de densité en divisant la carte par σ_{dens} .

PLCK G256.8-33.2

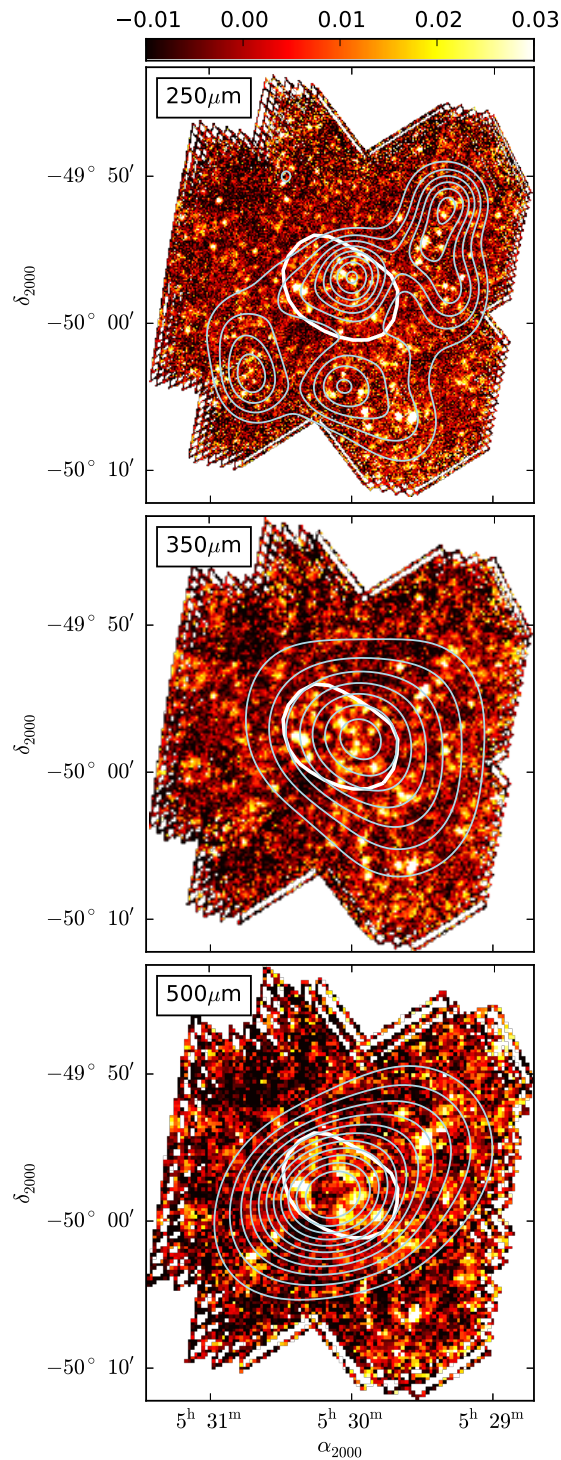


FIGURE 4.10: De haut en bas : Champs *Herschel*-SPIRE de la source PLCK G256.8-33.2 avec les contours de significativité de densité (*lignes bleues*) de 2 à $12\sigma_{dens}$ pour les catalogues sélectionnés en flux $S_\lambda > 3\sigma$ à 250, 350 et 500 μm respectivement. Ces contours sont comparés avec les contours à 50% de la source *Planck* à 550 μm (*ligne blanche*).

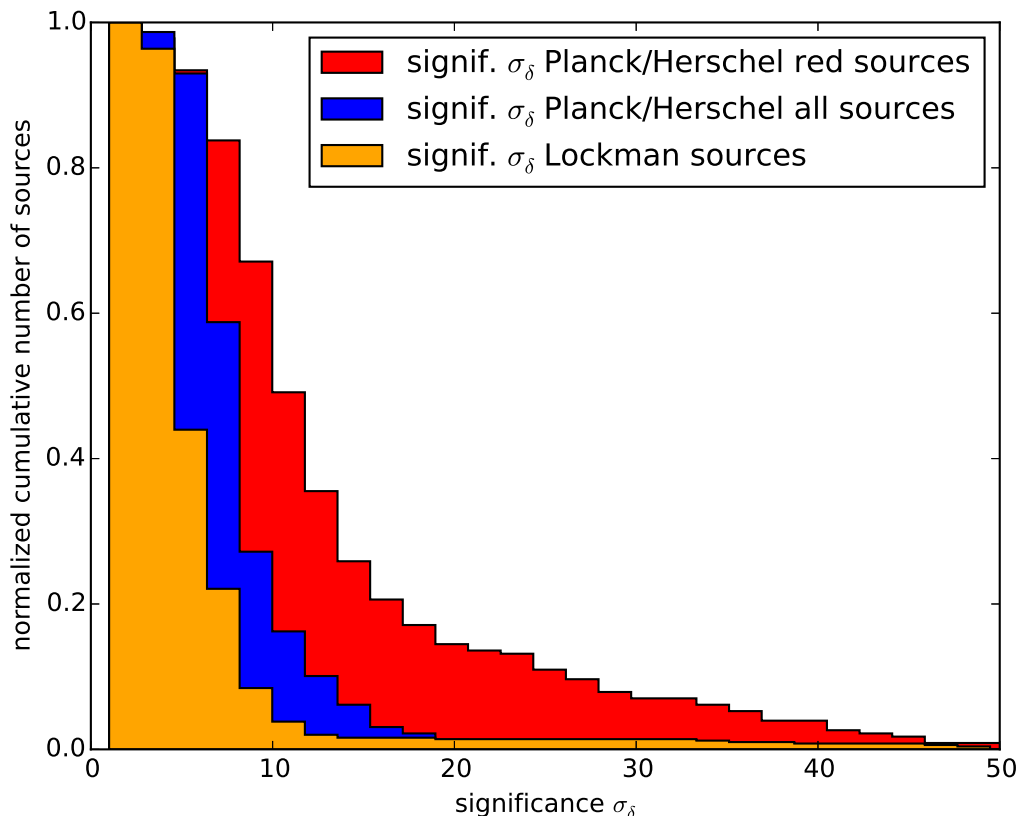


FIGURE 4.11: Histogramme cumulatif de la significativité des champs *Planck* High-z pour la sélection en couleur (en rouge), la sélection en flux (en bleu) et les mini-maps du champ Lockman (en orange).

– Je trace les contours de SNR sur les cartes et relève la valeur maximale dans la zone *Planck*-IN.

J'effectue ces opérations pour deux types de catalogues :

- Un catalogue sélectionné en flux pour chaque longueur d'onde en prenant $S_\lambda > 3\sigma$.
- Un catalogue sélectionné en couleur en prenant $S_{250}/S_{350} < 1.4$ et $S_{500}/S_{350} > 0.6$, soit les sources rouges (cf sect. 4.1 et fig. 4.1).

Comme nos champs contiennent potentiellement de fortes valeurs de densité, l'écart-type des champs sera biaisé par celles-ci. Pour éviter ce biais, je vais calculer σ_{dens} à l'aide de simulations Monte-Carlo.

4.5.2.1 Calcul de l'écart-type des champs de densité par Monte-Carlo

Le calcul de l'écart-type des champs de densité est biaisé par la présence de forte valeur de densité dans les champs. Pour contrer cet effet je calcule σ_{dens} à l'aide de catalogue de position simulés. De plus pour assurer la cohérence des calculs de significativité

TABLE 4.3: Déviation standard médiane des champs de densité utilisée pour calculer la significativité des champs de densité.

Echantillon		$\sigma_{dens,flux}$	$\sigma_{dens,couleur}$
<i>Planck</i>	High-z	2.10e-05	1.78e-05
Lockman	mini-map	1.20e-05	1.22e-05

entre tous les champs SPIRE, j'utilise la médiane des σ_{dens} calculés sur tous les champs. Pour assurer l'homogénéité des résultats, j'estime σ_{dens} de la manière suivante :

- Je génère 100 catalogues de positions aléatoires avec le même nombre de sources et dans le masque de chaque champ *Planck* High-z.
- Je calcule le champ de densité pour chaque catalogue généré avec l'algorithme AKDE.
- Je calcule l'écart-type de chaque champ de densité obtenu.
- J'utilise la médiane des 22800 écarts-types comme σ_{dens} (tab. 4.3) commun pour tous les champs de l'échantillon.

J'obtiens un σ_{dens} global pour chaque catalogue des sélections précédentes : 250 μm , 350 μm et 500 μm avec sélection en flux et multi-longueur d'onde avec sélection en couleur.

4.5.2.2 Calcul des champs de significativité des catalogues sélectionnés en flux

Pour la sélection en flux, j'obtiens un champ de densité par carte et par longueur d'onde. À partir de ceux-ci, je calcule le champ de significativité associé en divisant le champ de densité par σ_{dens} à chaque longueur d'onde. On voit dans la figure 4.10 que le pic de densité change de coordonnées en fonction de la longueur d'onde. Cela vient d'une part du nombre de sources détectées différent d'une longueur d'onde à l'autre (cf. sect. 3.1.5), et d'autre part du spectre des sources. Les sources rouges ne sont pas au même endroit que les sources bleues et sont concentrées dans la zone *Planck*-IN, car le pic du champ de densité est commun avec la source *Planck*.

J'obtiens au final un champ de significativité pour chaque champ *Planck* High-z à 250, 350 et 500 μm . Comme valeur de la significativité des surdensités, je mesure le maximum de SNR dans la zone *Planck*-IN. Cela me donne un catalogue de significativité pour les sources *Planck*.

4.5.2.3 Calcul des champs de significativité des catalogues sélectionnés en couleur

Pour la sélection en couleur, j'obtiens un champ de densité par carte *Herschel*-SPIRE. Je calcule le champ de significativité associé en divisant par σ_{dens} calculé pour la sélection

en couleur. Dans les images trois couleurs de la figure 4.8, on voit que le pic de densité correspond à la zone *Planck*-IN. Ce qui veut dire que les sources rouges sont préférentiellement distribuées dans la zone *Planck*-IN. Pour quantifier le caractère significatif des surdensités de sources dans les zones *Planck*-IN, je relève la valeur maximum du SNR de la carte de densité à l'intérieur de la zone *Planck*-IN. Cela donne un catalogue de significativité de surdensité en couleur pour les sources *Planck*.

4.5.2.4 Comparaison avec des champs de densité d'un échantillon de contrôle : HerMES Lockman-SWIRE

Pour voir si notre échantillon a un comportement différent du fond de ciel, j'effectue également l'analyse sur un échantillon de contrôle. J'utilise le champ HerMES Lockman-SWIRE. Mais pour que la comparaison soit possible je dois utiliser des champs avec des caractéristiques identiques à l'échantillon *Planck* High-z. Je sélectionne alors 1000 sous-champs de Lockman à des positions aléatoires. Ils sont aux dimensions d'un champ *Planck* High-z (PLCK G086.4+52.5, choisi au hasard), incluant le masque de celui-ci. Je calcule le champ de densité pour chacun de ces 1000 champs avec chacune des deux sélections de sources précédentes. Pour l'estimation de σ_{dens} , j'utilise cette fois la médiane des 1000 écarts-types calculés sur les 1000 sous-champs. Comme valeur de la significativité de ces champs de contrôle, je relève la valeur maximum de chaque champ du rapport densité sur σ_{dens} .

4.5.2.5 Les sources *Planck* High-z ont une densité significativement supérieure au fond du ciel

Je trace l'histogramme cumulatif des valeurs de significativité relevées de chaque champ sur la figure 4.11. On voit que lorsque l'on fait une sélection en couleur, les surdensités deviennent plus significative avec des SNR atteignant des valeurs supérieures à 30 alors que la sélection en flux à 350 μm atteint des valeurs autour de 15 (les valeurs supérieures étant des cas pathologiques). On voit tout de même que ces champs se détachent du fond de ciel car les valeurs de SNR sont statistiquement supérieures à celles des champs de contrôle atteignant des valeurs de SNR autour de 10.

Comme les surdensités pour les sources rouges sont plus significatives, on peut en conclure que notre échantillon est composé majoritairement de surdensités de sources rouges. Ce résultat est compatible avec la signature d'amas de galaxies (densité supérieur au fond de ciel) à redshift $z \geq 2$ en période de formation stellaire intense (sélection en couleur, [Negrello et al. \(2007\)](#)).

La sélection en couleur effectuée ici implique que les sources sélectionnés sont à des redshift $z \geq 2$. Même si il existe une dégénérescence entre la température de poussière et le redshift des sources (cf. sect. 4.1.1), il est possible en fixant la température d'avoir une estimation de la distribution en redshift de notre échantillon de sources *Planck*-IN.

4.6 La signature des surdensités vue par le stacking des champs SPIRE

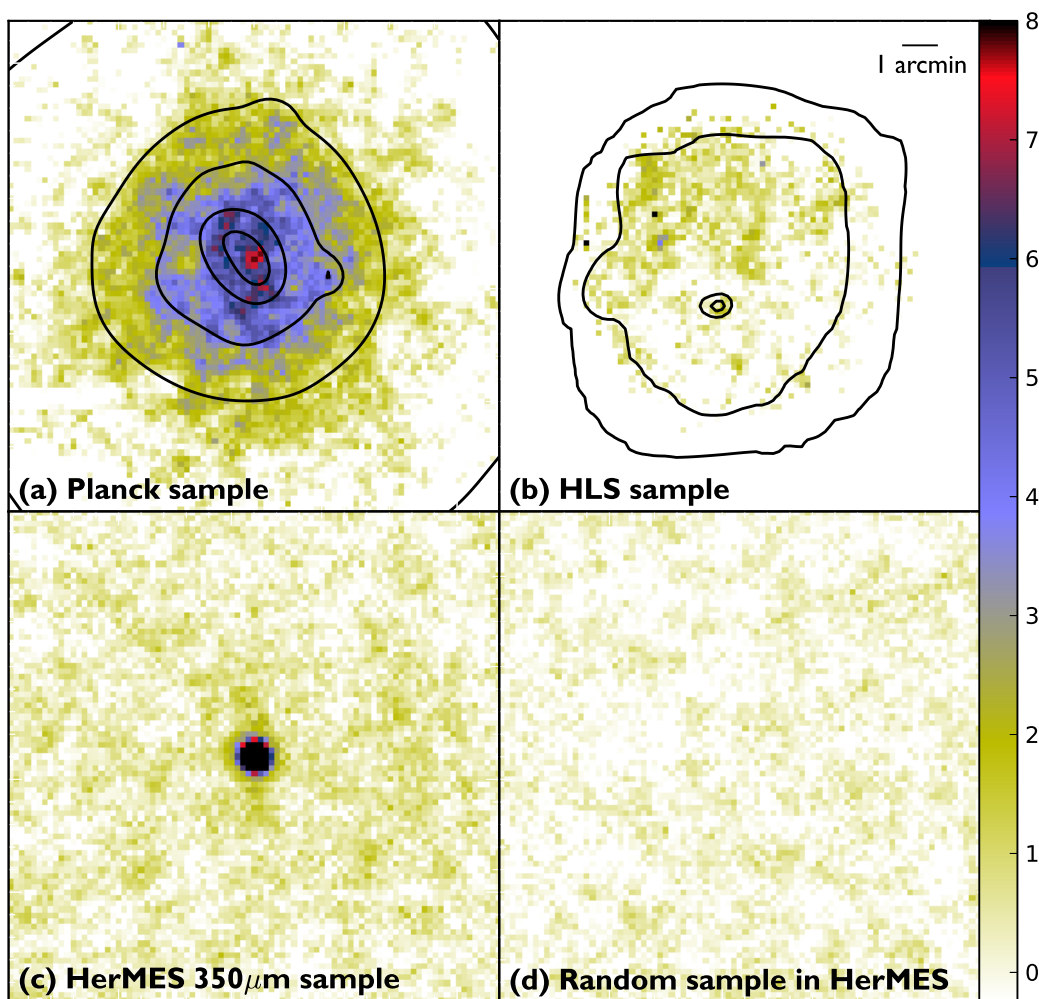


FIGURE 4.12: Analyse par empilement (stacking) des champs *Planck* High- z (a), des champs HLS (b), des sources piquants à 350 μm de Lockman (c) et de champs aléatoires de Lockman (d). Les contours noirs tracent le champ de surdensités moyen associé aux champs.

Le stacking (empilement, [Montier & Giard \(2005\)](#); [Dole et al. \(2006\)](#)) est un moyen de faire sortir un signal faible du bruit en le moyennant sur plusieurs positions. On applique cette méthode sur l'échantillon *Planck* High-z en sommant les cartes SPIRE centrées sur la position de la source *Planck* (Fig. 4.12 (a)). Si nos champs sont effectivement des surdensités de sources, on devrait voir apparaître la signature dans le stacking. Cette signature prend la forme d'un disque d'intensité supérieure au fond du ciel autour du point central, avec le rayon typique d'un amas de galaxie, ici 2.5' à redshift $z \sim 2 - 4$.

Pour voir apparaître la signature d'une surdensité, on effectue la comparaison avec différentes sélections de sources sur lesquelles on applique le stacking. On utilise une sélection de sources rouges dans HerMES Lockman-SWIRE. Ces sources sont les 500 plus brillantes ayant leur flux maximum à 350 μm (Fig. 4.12 (c)). On applique l'analyse sur 278 champs du HLS (Fig. 4.12 (b)), dans le but de voir si le signal de notre échantillon peut être attribué à des structures à bas redshift. On effectue aussi l'analyse sur 500 champs pris sur des positions au hasard dans le champ Lockman-SWIRE (Fig. 4.12 (d)) pour avoir un signal de référence. Tous ces stacking sont effectués sur les données SPIRE à 350 μm des échantillons.

Toutes ces analyses sont répertoriées dans la figure 4.12. On voit apparaître le signal typique de surdensité de sources pour notre échantillon avec un signal étendu supérieur au fond. L'échantillon HLS ne laisse pas de signature particulière par rapport à l'échantillon de référence, ce qui signifie qu'un amas de galaxies à $z < 1$ n'émet pas à 350 μm . La sélection de source de Lockman-SWIRE à une signature de source ponctuelle sans trace visible de structures alentours.

On en conclut que notre échantillon à un signal statistiquement différent d'amas de galaxies à bas redshift, de sources ponctuelles rouges brillantes et du fond du ciel. De plus, on voit apparaître une structure, signal de la surdensité observée dans les cartes SPIRE. Tous ceci est compatible avec la signature de surdensité de sources rouges pouvant être des amas de galaxies à grand redshift ($z \geq 2$).

L'estimation des redshift des sources est un autre point important pour confirmer cette hypothèse, ce que nous allons voir dans la section suivante.

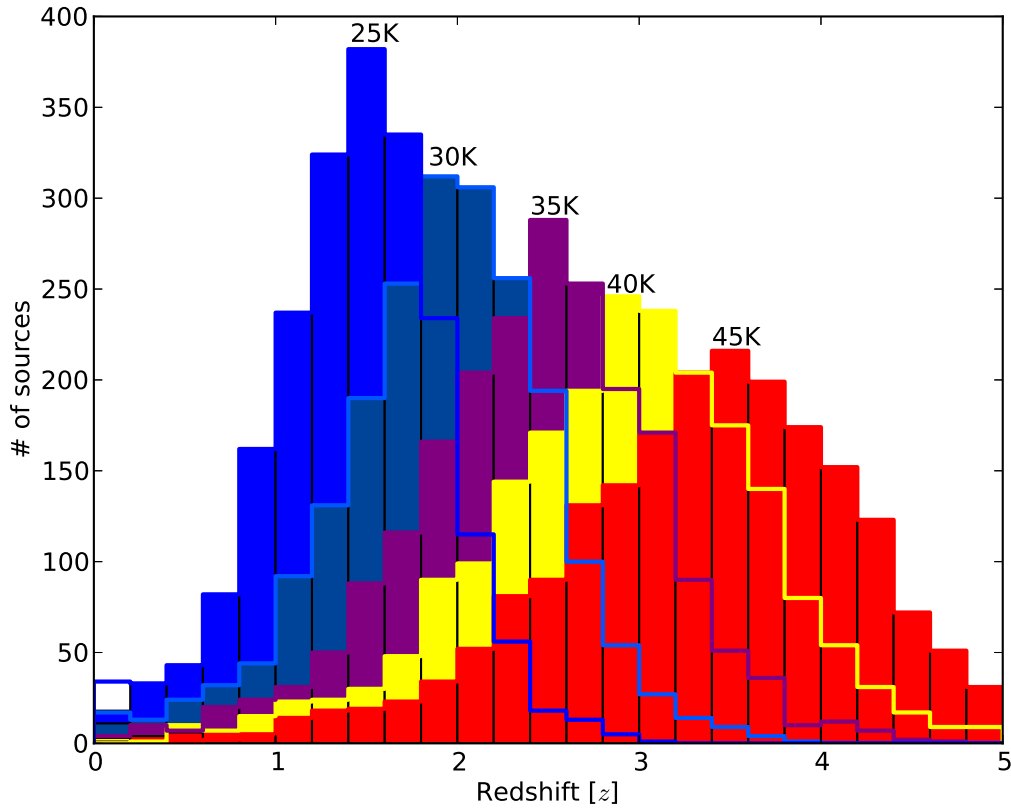


FIGURE 4.13: Distribution en redshift photométrique de l'échantillon *Planck* High-z en fonction de la température du corps noir modifié utilisé pour l'ajustement aux données. Distribution pour un corps noir modifié à 25 K (en bleu), à 30 K (en bleu clair), à 35 K (en violet), à 40 K (en jaune) et à 45 K (en rouge).

4.7 Estimation de la distribution en redshift photométrique

Le diagramme couleur-couleur (fig. 4.1) donne une première approximation de l'intervalle de redshift couvert par les sources de la zone *Planck*-IN. En supposant différentes températures de corps noir modifié, il est possible d'obtenir une distribution de redshifts photométriques pour l'échantillon et ainsi d'avoir une estimation des redshifts photométriques des sources par une méthode différente. J'ajuste alors un spectre de corps noir modifié (eq. 4.1), avec $\beta = 1.5$ et des températures de poussières fixées $T_d \in [25, 30, 35, 40, 45]$ K, aux données photométrique de chaque source *Herschel*-SPIRE de la zone *Planck*-IN.

Les valeurs des températures sont choisies pour entourer la température typique des poussières dans les galaxies à $z \sim 2$. De nombreuses études (Magdis et al. 2010; Greve

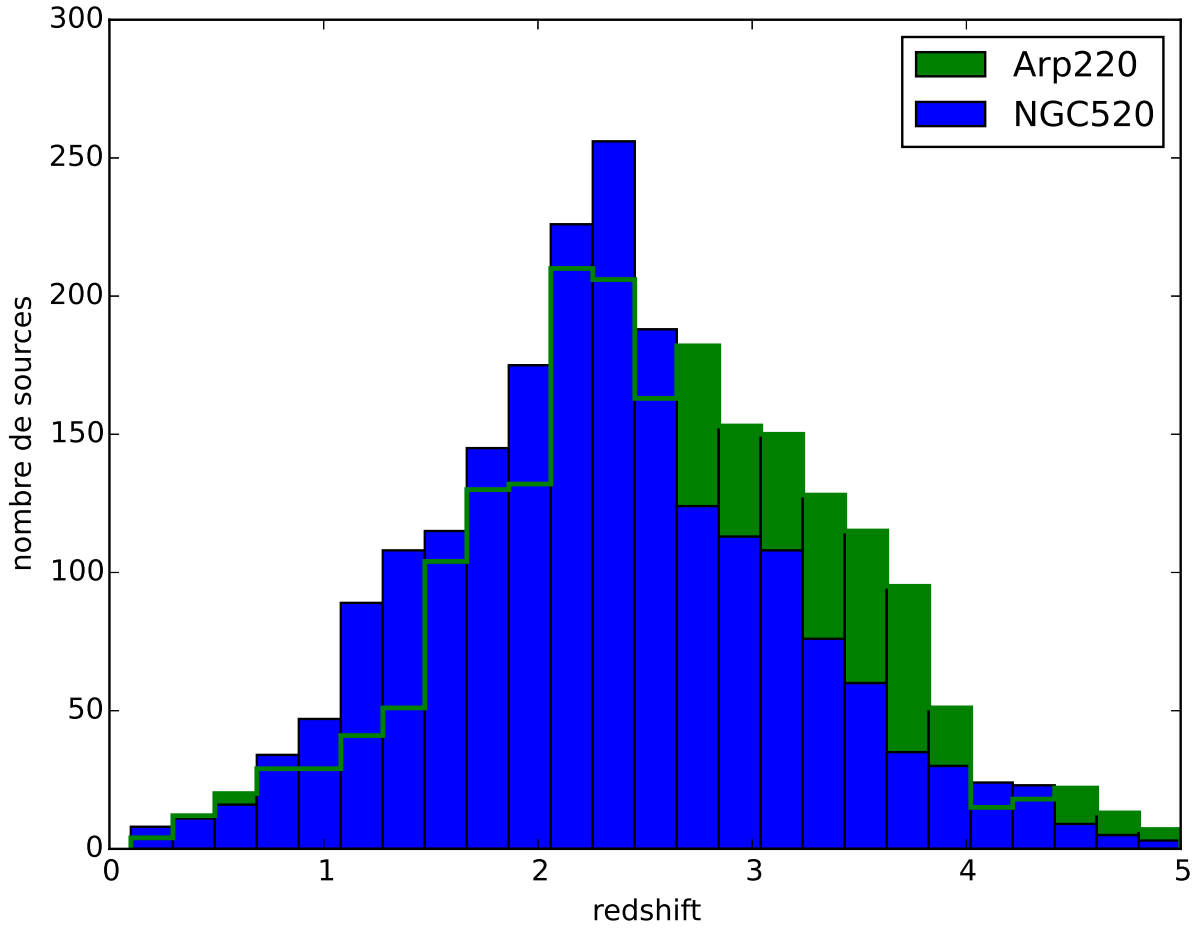


FIGURE 4.14: Distribution en redshift photométrique de l'échantillon *Planck* High-z en fonction de la SED de galaxies ajustée aux données. Les SED utilisées sont Arp220 (en vert) et NGC520 (en bleu).

et al. 2012; Magdis et al. 2012; Symeonidis et al. 2013; Weiß et al. 2013) montre que cette température se situe à 35 K. De plus, certaines sources de notre échantillon (Flores-Cacho et al. 2015) pour lesquelles nous avons des redshifts spectrométriques de $z \sim 1.7 - 2.0$ donnent des valeurs de température $T_d \sim 27 - 45$ K. Une autre source de notre échantillon, mesurée à $z = 2.36$, donne une température $T_d = 34$ K après ajustement d'un corps noir.

L'ajustement est fait par la méthode des moindres carrés. Cette méthode consiste à minimiser la fonction suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\text{donnee}_i - \text{modele}_i}{\text{erreur}_i} \right)^2 \quad (4.4)$$

Où les donnee_i sont les flux S_λ SPIRE, le modele_i est celui d'un corps noir modifié à température fixée et dont le redshift et l'amplitude sont les paramètres, et les erreur_i

sont les incertitudes sur les flux SPIRE, avec $i = 1, 2$ et 3 correspondant à $\lambda = 250, 350$ et $500 \mu\text{m}$.

Avec cette méthode, j'obtiens les distributions des redshifts photométriques pour l'ensemble des sources de la zone *Planck*-IN dans la figure 4.13. La distribution des redshifts, en supposant une température de poussière à $T_d = 35 \text{ K}$, pique à $z = 2$. Pour une température plus basse, la distribution de redshifts pique plus bas et inversement. Cette correspondance est due à la dégénérescence température-redshift causé par le rapport $T_d/(1+z)$ dans l'équation 4.1.

Le fait qu'il y ait seulement trois points de donnée pour deux paramètres du modèle fait que l'ajustement est peu contraint. L'incertitude sur les redshifts photométriques déterminés ainsi est donc de $\sigma_z \sim 0.5$. Cette incertitude peut être diminuée avec plus de données photométriques à d'autres longueurs d'onde ou des données spectrales. En effet, en comparant les redshifts photométriques trouvés avec les quelques redshifts spectroscopiques dont nous disposons, on constate une différence. Les sources de Flores-Cacho et al. (2015) ont un redshift spectroscopique de $z \simeq 1.7$ et $z \simeq 2$, alors que leur redshift estimé par photométrie est $1.8 \leq z \leq 2.5$. Les sources lentillées (Canameras et al. 2015) ont des redshifts spectroscopiques entre $2.2 \leq z \leq 3.6$ et des redshifts photométriques à 35 K entre $1.5 \leq z \leq 3.2$. Une source est un candidat amas de galaxies à un redshift spectroscopique de $z = 2.36$ et a un redshift photométrique à 35 K de $z = 2.4$. Le biais sur le redshift vient principalement de l'hypothèse sur la température $T_d = 35 \text{ K}$ (Greve et al. 2012) que l'on assume pour toutes les sources pour ajuster le modèle.

Durant ce travail j'ai aussi utilisé deux modèles de SED de galaxie, Arp220 (Polletta et al. 2007) et NGC520 (utilisé par la collaboration SPT). J'ajuste ces SED aux points photométriques SPIRE et j'obtiens la distribution de redshifts photométriques tracée dans la figure 4.14. On voit que cela donne des distributions de redshift piquant entre $z = 2$ et $z = 2.5$. Ce résultat est compatible avec celui trouvé avec un corps gris à une température de 35 K. J'ai choisi de travailler avec le corps noir modifié à 35 K car je n'ai pas de possibilité de choisir entre les différentes SED de galaxies. Le corps noir modifié me paraît une méthode plus simple, où je peux contrôler le paramètre de température, même si ce n'est pas la meilleure méthode. Il existe par ailleurs de nombreux modèles de SED de galaxie (Bruzual & Charlot 2003; Polletta et al. 2007; Magdis et al. 2012; Lagache et al. 2004; Rahmati & van der Werf 2011; Gruppioni et al. 2011; Marsden et al. 2011; Valiante et al. 2009; Le Borgne et al. 2009; Rowan-Robinson 2009; Berta et al. 2013; Ciesla et al. 2014), et cela nécessiterait une étude plus approfondie pour comparer l'impact des différentes SED sur la distribution de redshifts photométriques.

4.8 Estimation de luminosité et taux de formation d'étoiles

Les estimations de redshifts photométriques à température fixée (35 K) permettent de déduire une estimation de la luminosité des objets SPIRE. Ces estimations de luminosité infra-rouge (L_{IR}) permettent d'avoir ensuite une estimation du taux de formation d'étoiles (SFR, Star Formation Rate).

4.8.1 Luminosité infrarouge intégrée

À partir des estimations de redshift à la température de 35 K, je peux calculer la luminosité L_{IR} en utilisant le spectre du corps noir modifié (sect. 4.1.1). J'intègre le flux infra-rouge entre 8 et 1000 μm dans le référentiel de la source. J'obtiens alors le flux infra-rouge intégré S_{IR} . Je calcule la luminosité de la manière suivante :

$$L_{IR} = 4\pi D_{lum} \frac{S_{IR}}{1+z} \quad (4.5)$$

Où D_{lum} est la distance lumineuse qui dépend du redshift z de la source.

J'applique le calcul de luminosité sur tout l'échantillon *Planck*-IN à partir de la distribution en redshift à la température de $T_d = 35$ K. Pour voir l'effet du changement de la température utilisée pour déterminer les redshifts photométriques de l'échantillon sur la luminosité, je fais le calcul aussi sur la distribution à $T_d = 25$ K. La distribution des luminosités pour ces deux températures de corps noir modifié est tracée dans la figure 4.15 (*haut*). On voit que pour une température $T_d = 35$ K la luminosité pique à $L_{IR} = 4.10^{12} L_{\odot}$. Pour une température de poussière plus faible, la distribution de redshifts photométriques pique plus bas et donc la luminosité aussi. Ceci s'explique par le fait qu'une galaxie à un redshift plus faible est plus proche et donc doit être moins lumineuse pour avoir les mêmes densités de flux SPIRE.

En supposant que les sources à l'intérieur de la zone *Planck*-IN font partie de la même structure, que ce sont des amas de galaxies, je peux estimer la luminosité infra-rouge totale de cette structure. Je somme alors toutes les luminosités des sources *Planck*-IN par champs *Planck* (~ 10 sources par champ), ce qui donne une distribution de luminosité (Fig. 4.15 *droite*) de structure qui pique à $L_{IR} = 4.10^{13} L_{\odot}$, toujours en supposant une température de 35 K. Ces valeurs de luminosité sont de l'ordre de grandeur des luminosités attendues pour des structures massives à fort taux de formation stellaire et à haut redshift (Brodwin et al. 2013).

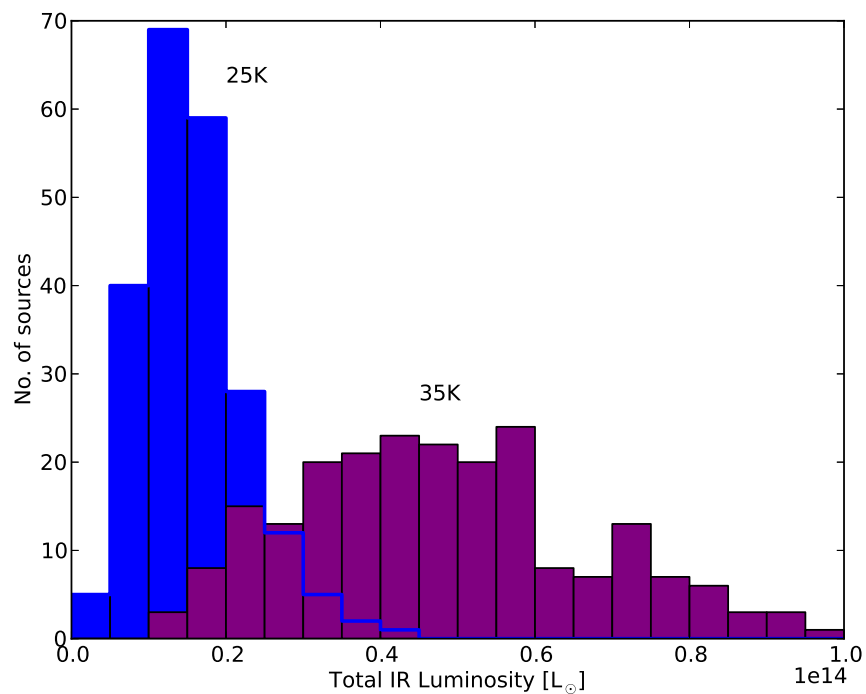
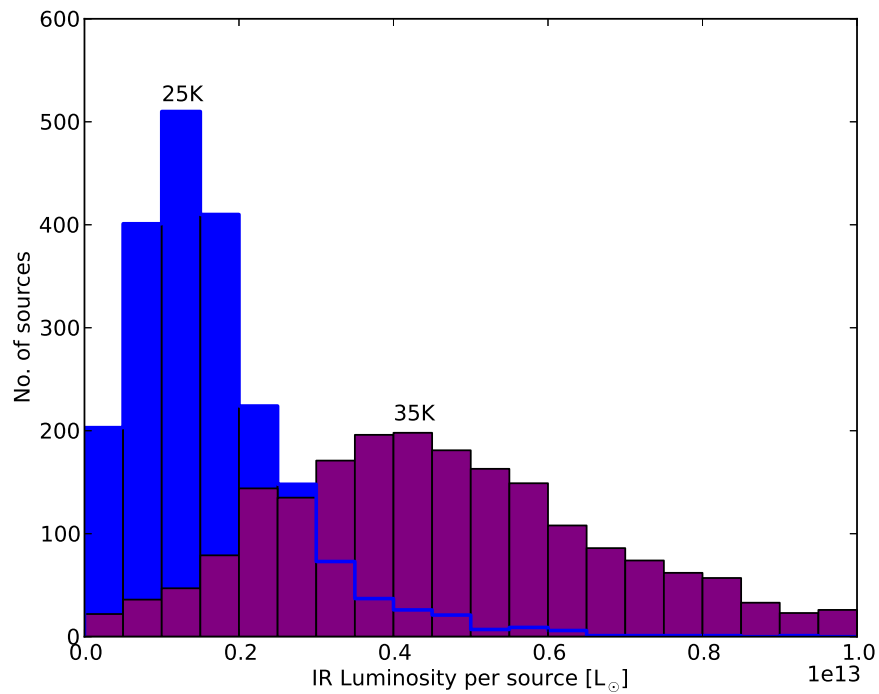


FIGURE 4.15: Distribution des luminosités IR de l'échantillon *Planck* High-z en fonction de la température du corps noir modifié utilisé pour la calculer, 25 K (en bleu) et 35 K (en violet). À gauche : pour les sources SPIRE de la zone *Planck*-IN, à droite : pour la somme des sources SPIRE des zones *Planck*-IN.

4.8.2 Taux de formation d'étoiles (SFR)

Une fois la distribution en luminosité calculée, je peux en déduire une estimation du taux de formation d'étoiles. En se basant sur la loi de proportionnalité entre L_{IR} et le SFR de [Kennicutt Jr \(1998\)](#); [Bell \(2003\)](#), on calcule le SFR de l'échantillon *Planck*-IN à nouveau pour les deux distributions de redshifts photométriques aux températures de 25 K et 35 K. La formule est la suivante (eq.5 de [Bell \(2003\)](#)) :

$$\psi(M_{\odot}.\text{yr}^{-1}) = 1.57 \times 10^{-10} L_{IR} \left(1 + \sqrt{\frac{10^9}{L_{IR}}} \right), L_{IR} > 10^{11} \quad (4.6)$$

Où ψ est le taux de formation d'étoiles en $M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ et L_{IR} la luminosité infra-rouge en L_{\odot} .

Cette proportionnalité vient du fait que les étoiles nouvellement formées rayonnent principalement en ultra-violet (UV) dans un environnement dense en poussière nécessaire pour la formation d'étoile. Le rayonnement énergétique UV des étoiles chauffe les poussières de la galaxie, qui rayonnent ensuite dans le domaine infra-rouge. On a donc proportionnalité entre luminosité IR et taux de formation d'étoile. La relation numérique est ensuite déterminée empiriquement.

La distribution est tracée dans la figure [4.16](#). On voit que la distribution des SFR pique autour de $700 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$. Ce qui correspond à une galaxie dite starburst à haut taux de formation stellaire. En considérant, comme précédemment, les sources à l'intérieur de chaque zone *Planck*-IN des sources *Planck* comme membre d'une structure, alors j'obtiens un taux de formation d'étoiles par structure. La distribution de ces SFR de la figure [4.16](#) est calculée sur les distributions de luminosité de la section [4.8.1](#) calculées sur les distributions de redshifts photométriques pour des corps noirs de 25 K et 35 K. Elle pique à $7000 M_{\odot}.\text{yr}^{-1}$ correspondant à environ 10 sources SPIRE par zone *Planck*-IN (cf. sect. [3.3](#)).

Nos sources SPIRE étant des ULIRGs (Ultra Luminous InfraRed Galaxies, $L_{IR} > 10^{12} L_{\odot}$), on voit dans la figure [4.17](#) que leur contribution au taux de formation d'étoiles cosmique devient non négligeable à redshift $z = 2$. Ceci est compatible avec les forts taux de formation d'étoile estimé pour notre échantillon.

J'ai utilisé la photométrie SPIRE de l'échantillon pour déterminer les caractéristiques de la sélection de sources *Planck* (couleurs, comptages, densité, redshift, luminosité et SFR). Les couleurs des sources m'ont permis de sélectionner les sources rouges potentiellement à redshift $z \geq 2$ en utilisant le critère $S_{250}/S_{350} < 1.4$ et $S_{500}/S_{350} > 0.6$. Les

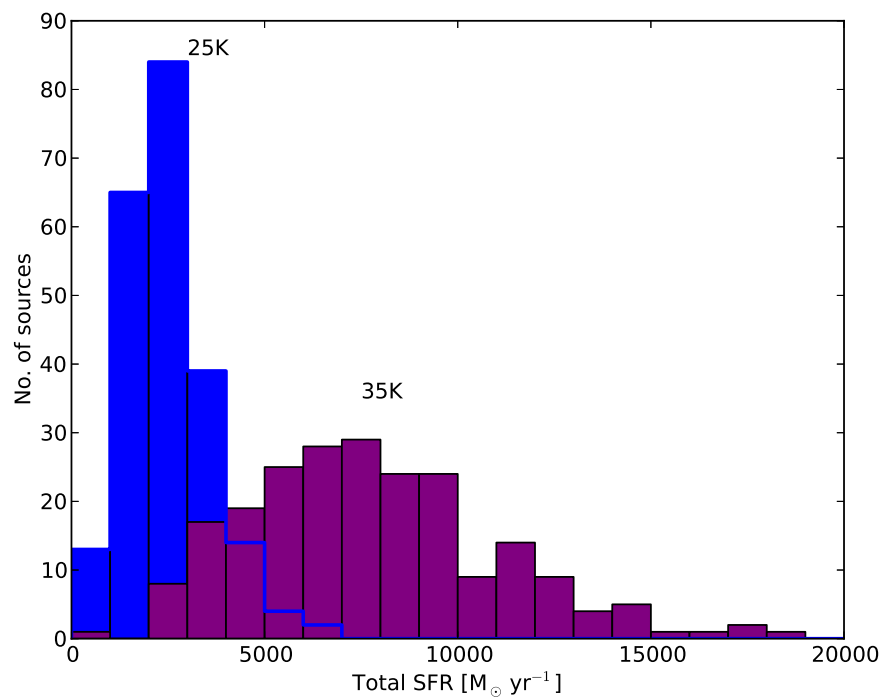
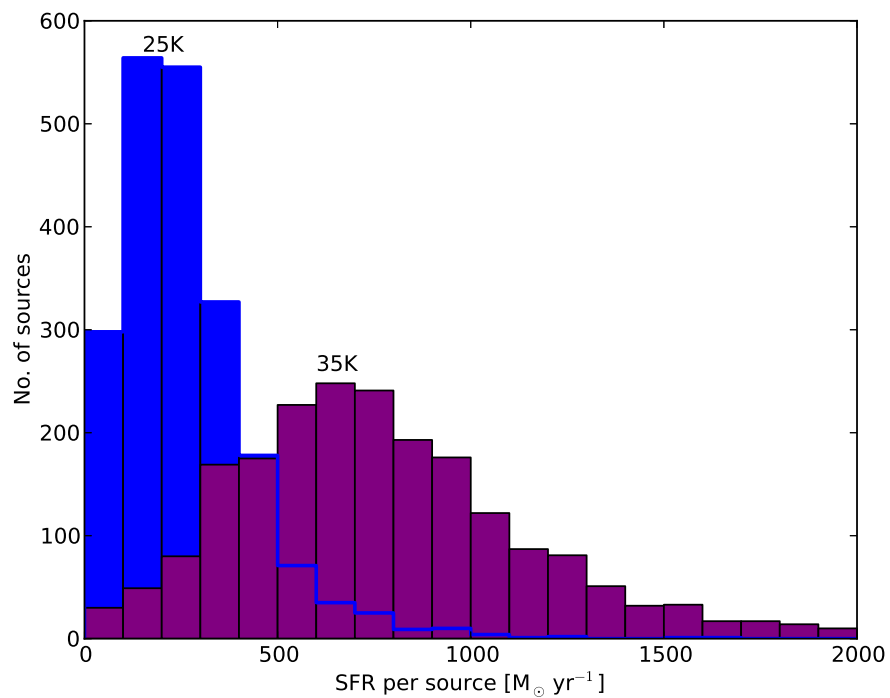


FIGURE 4.16: Distribution des taux de formation d'étoiles de l'échantillon *Planck* High-z en fonction de la température du corps noir modifié utilisé pour le calcul de la distribution de redshift photométrique, 25 K (en bleu) et 35 K (en violet). À gauche : pour les sources individuelles SPIRE de la zone *Planck*-IN, à droite : pour les structures composées de la somme des sources *Planck*-IN pour chaque source *Planck*.

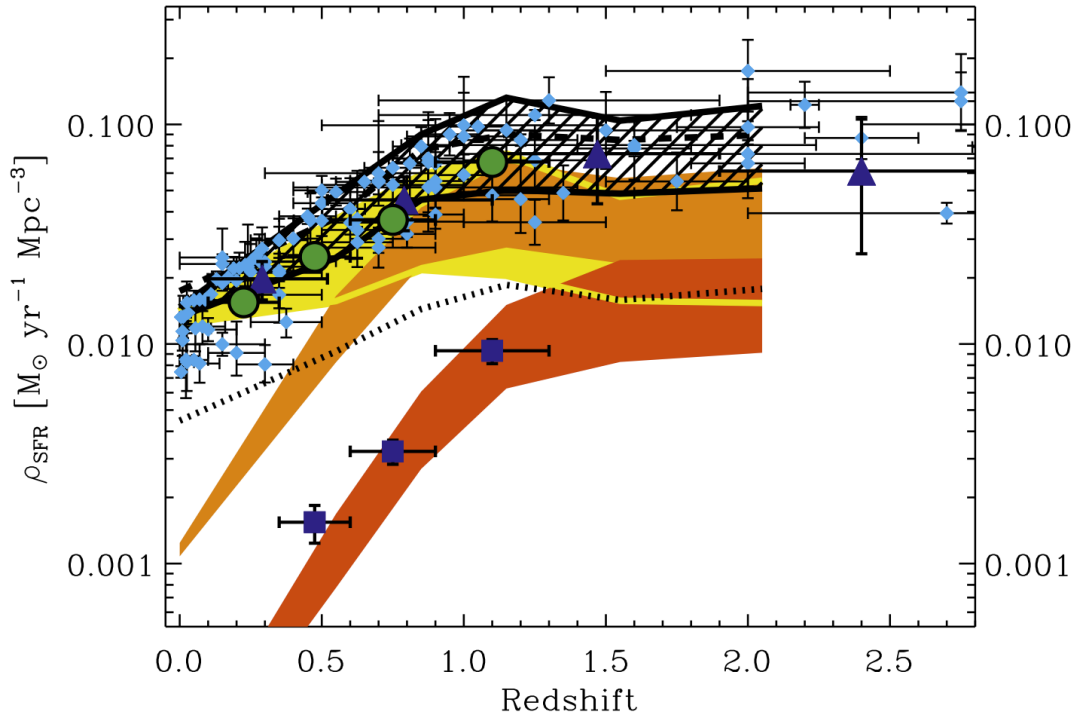


FIGURE 4.17: Variation de la densité de taux de formation d'étoiles ρ_{SFR} en fonction du redshift déduit de la luminosité IR (zone hachurée). Les zones de couleur tracent les contribution des galaxies "normales" (en jaune), des LIRGs (en orange) et des ULIRGs (en rouge). Les points sont des données extraites de différents relevés. Figure 10 de [Maggioni et al. \(2011\)](#)

comptages de galaxies montrent un excès de sources à bas flux $S_\lambda < 60$ mJy et à haut flux $S_\lambda > 400$ mJy, compatible avec la présence de surdensités de sources rouges et de sources amplifiées par lentillage gravitationnel respectivement. Les estimations de champs de densité montrent que la densité des sources dans les zones *Planck*-IN, en appliquant la sélection en couleur, est significativement supérieure au fond du ciel, prouvant la présence de surdensités de sources rouges. L'analyse par empilement montre également la signature d'une surdensité de sources incompatible avec le signal d'amas de galaxies à $z < 1$, de sources rouges brillantes isolées ou du fond de ciel. En fixant la température de poussière à $T_d = 35$ K j'ai pu estimer la distribution en redshift photométrique de l'échantillon avec un pic à $z = 2$. J'en déduis une distribution de luminosité de structures avec un pic à $L_{IR} = 4.10^{13} L_\odot$ et une distribution de SFR piquant à $7000 M_\odot \cdot \text{yr}^{-1}$. Tous ces signaux montrent que l'échantillon est composé de surdensités de sources en flambée de formation stellaire à des redshifts $z \sim 2$, compatibles avec la signature d'amas de galaxies starburst en phase de formation stellaire intense. Cependant, les données photométriques SPIRE seules ne suffisent pas à discriminer entre des amas de galaxies à haut redshift et des alignements fortuits de sources infra-rouge lumineuses. Pour tenter de résoudre ce problème, il faut ajouter des contraintes sur les

résultats en acquérant des données complémentaires, photométriques et spectroscopiques.

Chapitre 5

Programmes d'observations complémentaires

Les résultats préliminaires de photométrie SPIRE obtenus entre 2012 et 2015 nous ont permis de sélectionner des sources à observer avec d'autres observatoires. Ces observations à d'autres longueurs d'onde et de meilleure résolution, nous permettent de contraindre mieux les spectres des sources et les estimations de redshift en ajoutant un quatrième point photométrique.

5.1 SCUBA-2

Les seules trois bandes photométriques de SPIRE ne permettent pas de mettre des contraintes sur les propriétés physiques des sources observées, mais avec uniquement trois points photométriques, cela peut être amélioré. L'observation à d'autres longueurs d'onde ajoutera des contraintes sur le spectre des sources, et donc sur ce qui en découle (redshift photométrique, luminosité, SFR, etc.). Nous avons obtenu du temps d'observation sur l'instrument SCUBA-2 du JCMT, qui observe à $850\ \mu\text{m}$ avec une résolution de $13''$ équivalente à celle de SPIRE $250\ \mu\text{m}$ de $18''$.

5.1.1 Instrument

Le Submillimetre Common-User Bolometer Array 2 ([Holland et al. 2013](#)) est un instrument composé de 10000 bolomètres fonctionnant simultanément à 450 et $850\ \mu\text{m}$, installé sur le James Clerk Maxwell Telescope (JCMT), un télescope de 15 m de diamètre

situé sur le Mauna Kea à Hawaï. Les bolomètres sont répartis en 8 matrices, 4 par longueur d'onde, le tout refroidi à 75 mK en fonctionnement. La PSF de l'instrument est de $13''$ à $850\ \mu\text{m}$ ce qui permet d'ajouter un quatrième point photométrique au spectre des sources SPIRE en assurant une identification des contreparties entre les longueurs d'onde.

L'instrument possède deux modes de balayage du ciel : DAISY pour les champs dont la taille est environ celle couverte par les détecteurs ($3' \times 3'$) et PONG pour les champs plus grands. DAISY est un mode de scan du ciel à vitesse constante et conservant le centre du champ sur la surface des matrices de détecteurs en faisant des mouvements quasi-circulaires du télescope. PONG est un mode de scan avec un champ carré où le télescope fait des allers retours pour scanner le ciel pour des champs jusqu'à 1° de diamètre. Les sources *Planck* ayant une taille d'environ $5'$, nous choisissons le mode DAISY pour nos observations.

5.1.2 Sélection des sources

Les sources sont sélectionnées premièrement en fonction des contraintes de coordonnées données par la position de l'observatoire, à savoir une déclinaison $-59^\circ < \delta < +70^\circ$ dépendante de la latitude de l'observatoire, et une ascension droite dépendante de la période d'observation $\pm 5h04'$. Ensuite les sources sont sélectionnées en fonction de leur couleur et de leur brillance supposée à $850\ \mu\text{m}$. Le flux S_{850} des sources *Herschel-SPIRE* est extrapolé à partir d'un ajustement d'un spectre de corps noir modifié sur les flux S_{250} , S_{350} et S_{500} . Je sélectionne ensuite les sources les plus brillantes appartenant aux sources *Planck* avec la plus forte estimation de densité (sect. 4.5.2). Cela amène à 67 champs *Planck* observés avec SCUBA-2, dont 10 sont des sources lentillées.

5.1.3 Observations

Les 67 champs *Planck* High-z sont observés avec SCUBA-2 en mode DAISY (Fig. 5.1) pour scanner une zone de $3' \times 3'$ commune avec la zone *Planck*-IN d'environ $5'$ de diamètre. Nous voulons détecter des sources jusqu'à 8 mJy. Les observations se sont étalées sur trois demandes de temps entre 2012 et 2014 pour un total de 52.5h demandées. Ces trois demandes sont faites en collaboration avec des équipes canadiennes et anglaises. Les PI (Principal investigator) des demandes sont Douglas Scott en 2012, Dave Clements et Todd Mackenzie en 2013. Grâce au système de queue d'observation de SCUBA-2, les nôtres ont été menées lors des périodes propices, sans nécessiter la

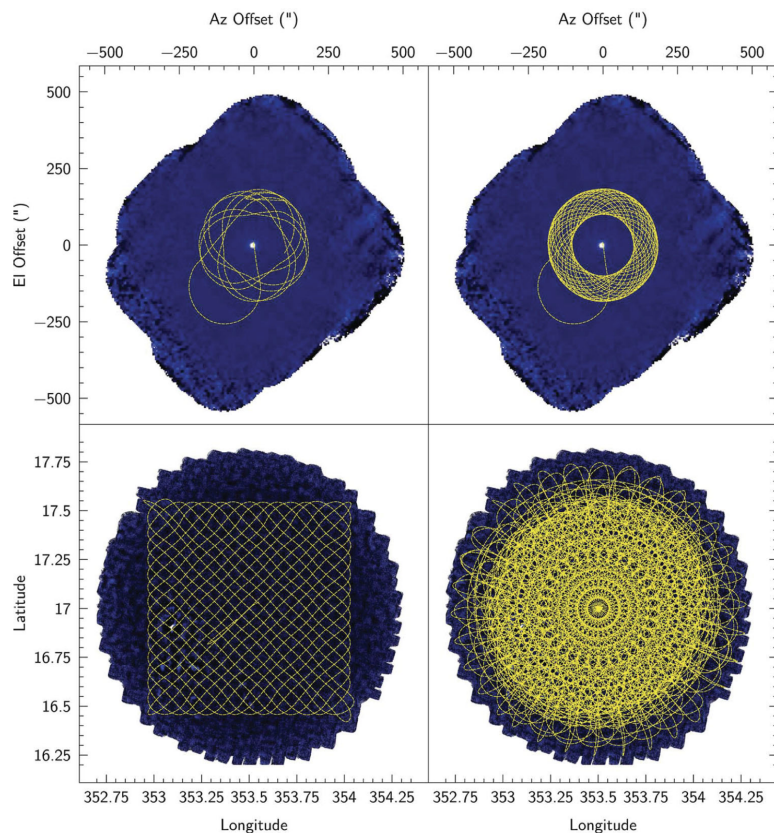


FIGURE 5.1: Trajectoire du centre du champ de vue du télescope pour les deux différentes stratégies de scan du ciel de SCUBA-2. *En haut* : DAISY pour les petits champs, la source à observer reste dans le champ de vue de l’instrument tout au long de l’observation. *En bas* : PONG pour les grands champs, le télescope fait un balayage du champ voulu. On voit l’empreinte sur le ciel de la trajectoire du télescope pour un cycle (*à droite*) et plusieurs cycles (*à gauche*) (figure 11 de [Holland et al. \(2013\)](#)).

présence d’un observateur de notre collaboration. Du temps de présence est tout de même requis de la part des observateurs et notre collaboration a participé à plusieurs d’entre elles dont une où j’ai pris part. Les conditions météo sont requises avec le grade 2-3, ce qui correspond au Mauna Kea à des taux de vapeur d’eau précipitable (PWV, Precipitable Water Vapour) de $0.83 < PWV < 1.58$ mm et $1.58 < PWV < 2.58$ mm respectivement. Cette valeur peut également être interprétée en terme d’opacité de l’eau dans l’atmosphère τ à 1.3 mm (225 GHz), soit $0.05 < \tau < 0.08$ et $0.08 < \tau < 0.12$ pour les grades 2 et 3 respectivement.

J’ai pris part à la dernière séance d’observation de notre collaboration au mois d’août 2014. Sur les cinq nuits prévues, trois ont pu être utilisées pour des observations SCUBA-2. La première nuit le télescope était inopérant à cause d’un problème technique des moteurs de rotation de la coupole suite à un typhon trois jours plus tôt. Mais cela a permis de remettre l’instrument à température après la mise en “safe mode” durant la tempête. La deuxième nuit les conditions météo n’étaient que de grade 5, ce qui

ne permet pas d'observation avec SCUBA-2. Puis les trois dernières nuits la météo a évolué de grade 3 à 2, ce qui nous a permis de faire nos observations restantes. Cette période était également la dernière du temps d'observation canadien avant le passage du télescope à une autre tutelle. Comme nos sources étaient les dernières de la liste d'observation, j'ai participé aux observations de nos champs *Planck* High-z.

5.1.4 Réduction et traitement des données

La procédure de réduction des données est fourni pour SCUBA-2 par les équipes du JCMT. Elle utilise les timelines des bolomètres en connaissant la stratégie de scan du télescope (ici DAISY). On obtient une carte de données brute. Comme nos champs sont des champs cosmologiques, nous ne voyons pas apparaître de sources en dehors des sources lentillées dans les données brutes. On doit donc traiter les données de manière à faire apparaître les sources présentes dans les cartes. Une méthode est de lisser les cartes pour augmenter le SNR. Ce peut ne pas être suffisant pour voir des sources très faibles (~ 8 mJy). Une façon plus efficace de faire apparaître les sources présentes est d'utiliser un match-filter, qui consiste à convoluer la carte avec la PSF de l'instrument (FIG. 5.2). Cela a pour effet de révéler préférentiellement les sources de l'ordre de grandeur de la PSF, ce qui est le cas pour l'échantillon *Planck* High-z.

5.1.5 Détection et photométrie

Pour la détection et la photométrie en champs profonds avec SCUBA-2 faite par Todd Mackenzie, on applique un match-filter avec une PSF de $14''$ pour les sources ponctuelles et une soustraction d'un fond lissé à $30''$. La PSF du match-filter est calibrée pour que les flux retrouvés avec le match-filter ne soit pas altérés par rapport à la carte brute. On cherche ensuite dans les images filtrées les pics de SNR. Une fois l'image filtrée, il suffit de prendre le pixel le plus brillant d'une source pour avoir son flux. On utilise une coupure à 4σ pour le catalogue de sources SCUBA-2 où σ est l'écart-type de la carte.

5.1.6 Analyse jointe SPIRE-SCUBA-2

J'associe la position des sources SCUBA-2 avec les sources SPIRE dans un rayon de $1 \times \text{FWHM SPIRE}$ à $350 \mu\text{m}$, soit $25''$. Je trouve au total 114 sources communes aux deux catalogues sur 250 sources détectées dans les données SCUBA-2. Parmi ces sources, 91

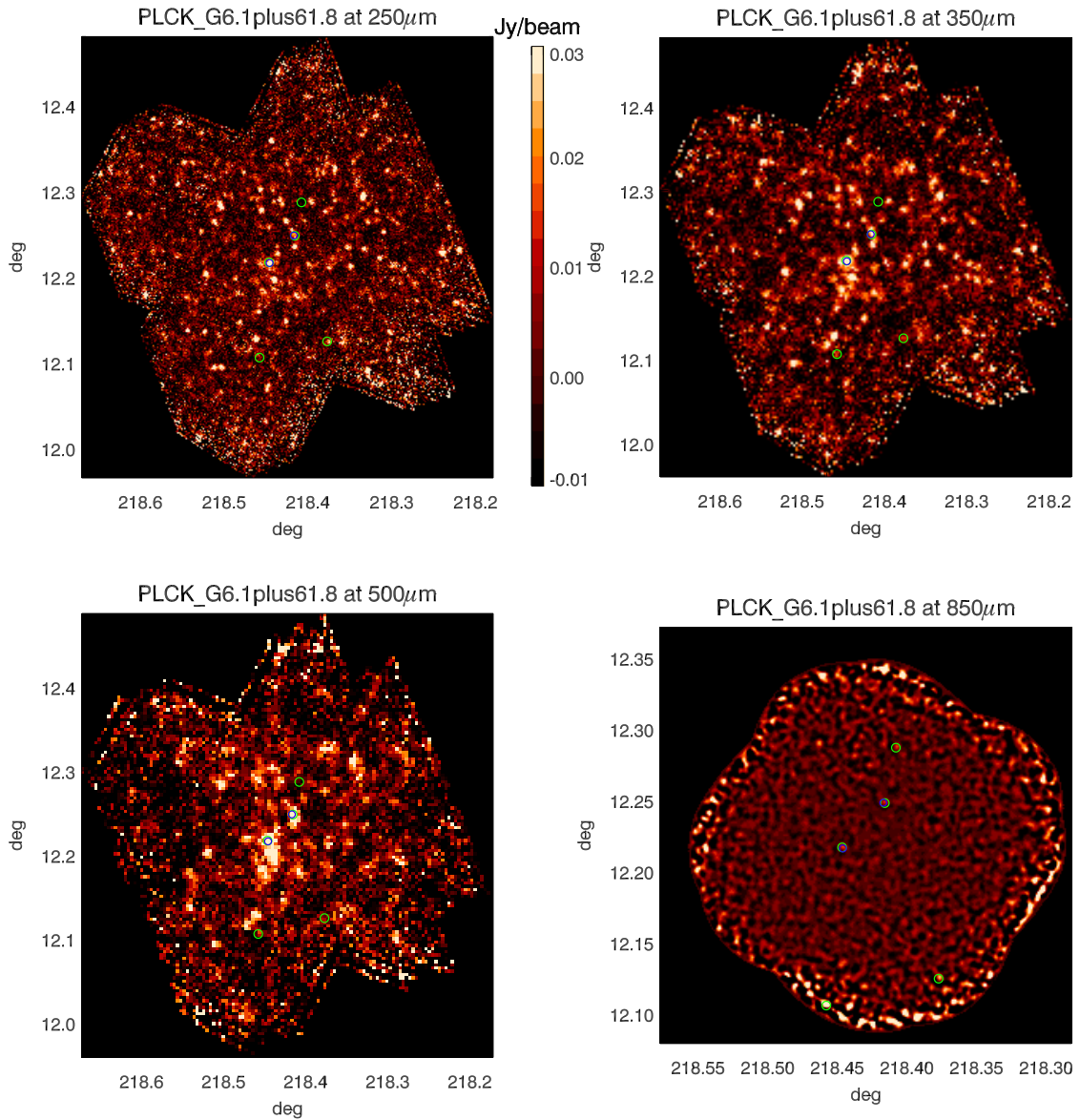


FIGURE 5.2: De gauche à droite et de haut en bas : Carte SPIRE 250, 350, 500 μm et SCUBA-2 850 μm avec match-filter. Les cercles verts représentent les sources SCUBA-2 et les bleus les sources SPIRE correspondantes.

font parties de la zone *Planck*-IN. La photométrie SCUBA-2 permet d'ajouter un point photométrique au spectre des sources en plus des trois points SPIRE (Fig. 5.3). De cette façon, la contrainte sur l'ajustement de spectre de corps noir de la section 4.7 est plus forte, ce qui a pour effet de diminuer l'incertitude sur les redshifts photométriques déduits ($\sigma_z \sim 0.2$). Cependant, on voit dans la figure 5.3 que le corps noir modifié à 35 K ne passe pas par tous les points photométriques, notamment à 500 μm . Cela peut s'expliquer de différentes façons : 1) le flux déterminé à 500 μm est surestimé, mais au vu de la figure 3.9 le flux à cette longueur d'onde n'est pas biaisé par rapport aux sources modélisées ; 2) le flux déterminé à 850 μm est sous-estimé, ce qui corroborerait

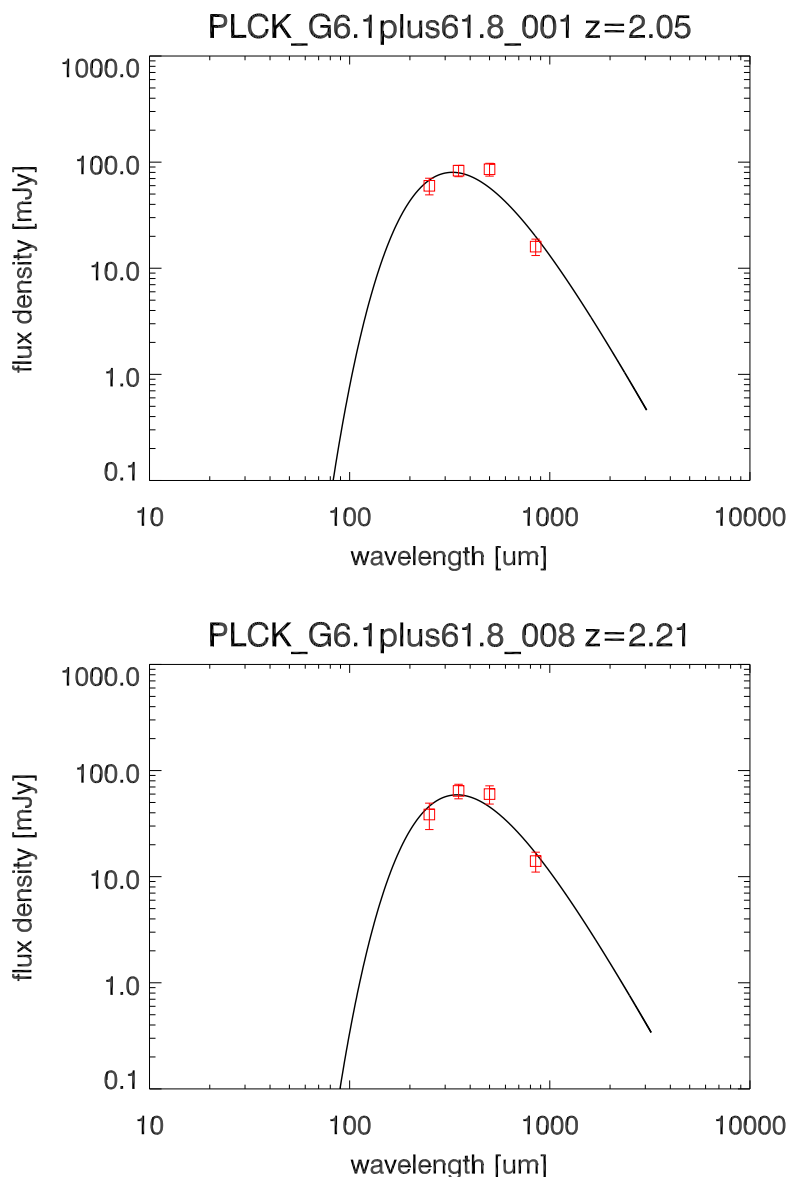


FIGURE 5.3: Quelques exemples d'ajustement de spectre de corps noir modifié à 35 K sur les données photométriques SPIRE (250, 350, 500 μm) et SCUBA-2 (850 μm) combinées. Les deux sources sont celles communes aux deux catalogues (SPIRE et SCUBA-2) du champ PLCK 6.1+61.8

la figure 5.5 où le flux prédit par un corps noir modifié à 35 K est $\sim 20\%$ supérieur au flux mesuré ; 3) La température de poussière utilisée pour le modèle de corps gris ajusté n'est pas la température réelle de la source observée, ce qui semble être la solution la plus probable. En effet, le redshift et la température de poussière étant dégénérés (cf. sect. 4.1.1), il n'y a aucun moyen de déterminer l'un sans fixer l'autre.

Il en sort une nouvelle distribution de redshifts photométriques pour un corps noir modifié à 35 K. Dans la figure 5.4, on voit que la distribution avec les points SCUBA-2

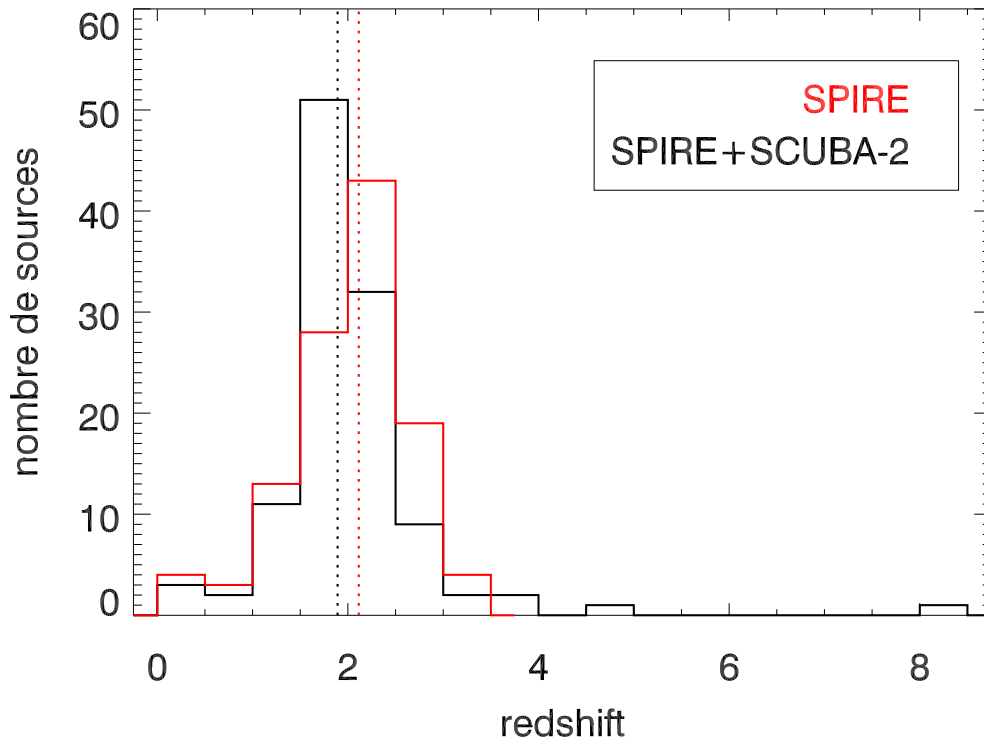


FIGURE 5.4: Distribution de redshifts des sources observé avec SCUBA-2. *En noir* : Les redshifts sont estimés avec la combinaison des photométries SPIRE et SCUBA-2. *En rouge* : Les redshifts sont estimés seulement avec la photométrie SPIRE. Les lignes verticale indiquent les médianes de chaque distribution.

pique à un redshift $z \sim 1.7$ plus bas que la distribution de SPIRE $z \sim 2.2$. La médiane de la distribution passe de $z_{med} = 2.1$ sans les données photométriques SCUBA-2 à $z_{med} = 1.9$ avec celles-ci. Les redshifts restent dans la fourchette initialement attendue de $2 \leq z \leq 4$.

À partir des données photométriques SPIRE, j'ai pu extrapoler le flux des sources à $850 \mu\text{m}$. Je peux maintenant comparer mes estimations aux flux mesurés de SCUBA-2. Cette comparaison est faite dans la figure 5.5. On voit que les flux SCUBA-2 sont en moyenne inférieurs aux flux prédits. Le rapport $S_{predict}/S_{scuba}$ est en moyenne de 1.3 avec une dispersion de 0.8. Le rapport est compatible avec 1 donc on peut dire que les flux observés sont en accord avec les prédictions. Cependant, la dispersion autour de 1 est forte. Cela peut venir de plusieurs hypothèses : 1) pour prédire les flux à $850 \mu\text{m}$ il a fallu fixer une température de corps noir modifié, qui n'est probablement pas la température de poussières réelle des sources observées. 2) l'ajustement du corps noir modifié est fait sur seulement trois points, la contrainte sur les prédictions de flux est donc faible. 3) il se peut également que la source SPIRE et la source SCUBA-2 ne soient

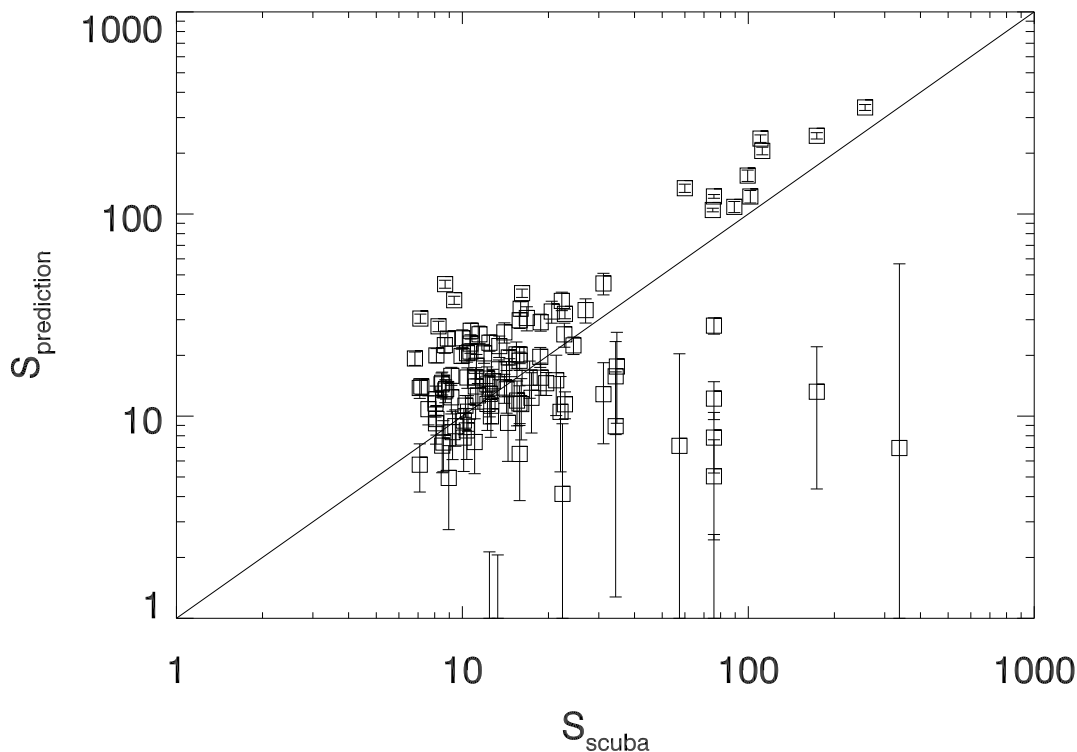


FIGURE 5.5: Comparaison des flux prédits à $850\ \mu\text{m}$ par l'ajustement d'un corps noir modifié aux points photométriques SPIRE aux flux mesurés SCUBA-2 à $850\ \mu\text{m}$. La ligne représente la droite de pente 1 où devrait être tracés les points. On note une forte dispersion autour de cette droite qui est de 0.8.

pas physiquement la même, on pourrait avoir un alignement fortuit de deux sources, l'une contribuant dans les longueurs d'onde SPIRE et l'autre SCUBA-2, dans ce cas la comparaison des flux n'a pas lieu d'être.

5.2 SPT DSFGs (Dusty Star Forming Galaxies)

Le travail sur l'association des données *Planck* et SPT fait par Niraj Welikala ([Welikala et al. 2015](#)) a demandé une analyse de leurs données *Herschel*-SPIRE. J'ai mis à profit la photométrie utilisée sur nos données *Planck* High-z, ainsi que les comptages de sources et ma méthode de création du catalogue multi-longueurs d'onde. Je vais décrire ici le travail que j'ai effectué sur l'échantillon SPT DSFG dans le but de mesurer l'excès de flux généré dans les données *Planck*-HFI par les sources SPIRE en périphérie des sources SPT.

5.2.1 Instrument

Le South Pole Telescope (SPT, [Carlstrom et al. \(2011\)](#)) est un télescope de 10 m installé au pôle Sud observant dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique. L'instrument SPT-SZ est une matrice de 960 bolomètres observant à 95 GHz (3.2 mm), 150 GHz (2 mm) et 220 GHz (1.4 mm). La PSF de l'instrument est une gaussienne avec une FWHM de 1.05' et 1.15' à 1.4 et 2 mm respectivement.

5.2.2 Échantillon

La sélection de l'échantillon des galaxies poussiéreuses à formation d'étoile (Dusty Star Forming Galaxies, DSFGs) est faite dans les données SPT à 1.4 et 2 mm ([Vieira et al. 2010](#)). Les sources sont séparées en deux catégories : dominées par l'émission de poussière ou dominées par l'émission synchrotron. La séparation est faite par l'ajustement d'une loi de puissance $S_\nu \propto \nu^\alpha$ entre les deux longueurs d'onde. La valeur de α permet de différencier les deux catégories : $\alpha = 3$ pour l'émission des poussières et $\alpha = -1$ pour l'émission synchrotron. Cette sélection permet d'obtenir 65 DSFGs sur un champ de vue de 2500 deg² au total. 62 de ces galaxies ont été observées par la suite avec *Herschel*-SPIRE et sont visibles dans les données *Planck*. Le redshift moyen de ces sources est de $\langle z \rangle = 3.5$ ([Weiß et al. 2013](#)), et elles ont été confirmées comme étant des sources amplifiées par lentillage gravitationnelle grâce à des observations ALMA ([Hezaveh et al. 2013](#)). Le halo de matière faisant office de lentille doit tomber dans l'intervalle de redshift $z \sim 0.1 - 2.0$ ([Hezaveh & Holder 2011](#)).

5.2.3 Problématique : Planck & SPT

Pour mesurer la contribution des DSFGs dans les données *Planck*-HFI, on procède à un empilement (stacking analysis) des sous-cartes *Planck* centrées sur les positions des DSFGs. Le signal résultant doit contenir plusieurs composantes astrophysiques : 1) le signal de l'échantillon SPT DSFG, 2) une moyenne de fond du CIB, 3) un signal des sources haut redshift groupées avec les DSFGs et 4) un signal de sources d'avant plan appartenant au halo servant de lentille. Dans la figure 5.6, on trace le flux moyen des observations des SPT DSFGs par différents instruments. Lorsque l'on mesure le flux du stacking *Planck* par photométrie d'ouverture, il apparaît un excès de flux par rapport au autres observations (SPT, LABOCA, SPIRE). Si l'on mesure le flux moyen des SPT DSFGs dans *Planck* avec un ajustement de SED d'une source compacte, alors on

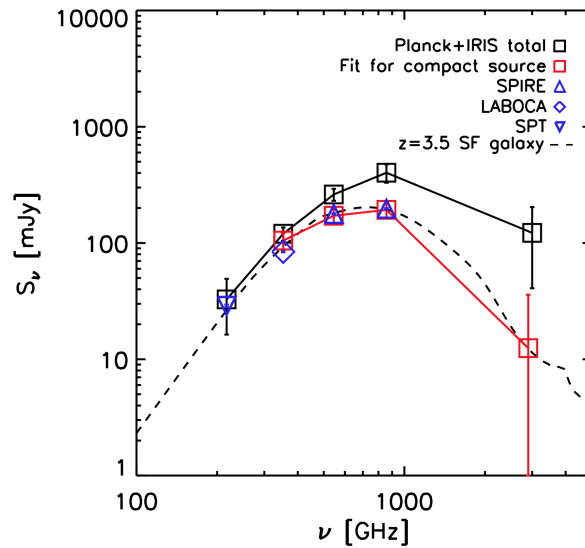


FIGURE 5.6: Distribution spectrale d'énergie de l'empilement des sources SPT DSFGs dans les cartes *Planck*-HFI. Les flux déterminés par photométrie d'ouverture dans les données *Planck* et IRIS (carrés noirs) sont supérieurs aux flux des sources SPT DSFGs déterminés dans les données SPIRE (triangles bleus), LABOCA (losange bleu) et SPT (triangle inversé bleu). Lorsque l'on utilise un ajustement de source compacte sur les données *Planck* (carrés rouges), alors on retrouve un flux cohérent entre les instruments. On montre aussi un spectre de galaxie à formation d'étoile du modèle de Magdis et al. (2012) à $z = 3.5$ (pointillés noirs). On note donc un excès de flux entre la photométrie d'ouverture et la photométrie par ajustement et le spectre de galaxie. Figure 3 de Welikala et al. (2015)

retrouve des flux cohérents avec les autres observations. Il reste cependant un excès de flux entre celui de la source compacte (DSFG) et la photométrie d'ouverture. Cet excès doit provenir d'une combinaison des trois autres composantes pouvant participer au signal total dans les données *Planck*.

Ma participation à ce projet vise à estimer la proportion des composantes 2) et 3) dans le signal d'excès via une analyse des champs *Herschel*-SPIRE de l'échantillon SPT DSFGs. En observant les sources SPIRE individuel dans un rayon de 3.5' autour de la DSFG je peux estimer leur contribution au signal d'excès *Planck*.

5.2.4 Analyse Herschel des champs SPT

La détection et la photométrie des sources SPIRE utilise la même méthode que dans la section 3.1. Comme c'est un programme d'observation différent (OT2.jvieira_5, PI : J. Vieira) avec un temps d'intégration différent (445 s/champ), je calcule la précision photométrique (Fig. 5.7) et la complétude (Fig. 5.8) pour l'échantillon SPT DSFG. On voit sur la figure 5.7 que la photométrie après application des mêmes facteurs correctifs

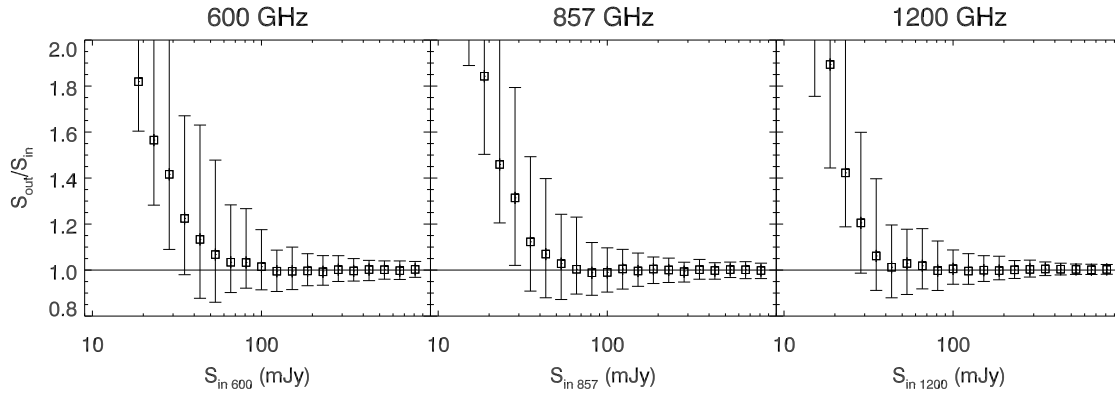


FIGURE 5.7: De gauche à droite : Précision photométrique de l'échantillon SPT DSFG à 500, 350 et 250 μm en fonction du flux des sources. Figure B1 de [Welikala et al. \(2015\)](#)

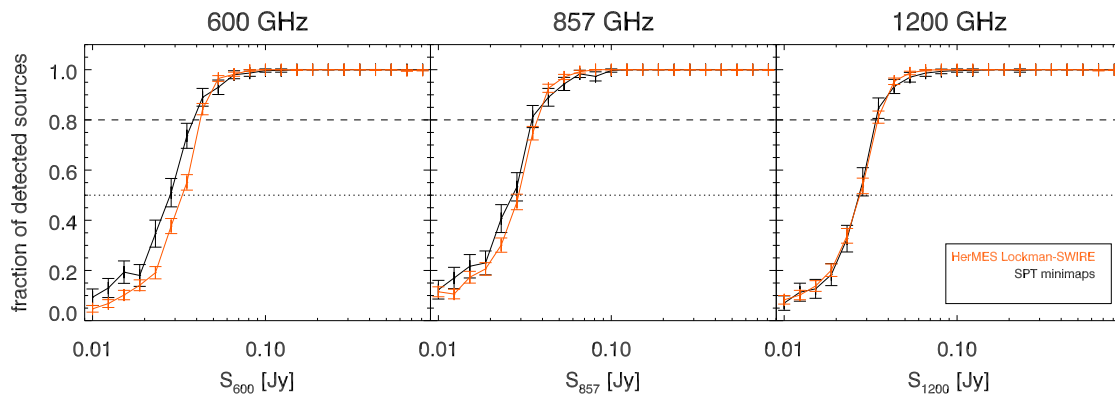


FIGURE 5.8: De gauche à droite : Complétude de l'échantillon SPT DSFG à 500, 350 et 250 μm (en noir) et HerMES Lockman-SWIRE (en orange). Les deux champs ont des complétudes similaires et peuvent donc être comparés directement. Les niveaux de 80% et 50% de complétude sont tracés en tirets et pointillés respectivement (c.f. tab. 3.2). Figure B1 de [Welikala et al. \(2015\)](#)

qu'en section 3.2.2 est exacte à 20% près pour des valeurs de flux $S_\lambda > 40$ mJy à 250 et 350 μm soit environ 4σ d'après le tableau 3.1. Les valeurs de flux de complétude à 80% sont dans le tableau 3.2. On voit que les données SPIRE de l'échantillon SPT sont complètes pour un flux légèrement meilleur que le *Planck* High-z et HerMES Lockman-SWIRE mais reste du même ordre de grandeur ~ 40 mJy.

Le but ici est de contraindre la contribution des sources, dans un rayon de 3.5' autour de la DSFG, à l'excès de flux *Planck*. Pour cela, je vais conserver les sources détectées dans ce rayon avec une haute significativité en prenant $S_{350} > 50$ mJy ce qui équivaut à environ 6σ . Cette sélection est faite pour assurer que les sources ne sont pas de fausses détections. Avec ces critères, j'obtiens 12 sources "voisines" pour 60 DSFGs. Je regarde si cela crée un excès de sources par rapport à un champ de contrôle, ce qui pourrait expliquer l'excès de flux constaté. Pour identifier la nature des sources contribuant à

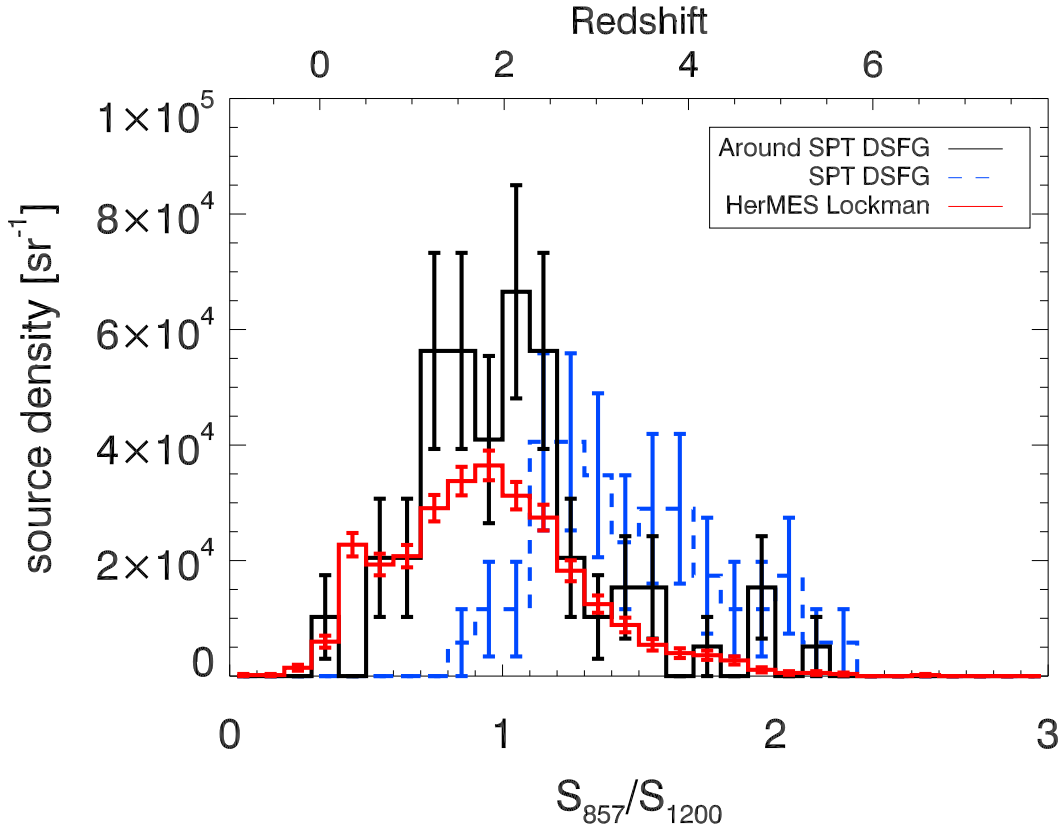


FIGURE 5.9: Densité de sources en sr^{-1} par intervalle de couleur S_{350}/S_{250} . En noir : les sources voisines des SPT DSFGs, en bleu : les sources lentillées SPT DSFGs et en rouge : les sources détectées dans le champ de contrôle HerMES Lockman-SWIRE. L'estimation du redshift équivalent à la couleur pour une galaxies à fort taux de formation stellaire est faite à partir du modèle de Béthermin et al. (2012a). Les sources voisine ont une couleur compatible avec le champ de contrôle. Les sources SPT DSFGs ont une couleur supérieur car elles sont à plus haut redshift ($\langle z \rangle = 3.5$). Figure 6 de Welikala et al. (2015)

l'excès de flux, je trace la densité de sources par intervalle de couleur. Dans la figure 5.9 on voit que les sources "voisines" ont une couleur différente des DSFGs. Ce qui, d'après l'estimation du redshift, place ces sources voisines comme appartenant à la structure servant de lentille gravitationnelle. Lorsque l'on compare la densité des sources voisines avec le champ de contrôle (en rouge sur la Fig. 5.9), on voit que les sources voisines présentent un excès de densité dans le rayon de 3.5' autour des DSFGs.

Pour voir si ces sources "voisines" ont une contribution significative à l'excès de flux observé dans *Planck*, je calcule l'excès de flux moyen dans un rayon de 3.5' engendré par la présence de ces sources par rapport à un champ de contrôle. Le calcul s'exprime de la manière suivante :

$$S_{\text{exces}} = \langle S_{\text{voisin}} \rangle - \langle S_{\text{controle}} \rangle \quad (5.1)$$

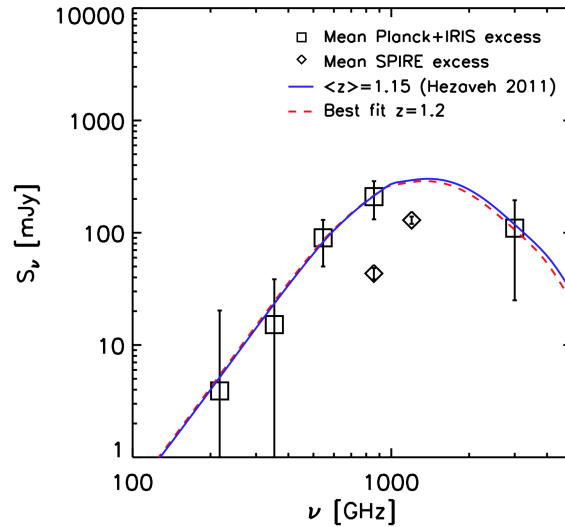


FIGURE 5.10: Distribution spectrale d'énergie de l'excès de flux de l'échantillon SPT DSGs empilé vu dans les données *Planck* (carrés noirs). Cet excès est calculé en soustrayant les flux déterminés par ajustement de source compacte au flux de photométrie d'ouverture. L'excès de flux des sources voisines vu dans les données SPIRE est également tracé (losanges noirs) et ne suffit pas à expliquer la totalité de l'excès. On compare l'excès de flux avec les SED de galaxies à formation d'étoile du modèle de Béthermin et al. (2012a), au redshift moyen théorique des halos servant de lentilles $\langle z \rangle = 1.15$ déterminé par Hezaveh & Holder (2011) (ligne bleue), et au redshift $z = 1.2$ du meilleur ajustement aux points photométriques de l'excès de flux (pointillés rouges). Figure 4 de Welikala et al. (2015)

avec :

$$\langle S_{\text{voisin}} \rangle = \frac{\sum S_{\text{voisin}}}{N_{\text{DSFG}}}$$

le flux moyen des sources "voisines" des DSGs où N_{DSFG} est le nombre de champs de l'échantillon SPT DSG (60) et S_{voisin} est le flux SPIRE des sources voisines. Et :

$$\langle S_{\text{contrôle}} \rangle = \frac{\sum S_{\text{contrôle}} \times \pi \times (3.5')^2}{A_L}$$

le flux moyen des sources du champs de contrôle dans un rayon de 3.5'. Où $S_{\text{contrôle}}$ est le flux des sources du champ de contrôle et A_L l'aire totale du champ de contrôle HerMES Lockman-SWIRE (18.2 deg²). L'excès de flux ainsi calculé vaut 130 ± 10 et 43 ± 5 mJy à 350 et 250 μm respectivement. Ces points sont tracés dans la figure 5.10 et on constate que l'excès de flux engendré par la présence des sources voisines ne suffit pas à expliquer la totalité de l'excès vu par *Planck*. Les sources SPIRE détectées ainsi contribuent pour 20% et 40% de l'excès de flux constaté à 350 et 250 μm .

On prédit (Welikala et al. 2015) que l'excès de flux vu par *Planck* est causé par les

galaxies du CIB agrégées par le halo de matière responsable du lentillage gravitationnel des SPT DSFGs. Environ 80% de ce signal est dû aux galaxies à formation d'étoiles des halos voisins du halo d'avant-plan dans le rayon de $3.5'$ soit 1.7 Mpc physiquement. Avec SPIRE, nous résolvons environ 20% de ce signal des halos voisins en sélectionnant les sources avec $S_{350} > 50\text{ mJy}$. Cela signifie que la majeure partie du signal d'excès n'est pas détectable car en dessous de la limite de confusion du CIB. Cependant, comme le redshift de l'excès est compatible avec le redshift moyen du CIB visible dans les longueurs d'ondes SPIRE (Béthermin et al. 2014) de $\langle z_{CIB} \rangle = 1.2$, l'excès de flux peut être associé aux galaxies amassées autour du halo servant de lentille gravitationnelle.

5.3 Observations supplémentaires en infrarouge proche

En complément de SPIRE et SCUBA-2, d'autres observations de suivi ont été effectuées et restent à analyser pour apporter plus de contraintes sur les propriétés des sources observées. Je n'ai pas participé directement à ces travaux, mais la sélection des sources à observer est basée sur les catalogues et les classifications que j'ai effectuées dans les chapitres 3 et 4.

5.3.1 Spitzer

Le Spitzer Space Telescope est un satellite de la NASA lancé en 2003. Il possède un miroir de 85 cm refroidit avec son système de détection à 5.5 K . Il possède trois instruments (IRAC (InfraRed Array Camera), MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer) et IRS (InfraRed Spectrograph)) permettant la photométrie et la spectroscopie de 3.6 à $160\ \mu\text{m}$. Le satellite, initialement prévu pour fonctionner 2.5 ans fonctionnera finalement 5.5 ans jusqu'à ce que le système de refroidissement s'arrête. Il passe ensuite en mode de fonctionnement chaud et permet des observations photométriques avec deux canaux de l'instrument IRAC à 3.6 et $4.5\ \mu\text{m}$ depuis 2009. Cet instrument à une PSF avec une FWHM de $1,95''$ et $2,05''$ à 3.6 et $4.5\ \mu\text{m}$ respectivement.

Nous avons soumis trois demandes pour observer des champs de l'échantillon *Planck* - High-z : une pour chaque campagne d'observation du "warm program" : GO9 et GO11 (PI : H. Dole) pour les surdensités et GO10 (PI : N. Nesvadba) pour les sources lentillées. Au total, 103 champs ont été proposés à l'observation (40 GO9, 10 GO10 et 53 GO11). *Spitzer*-IRAC est sensible à la population stellaire des galaxies, avec une

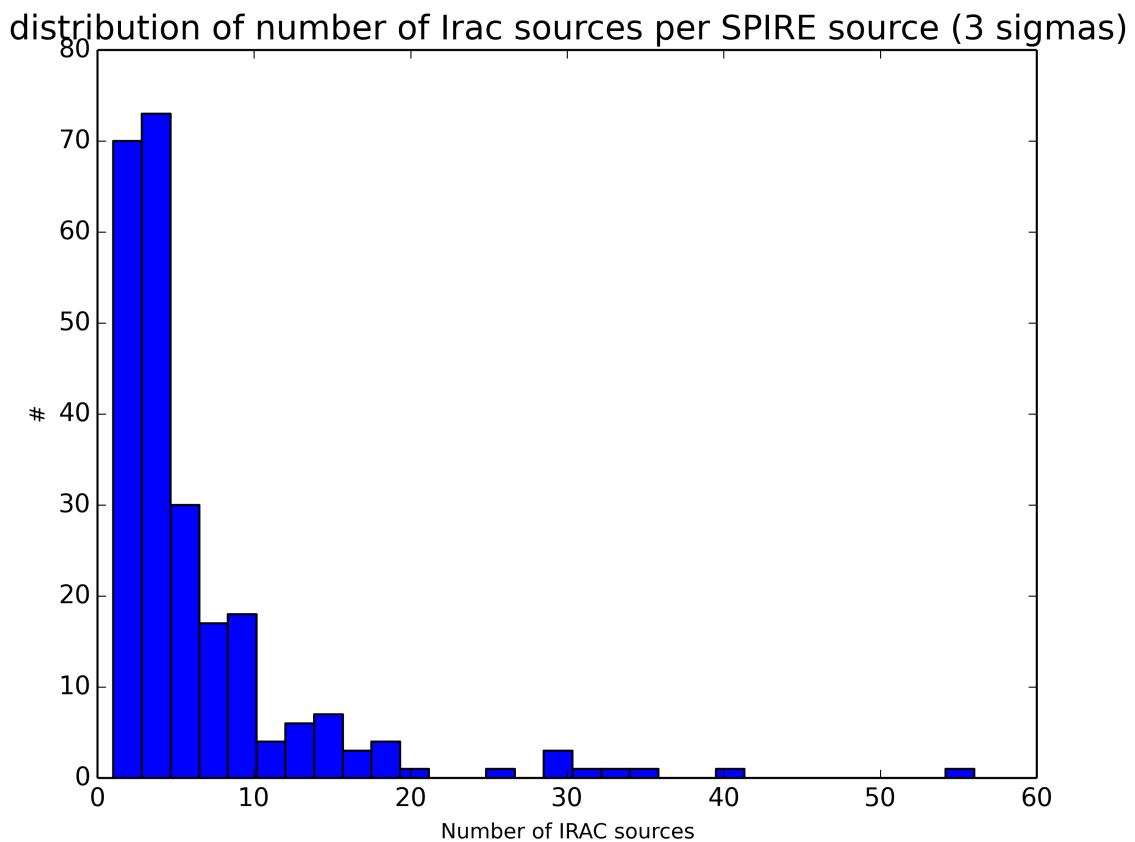


FIGURE 5.11: Distribution du nombre de sources Spitzer par zone SPIRE défini comme les contours à 3σ de SPIRE. Figure de [Martinache et al. \(2015\)](#)

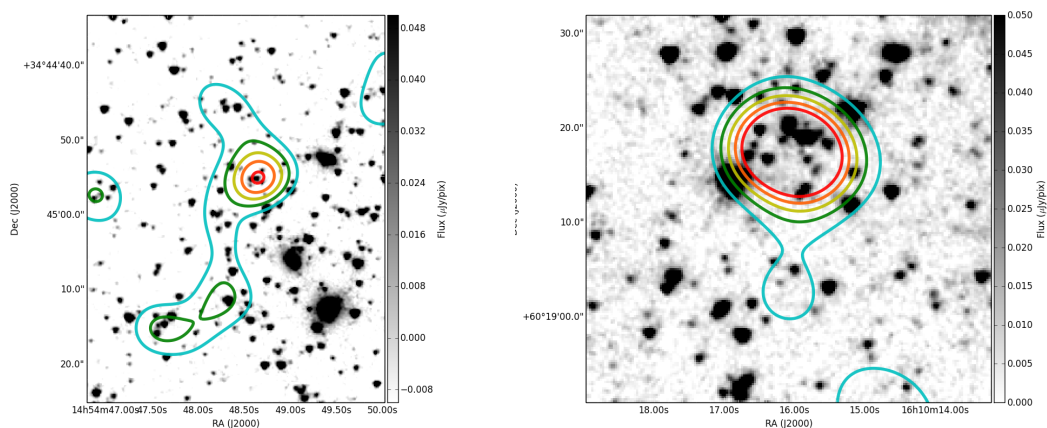


FIGURE 5.12: Deux exemples de zone de surdensité rouge dans les données *Spitzer*-IRAC à $3.6 \mu\text{m}$ des champs PLCK G56.7+62.6 (à gauche) et PLCK G91.9+43.0 (à droite). Les contours de couleur tracent les niveaux de significativité de surdensité AKDE avec la méthode de la section 4.5.2. Les sources utilisées pour calculer le champ de densité sont sélectionnés en couleur par $[3.6] - [4.5] > -0.1$ en magnitude. Figure de [Martinache et al. \(2015\)](#).

précision angulaire plus de 10 fois supérieure à SPIRE. Il permet d'identifier les contreparties stellaires des sources poussiéreuses vue par *Herschel*-SPIRE. De cette façon, cela permet de mettre des contraintes supplémentaires sur le type de galaxie observée ainsi que leur redshift, SFR, masse, etc. L'analyse des 40 champs GO9 est en cours dans [Martinache et al. \(2015\)](#). La sélection des sources à observer avec *Spitzer* est faite à partir des données SPIRE. Pour le programme GO9, cette sélection s'est principalement faite à l'œil et à partir des couleurs des sources car les analyses de densité n'étaient pas encore faites. Le programme GO10 visait les sources lentillées sélectionnées dans la section 4.3. Le programme GO11 en cours d'observation est composé des sources SPIRE sélectionnées à partir des résultats d'estimation de densité de la section 4.5.2. Les pointages utilisés sont déduit des coordonnées des sources rouges dans les zones *Planck*-IN des sources *Planck* ayant les plus hautes valeurs de significativité (Fig. 4.11).

La détection et la photométrie des sources sont faites avec `SExtractor`. L'association des champs SPIRE aux champs *Spitzer* montre que chaque source SPIRE est résolue en plusieurs sources *Spitzer*. En prenant les contours SPIRE à 3σ on obtient une moyenne de 7 sources *Spitzer* par zone SPIRE (Fig. 5.11). Avec la photométrie des sources dans les deux bandes IRAC, il est possible de calculer la couleur $[3.6] - [4.5] = 2.5 \log \frac{S_{4.5}}{S_{3.6}}$. On applique ensuite l'algorithme AKDE de la section 4.5.2 pour obtenir les champs de densité des sources rouges sur la sélection de sources $[3.6] - [4.5] > -0.1$ (Fig. 5.12).

5.3.2 CFHT

Le Canada-France Hawaiï Telescope est un télescope de 3.6 m de diamètre situé sur le Mauna Kea à Hawaiï. Il possède de multiples instruments permettant d'observer le ciel dans le visible et le proche infra-rouge. Avec l'instrument WIRCam (Wide-field InfraRed Camera) on peut observer nos champs dans les bandes Y ($1. \mu\text{m}$), J ($1.3 \mu\text{m}$), H ($1.6 \mu\text{m}$) et K ($2.1 \mu\text{m}$), ce qui permet d'ajouter des points photométrique aux spectres de nos sources et ainsi de contraindre plus fortement leurs paramètres physiques. Ces bandes d'observation sont sensibles à la population stellaire des galaxies et peuvent nous renseigner sur leur masse stellaire. L'analyse des données obtenues est à venir et fera l'objet d'une étude future.

Une première étude de données CFHT a été faite (Fig. 5.13, [Flores-Cacho et al. \(2015\)](#)). Elle permet d'identifier les contreparties infra-rouge proche des sources SPIRE avec assez de résolution ($\sim 1''$) pour sélectionner les sources à observer avec un spectromètre (VLT/Xshooter). On peut ainsi déterminer les redshifts spectroscopiques de 16 sources formant deux structures, une à $z \simeq 1.7$ et l'autre à $z \simeq 2.0$.

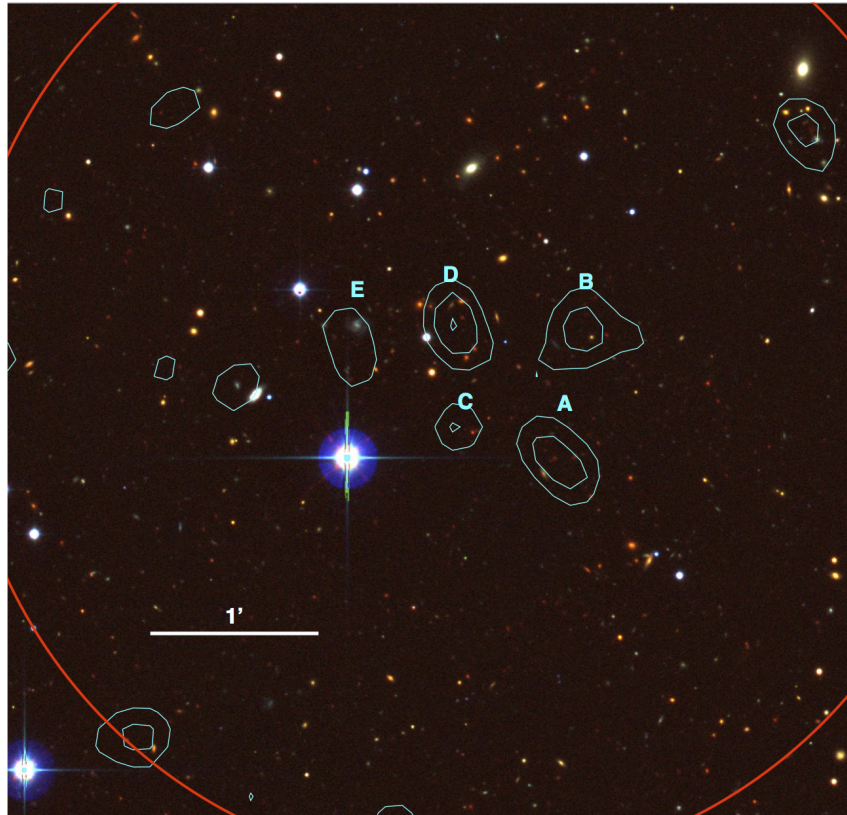


FIGURE 5.13: Image trois couleurs du CFHT (R : K_s , G : i , B : g). Les contours de SPIRE à $250\ \mu\text{m}$ tracent les cinq sources d'intérêt de 17p732 (contours cyan). Le cercle rouge représente la taille de la PSF de *Planck*-HFI. Figure 4 de Flores-Cacho et al. (2015).

5.3.3 WHT

Le William Herschel Telescope situé à La Palma aux Canaries est un télescope de 4.2 m observant dans l'infrarouge proche. Nous avons observé 5 sources avec l'instrument LIRIS (Long-slit Intermediate Resolution Infrared Spectrograph) en imagerie dans les bandes J et K. Ces données, comme celle du CFHT nous permettent de contraindre le spectre de nos objets dans l'IR proche et donc d'ajouter des contraintes sur leur composante stellaire.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Des surdensités de sources rouges à redshift $z \sim 2$

À partir des fluctuations positives du CIB étudiées avec le satellite *Planck*, l'équipe de Toulouse a sélectionné 2151 sources brillantes ([Planck Collaboration 2015](#)) pouvant être : soit une source amplifiée par lentillage gravitationnel, soit un amas de galaxies à haut redshift ($z \geq 2$), soit un alignement de sources fortuit. Pour différencier ces trois possibilités, j'ai étudié dans cette thèse les données *Herschel* de la sélection *Planck*.

Sur les 2151 ([Planck Collaboration 2015](#)) fluctuations positives du CIB détectées dans les données *Planck*-HFI, 234 ont été observées avec *Herschel*-SPIRE. Parmi cet échantillon, 4 champs sont contaminés par des cirrus galactiques et 2 sont des observations doubles, ce qui laisse 228 champs uniques dans l'échantillon *Planck* High- z .

Dans cette sélection, j'ai identifié sept sources lentillées avec un flux $S_{350} > 400$ mJy, et en descendant à $S_{350} > 300$ mJy quatre sources supplémentaires ont été identifiées comme lentillées ([Canameras et al. 2015](#)). Ces sources sont parmi les plus brillantes du ciel sub-millimétrique et ont des redshift spectroscopiques entre $z = 2.2$ et $z = 3.6$ ([Canameras et al. 2015](#)). Elles permettent de sonder la formation stellaire à haut redshift et à haute résolution spatiale.

Il reste 217 surdensités de sources que j'ai étudiées. J'ai calculé les champs de densité associés à chaque champ *Herschel* en sélectionnant les sources rouges ($\frac{S_{250}}{S_{350}} < 1.4$ et $\frac{S_{500}}{S_{350}} > 0.6$). 50% de l'échantillon a une surdensité significative à plus de $10\sigma_{dens}$. Les champs de contrôle n'atteignent cette valeur de significativité qu'à environ 5%. Notre

échantillon est donc principalement composé de surdensités de sources rouges significatives. Nous n'avons pas d'équivalent en terme de surdensités de sources rouges et brillantes.

L'étude de l'une des surdensités a débuté avant mon arrivée et est identifiée comme deux structures avec des redshifts spectroscopiques de $z \sim 1.7$ et $z \sim 2.0$ (Flores-Cacho et al. 2015). En supposant que les sources identifiées à ces redshifts sont des galaxies à formation d'étoile, j'ai calculé leur température de poussière par l'ajustement d'un modèle de corps noir modifié. J'ai obtenu des températures de $T_d \sim 27$ K et $T_d \sim 45$ K. Ces valeurs sont en accord avec les températures attendues entre 25 K et 40 K pour des galaxies à redshifts $z \sim 2$ (Magdis et al. 2010, 2012; Greve et al. 2012; Symeonidis et al. 2013; Weiß et al. 2013; Yuan et al. 2015).

En supposant une température de poussière fixée à $T_d = 35$ K, j'estime la distribution de redshift photométrique des sources SPIRE. Celle-ci pique à $z = 2$ et j'en déduis une distribution de luminosité autour de $4.10^{12} L_{\odot}$. À partir de ces valeurs, j'estime une distribution de taux de formation d'étoiles à partir de Bell (2003), ce qui donne une distribution de SFR piquant autour de $700 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$.

En supposant que les sources intérieures aux zones *Planck*-IN de chaque champ SPIRE sont communes à une structure, j'obtiens une distribution de luminosité totale de structure piquant à $4.10^{13} L_{\odot}$ avec un SFR à $7000 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1}$. Sachant que le nombre moyen de sources par zone *Planck*-IN est de 9.5, cela est cohérent avec la somme des résultats des sources individuelles. On peut estimer le SFR cosmique des surdensités en considérant une structure sphérique de 3 Mpc de diamètre, ce qui donne environ $500 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-3}$ contre environ $0.1 M_{\odot} \cdot \text{yr}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-3}$ d'après Madau & Dickinson (2014). Cet échantillon *Planck* High- z nous permet donc de sonder les zones de formation stellaire très intense de l'Univers, mais pas de mettre une contrainte sur le CSFR car il est biaisé vers les environnements très denses.

L'ajout de données photométriques supplémentaires avec SCUBA-2 à $850 \mu\text{m}$ peut poser une contrainte plus forte sur la distribution de redshifts et confirme que celle-ci pique à $z \simeq 2$. Cependant une seule longueur d'onde supplémentaire par rapport à SPIRE ne permet pas d'identifier la nature des sources et des surdensités. Plus de données photométriques et spectrométriques sont nécessaires pour discriminer entre amas de galaxies ou alignement fortuit de sources.

Durant cette thèse j'ai tenté de répondre aux questions de la section 1.4. J'ai pu identifier une des trois catégories de sources, les sources amplifiées par lentillage gravitationnel. L'imprécision des redshifts photométriques ($\Delta z \sim 0.5$) rend impossible l'association en structure des sources observées et donc ne permet pas de séparer les deux autres catégories, alignement de sources le long de la ligne de visée ou amas de galaxies. J'ai cependant pu déterminer un redshift moyen $z \sim 2$ correspondant à l'époque de formation des amas de galaxies. J'ai des indications que nos sources sont à grand redshift (Flores-Cacho et al. 2015; Santos et al. 2011; Canameras et al. 2015). J'ai pu estimer le taux de formation stellaire des sources, mais comme notre programme d'observation n'a pas une couverture homogène, je ne peux pas calculer la participation au CSFR des sources observées. J'ai pu identifier des surdensités exceptionnelles de sources rouges, mais je ne dispose pas de suffisamment de données pour contraindre leur masse, stellaire ou totale. J'ai montré que le taux de formation stellaire des sources est élevée dans la surdensité, montrant que lorsque la densité de sources est supérieure à la moyenne du fond de ciel à un redshift $z \sim 2$, le taux de formation stellaire également.

6.2 Perspectives

Seule une fraction (232/2151) des sources *Planck* du CIB ont été étudiées avec *Herschel*, ce qui laisse encore une grande partie de potentielles surdensités de sources rouges à observer. Sachant que la sélection de sources dans *Planck* est effectuée sur 26% du ciel, cela laisse encore de nombreuses sources à découvrir. Cela devrait à terme donner des contraintes sur la formation d'étoiles en environnement dense et sur la formation des structures sur tout le ciel.

Néanmoins, les données SPIRE seules ne sont pas suffisantes pour discriminer entre amas de galaxies en formation et alignement de sources le long de la ligne de visée. Bien qu'ayant montré que des sources sont exceptionnellement regroupées, brillantes et forment beaucoup d'étoiles, des données complémentaires de photométrie à d'autres longueurs d'onde (visible, IR proche) ou de spectrométrie sont nécessaires pour contraindre le redshift et le type de galaxies (elliptique, spirale, starburst, (U)LIRG, à noyaux actif, etc..) observées.

Dans le but de compléter les données, des programmes d'observations supplémentaires ont été effectués et sont en cours d'étude. 50 sources *Planck* dont 10 sources lentillées ont été observées avec Spitzer et 53 sont en cours d'observation. Les données Spitzer sont sensibles à la composante stellaire des galaxies. Sachant que le rapport des composantes poussière/stellaire varie en fonction du type de galaxies, ces données pourront

mettre des contraintes sur le spectre et le type de galaxie. L'identification des contreparties entre SPIRE (25'' de résolution) et IRAC ($\sim 2''$ de résolution) est la principale difficulté. Cette étude est en cours et paraîtra dans [Martinache et al. \(2015\)](#). D'autres données ont été acquises et sont en cours d'analyse (CFHT, WHT, etc...).

Toujours pour compléter les données et pouvoir contraindre plus de propriétés des sources (redshifts, luminosité et SFR plus précis, puis masse et type de sources), des demandes d'observations ont été faites et sont en cours (VLT, Keck, GEMINI, ALMA, ESO, ...). D'autres travaux seront nécessaires en lien avec des simulations et/ou la mise au point de modèles pour reproduire – et donc interpréter – nos données.

Bibliographie

- Alpher, R. A. 1999, *Odessa Astronomical Publications*, 12, 11
- Alpher, R. A., Bethe, H., & Gamow, G. 1948, *Physical Review*, 73, 803
- Amblard, A., Cooray, A., Serra, P., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L9
- Andreon, S., Newman, A. B., Trinchieri, G., et al. 2013, JKCS041 a Coma cluster progenitor at $z=1.803$, arXiv e-print 1311.4361
- Bavouzet, N. 2008, PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 762, L31
- Bell, E. F. 2003, *The Astrophysical Journal*, 586, 794
- Bendo, G. J. 2011, *Spire Photometry Cookbook*
- Benson, A. J., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., & Lacey, C. G. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 343, 679
- Berta, S., Lutz, D., Santini, P., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 551, A100
- Blas, D., Lesgourgues, J., & Tram, T. 2011, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011, 034, arXiv : 1104.2933
- Bleem, L. E., Stalder, B., de Haan, T., et al. 2015, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 216, 27
- Blumenthal, G. R., Faber, S. M., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1984, *Nature*, 311, 517
- Boylan-Kolchin, M., Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., & Lemson, G. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 1150
- Brodwin, M., Stanford, S. A., Gonzalez, A. H., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 779, 138

- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000
- Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., & Weinberg, D. H. 2000, *The Astrophysical Journal*, 539, 517
- Béthermin, M., Daddi, E., Magdis, G., et al. 2012a, *The Astrophysical Journal Letters*, 757, L23
- Béthermin, M., Dole, H., Beelen, A., & Aussel, H. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 512, A78
- Béthermin, M., Dole, H., Cousin, M., & Bavouzet, N. 2013, *Astrophysics Source Code Library*, 02008
- Béthermin, M., Kilbinger, M., Daddi, E., et al. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 567, A103
- Béthermin, M., Le Floch, E., Ilbert, O., et al. 2012b, *Astronomy and Astrophysics*, 542, A58
- Canameras, R., Nesvadba, N. P. H., Guery, D., et al. 2015, arXiv :1506.01962 [astro-ph], arXiv : 1506.01962
- Capak, P. L., Riechers, D., Scoville, N. Z., et al. 2011, arXiv preprint arXiv :1101.3586
- Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 660, 97
- Carlstrom, J. E., Ade, P. A. R., Aird, K. A., et al. 2011, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123, 568
- Ciesla, L., Boquien, M., Boselli, A., et al. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 565, A128
- Clements, D. L., Braglia, F. G., Hyde, A., et al. 2013, arXiv :1311.5758 [astro-ph]
- de Graauw, T., Helmich, F. P., Phillips, T. G., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L6
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, in , 879–888
- Dole, H. 2010, PhD thesis
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 451, 417
- Dressler, A. 1980, *The Astrophysical Journal*, 236, 351

- Dressler, A., Oemler, Jr., A., Couch, W. J., et al. 1997, *The Astrophysical Journal*, 490, 577
- Dupac, X. & Tauber, J. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 430, 363
- Eales, S., Dunne, L., Clements, D., et al. 2009, arXiv :0910.4279 [astro-ph], arXiv : 0910.4279
- Egami, E., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L12
- Einstein, A. 1905a, *Annalen der Physik*, 323, 639
- Einstein, A. 1905b, *Annalen der Physik*, 322, 891
- Einstein, A. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769
- Eisenstein, D. J. 2005, *New Astronomy Reviews*, 49, 360
- Fixsen, D. J. 2009, *The Astrophysical Journal*, 707, 916
- Fixsen, D. J., Dwek, E., Mather, J. C., Bennett, C. L., & Shafer, R. A. 1998, *The Astrophysical Journal*, 508, 123
- Flores-Cacho, I., Pierini, D., Montier, L., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*
- Friedmann, A. 1922, *Zeitschrift fur Physik*, 10, 377
- Galametz, A., Vernet, J., De Breuck, C., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 522, A58
- Galliano, F. 2004, Ph.D. Thesis, 8
- Gamow, G. 1948, *Nature*, 162, 680
- George, M. R., Fabian, A. C., Sanders, J. S., Young, A. J., & Russell, H. R. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 657
- Gobat, R., Daddi, E., Onodera, M., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 526, A133
- González-Nuevo, J., Argüeso, F., López-Caniiego, M., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 369, 1603
- Greve, T. R., Vieira, J. D., Weiß, A., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 756, 101
- Griffin, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L3
- Gruppioni, C., Pozzi, F., Zamorani, G., & Vignali, C. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416, 70

- Hasselfield, M., Hilton, M., Marriage, T. A., et al. 2013, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 07, 008
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, *The Astrophysical Journal*, 508, 25
- Hauser, M. G. & Dwek, E. 2001, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 39, 249
- Hezaveh, Y. D. & Holder, G. P. 2011, *The Astrophysical Journal*, 734, 52
- Hezaveh, Y. D., Marrone, D. P., Fassnacht, C. D., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 132
- Holland, W. S., Bintley, D., Chapin, E. L., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 2513
- Hoshino, A., Henry, J. P., Sato, K., et al. 2010, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 62, 371
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Hurier, G., Douspis, M., Aghanim, N., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 576, A90
- Kashlinsky, A. 2005, *Physics Reports*, 409, 361
- Kennicutt Jr, R. C. 1998, *The Astrophysical Journal*, 498, 541
- Klypin, A., Yepes, G., Gottlober, S., Prada, F., & Hess, S. 2014, arXiv :1411.4001 [astro-ph], arXiv : 1411.4001
- Klypin, A. A., Trujillo-Gomez, S., & Primack, J. 2011, *The Astrophysical Journal*, 740, 102
- Kodama, T., Tanaka, I., Kajisawa, M., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377, 1717
- Kravtsov, A. 2010, *Advances in Astronomy*, 2010, 281913
- Kuhlen, M., Vogelsberger, M., & Angulo, R. 2012, arXiv :1209.5745 [astro-ph, physics :hep-ph], arXiv : 1209.5745
- Lagache, G., Abergel, A., Boulanger, F., Désert, F. X., & Puget, J.-L. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 344, 322
- Lagache, G., Dole, H., Puget, J.-L., et al. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 154, 112

- Lagache, G., Puget, J.-L., & Dole, H. 2005, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43, 727
- Lahav, O., Lilje, P. B., Primack, J. R., & Rees, M. J. 1991, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 251, 128
- LaRoque, S. J., Bonamente, M., Carlstrom, J. E., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 652, 917
- Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192, 16
- Le Borgne, D., Elbaz, D., Ocvirk, P., & Pichon, C. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 504, 727
- Le Flo'ch, E., Aussel, H., Ilbert, O., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 703, 222
- Lemaître, G. 1927, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47, 49
- Ma, C.-J., Smail, I., Swinbank, A. M., et al. 2015, arXiv :1504.06630 [astro-ph], arXiv : 1504.06630
- Madau, P. & Dickinson, M. 2014, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 415
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 283, 1388
- Magdis, G. E., Daddi, E., Béthermin, M., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 760, 6
- Magdis, G. E., Elbaz, D., Hwang, H. S., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 22
- Magnelli, B., Elbaz, D., Chary, R. R., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 528, A35
- Marsden, G., Chapin, E. L., Halpern, M., et al. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417, 1192
- Martinache, C., Dole, H., & Guery, D. 2015, en prep.
- Miville-Deschênes, M.-A. & Lagache, G. 2005, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 157, 302
- Mo, H. J., Jing, Y. P., & White, S. D. M. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 282, 1096

- Mo, H. J. & White, S. D. M. 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 336, 112
- Montier, L. A. & Giard, M. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 439, 35
- Montier, L. A., Pelkonen, V.-M., Juvela, M., Ristorcelli, I., & Marshall, D. J. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 522, 83
- Morgante, G., Pearson, D., Melot, F., et al. 2009, *J. Inst.*, 4, T12016
- Negrello, M., Hopwood, R., De Zotti, G., et al. 2010, *Science*, 330, 800
- Negrello, M., Perrotta, F., González-Nuevo, J., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377, 1557
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, *The Astrophysical Journal Letters*, 278, L1
- Nguyen, H. T., Schulz, B., Levenson, L., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L5
- Oliver, S. J., Bock, J., Altieri, B., et al. 2012, arXiv :1203.2562 [astro-ph], arXiv : 1203.2562
- Oliver, S. J., Wang, L., Smith, A. J., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L21
- Partridge, R. B. & Peebles, P. J. E. 1967, *The Astrophysical Journal*, 148, 377
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *The Astrophysical Journal*, 142, 419
- Percival, W. J., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327, 1297
- Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L1
- Pisani, A. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 278, 697
- Planck Collaboration. 2015, in prep.
- Planck HFI Core Team. 2011, *A&A*, 536, A4
- Planck Collaboration I. 2011, *A&A*, 536, A1
- Planck Collaboration XVIII. 2011, *A&A*, 536, A18
- Planck Collaboration I. 2014, *A&A*, 571, A1

- Planck Collaboration XVIII. 2014, *A&A*, 571, A18
- Planck Collaboration XX. 2014, *A&A*, 571, A20
- Planck Collaboration XXVIII. 2014, *A&A*, 571, A28
- Planck Collaboration XXIX. 2014, *A&A*, 571, A29
- Planck Collaboration XXX. 2014, *A&A*, 571, A30
- Planck Collaboration VI. 2015, *A&A*, submitted [arXiv:1502.01585]
- Planck Collaboration VIII. 2015, *A&A*, submitted [arXiv:1502.01587]
- Planck Collaboration XIII. 2015, *A&A*, submitted [arXiv:1502.01589]
- Planck Collaboration XXVIII. 2015, *A&A*, submitted [arXiv:1502.01599]
- Planck Collaboration Int. XVI. 2014, *A&A*, 566, A54
- Planck Collaboration Int. XXX. 2014, *A&A*, in press [arXiv:1409.5738]
- Poggianti, B. M., Fasano, G., Bettoni, D., et al. 2009, *The Astrophysical Journal Letters*, 697, L137
- Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 518, L2
- Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 663, 81
- Prada, F., Klypin, A. A., Cuesta, A. J., Betancort-Rijo, J. E., & Primack, J. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423, 3018
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *The Astrophysical Journal*, 187, 425
- Primack, J. R. 2015, arXiv :1505.02821 [astro-ph], arXiv : 1505.02821
- Puget, J.-L., Abergel, A., Bernard, J.-P., et al. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 308, L5
- Rahmati, A. & van der Werf, P. P. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 418, 176
- Rasera, Y., Alimi, J. M., Courtin, J., et al. 2010, arXiv preprint arXiv :1002.4950
- Reddick, R. M., Tinker, J. L., Wechsler, R. H., & Lu, Y. 2014, *The Astrophysical Journal*, 783, 118

- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *The Astronomical Journal*, 116, 1009
- Rowan-Robinson, M. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 394, 117
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 34, 749
- Santos, J. S., Altieri, B., Tanaka, M., et al. 2013, arXiv :1312.1694 [astro-ph]
- Santos, J. S., Fassbender, R., Nastasi, A., et al. 2011, arXiv preprint arXiv :1105.5877
- Sawala, T., Scannapieco, C., & White, S. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 1714
- Shimakawa, R., Kodama, T., Tadaki, K.-i., et al. 2014, arXiv :1402.3568 [astro-ph]
- Skillman, E. D., Hidalgo, S. L., Weisz, D. R., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 786, 44
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 1163
- Smith, G. P., Treu, T., Ellis, R. S., Moran, S. M., & Dressler, A. 2005, *The Astrophysical Journal*, 620, 78
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., & Houck, J. R. 1987, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25, 187
- Somerville, R. S. 2002, *The Astrophysical Journal Letters*, 572, L23
- Springel, V. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 1105
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1969, *Nature*, 223, 721
- Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
- Symeonidis, M., Vaccari, M., Berta, S., et al. 2013, arXiv :1302.4895 [astro-ph]
- Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J.-L., et al. 2010a, *Astronomy and Astrophysics*, 520, A1
- Tauber, J. A., Norgaard-Nielsen, H. U., Ade, P. A. R., et al. 2010b, *Astronomy and Astrophysics*, 520, A2

- Tinker, J., Kravtsov, A. V., Klypin, A., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 688, 709
- Tinker, J. L., Robertson, B. E., Kravtsov, A. V., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 724, 878
- Toshikawa, J., Kashikawa, N., Ota, K., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 750, 137
- Valiante, E., Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., & Chapin, E. L. 2009, *The Astrophysical Journal*, 701, 1814
- Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 461, 823
- Vieira, J. D., Crawford, T. M., Switzer, E. R., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 719, 763, arXiv : 0912.2338
- Viero, M. P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 707, 1766
- Viero, M. P., Moncelsi, L., Quadri, R. F., et al. 2013a, *The Astrophysical Journal*, 779, 32
- Viero, M. P., Wang, L., Zemcov, M., et al. 2013b, *The Astrophysical Journal*, 772, 77
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A., Forman, W., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 640, 691
- Wadepuhl, M. & Springel, V. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410, 1975
- Wall, J. V. & Jenkins, C. R. 2003, *Practical statistics for astronomers* (New York : Cambridge University Press)
- Weiß, A., De Breuck, C., Marrone, D. P., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 767, 88
- Welikala, N., Bethermin, M., Guery, D., et al. 2015, submitted to *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993, *Nature*, 366, 429
- Yuan, F.-T., Buat, V., Burgarella, D., et al. 2015, arXiv :1506.07397 [astro-ph], arXiv : 1506.07397
- Zwicky, F. 1933, *Helvetica Physica Acta*, 6, 110

Table des figures

1.1	Spectre de puissance du CMB Planck 2015	18
1.2	Structuration de la matière noire dans la simulation Millenium	19
1.3	Spectre du rayonnement de fond extragalactique	22
1.4	Évolution de la SED en fonction du type de galaxie	23
1.5	Stacking CIB vs lensing	23
1.6	Évolution du taux de formation stellaire cosmique en fonction du redshift	27
2.1	Plan focal du satellite <i>Planck</i>	36
2.2	Spectre de galaxies poussiéreuses dans les fréquences de <i>Planck</i>	40
2.3	Masque des données <i>Planck</i>	41
2.4	Modification des SED par la méthode de construction de la carte d'excès <i>Planck</i> 545 GHz	41
2.5	Illustration de la création de la carte d'excès <i>Planck</i> 545 GHz	42
2.6	Précision photométrique des données <i>Planck</i> -HFI	42
2.7	Complétude du catalogue <i>Planck</i> -High-z	43
2.8	Exemple de source contaminée par un cirrus galactique	49
2.9	Données SPIRE avant et après destriper	50
2.10	Données SPIRE avant et après prise en compte des bolomètres bruités	52
2.11	Portail d'accès au données <i>Herschel</i> : HESIOD	53
2.12	HESIOD données SPIRE level 2	54
2.13	HESIOD carte de densité	54
3.1	Détection de sources dans les cartes <i>Herschel</i> -SPIRE	57
3.2	Variation du SNR en fonction de r_{ap}	60
3.3	Histogrammes des incertitudes sur la photométrie d'ouverture pour $r_{ap} = 1.9FWHM$	61
3.4	Histogrammes des incertitudes sur la photométrie d'ouverture pour $r_{ap} = 2.25FWHM$	62
3.5	Histogramme des pixels d'une carte <i>Herschel</i> -SPIRE	64
3.6	Comparaison des méthodes de photométrie	67
3.7	Comparaison des méthodes de photométrie	68
3.8	Précision photométrique des champs <i>Planck</i> High-z non corrigé	70
3.9	Précision photométrique des champs <i>Planck</i> High-z corrigé	70
3.10	Complétude des champs <i>Planck</i> High-z	71
3.11	Comparaison de la photométrie avec les catalogues publics	73
3.12	Comparaison de flux entre deux observations d'un même champ	74

3.13	Écart entre les positions des sources de deux observations du même champ	74
3.14	Planck vs SPIRE	76
3.15	Histogramme du nombre de sources SPIRE par beam Planck	77
3.16	Comparaison de flux Planck et SPIRE 350 μm avec $S_{350} > 3\sigma$	78
3.17	Rapport de flux SPIRE/Planck à 350 μm	79
3.18	Schéma du processus de construction du catalogue multi-longueurs d'onde	80
3.19	Détection de sources par bandes de fréquence	83
3.20	Sources du catalogues multi longueur d'onde	84
4.1	Diagramme couleur-couleur	86
4.2	Densité surfacique de sources en fonction de leur couleur	88
4.3	Répartition des champs <i>Planck</i> High-z dans l'ID code	90
4.4	7 sources lentillées sélectionnées avec l'ID code	93
4.5	7 sources lentillées sélectionnées avec l'ID code (suite)	94
4.6	4 sources lentillées supplémentaires sélectionnées avec $S_{350} > 300$ mJy	95
4.7	Comptages euclidiens des sources <i>Herschel</i> -SPIRE	96
4.8	Image trois couleurs	99
4.9	Histogramme cumulatif des contrastes de densité	100
4.10	Champ de densité des catalogues sélectionnés en flux	101
4.11	Histogramme des SNR des densités	102
4.12	Stacking de l'échantillon <i>Planck</i> High-z	105
4.13	Distribution en redshift de l'échantillon <i>Planck</i> High-z	107
4.14	Distribution en redshift de l'échantillon <i>Planck</i> High-z	108
4.15	Distribution des luminosités en fonction de la température de corps noir modifié	111
4.16	Distribution des taux de formation d'étoiles en fonction de la température de corps noir modifié	113
4.17	Densité de SFR en fonction du redshift	114
5.1	Stratégie de scan SCUBA-2	119
5.2	Détection commune SPIRE et SCUBA-2	121
5.3	Ajustement d'un spectre de corps noir modifié sur les photométries SPIRE et SCUBA-2	122
5.4	Distribution de redshifts des sources observées SCUBA-2	123
5.5	Flux SCUBA-2 contre flux prédit par un corps noir modifié à 35 K	124
5.6	SED des sources SPT DSFGs dans <i>Planck</i>	126
5.7	Précision photométrique SPIRE des SPT DSFGs	127
5.8	Complétude SPIRE des SPT DSFGs	127
5.9	Densité par intervalle de couleur S_{350}/S_{250} des SPT DSFGs	128
5.10	SED de l'excès de flux des sources SPT vu par <i>Planck</i>	129
5.11	Distribution du nombre de sources Spitzer par sources SPIRE	131
5.12	Contreparties Spitzer de sources SPIRE	131
5.13	Image trois couleurs CFHT	133
B.1	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	244

B.2	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	245
B.3	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	246
B.4	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	247
B.5	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	248
B.6	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	249
B.7	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	250
B.8	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	251
B.9	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	252
B.10	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	253
B.11	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	254
B.12	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	255
B.13	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	256
B.14	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	257
B.15	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	258
B.16	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	259
B.17	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	260
B.18	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	261
B.19	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	262
B.20	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	263
B.21	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	264
B.22	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	265
B.23	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	266
B.24	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	267
B.25	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	268
B.26	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	269
B.27	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	270
B.28	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	271
B.29	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	272
B.30	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	273
B.31	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	274
B.32	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	275
B.33	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	276
B.34	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	277
B.35	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	278
B.36	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	279
B.37	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	280
B.38	Galerie des images trois couleurs <i>Planck</i> High-z	281

Liste des tableaux

1.1	Nombre de halos de matière noire sur tout le ciel d'après le modèle de Tinker et al. (2008) pour des masses $> M$ et des redshifts $> z$	32
2.1	Résumé du nombre de sources en fonction des programmes d'observation <i>Herschel</i>	47
3.1	Tableau des σ par échantillon et par longueur d'onde en mJy/beam. . .	63
3.2	80% de complétude calculé par injection de sources Monte-Carlo dans les champs Herschel SPIRE, en mJy.	72
3.3	Nombre de sources SPIRE détectées dans les différentes régions pour chaque longueur d'onde.	77
3.4	Ratio des sources sans flux dans le catalogue multi-longueurs d'onde . .	79
3.5	Statistique des correspondance entre le catalogue à $350 \mu\text{m}$ et les catalogues à 250 et $500 \mu\text{m}$	79
4.1	Couleur mediane des sources des différents échantillons	88
4.2	Probabilité des tests de Kolmogorov-Smirnov entre les distributions de couleurs S_{350}/S_{250} (<i>à gauche</i>) ou S_{500}/S_{350} (<i>à droite</i>) des différents échantillons.	88
4.3	Déviation standard médiane des champs de densité utilisée pour calculer la significativité des champs de densité.	103

Annexe A

Articles

- A.1 Planck intermediate results. XXVII. High-redshift infrared galaxy overdensity candidates and lensed sources discovered by Planck and confirmed by Herschel-SPIRE (disponible sur arXiv :1503.08773)**

Planck intermediate results. XXVII. High-redshift infrared galaxy overdensity candidates and lensed sources discovered by Planck and confirmed by Herschel-SPIRE[★]

Planck Collaboration: N. Aghanim⁵⁴, B. Altieri³⁵, M. Arnaud⁶⁶, M. Ashdown^{63,6}, J. Aumont⁵⁴, C. Baccigalupi⁷⁹, A. J. Banday^{88,10}, R. B. Barreiro⁵⁹, N. Bartolo^{27,60}, E. Battaner^{90,91}, A. Beelen⁵⁴, K. Benabed^{55,87}, A. Benoit-Lévy^{21,55,87}, J.-P. Bernard^{88,10}, M. Bersanelli^{30,47}, M. Bethermin⁶⁶, P. Bielewicz^{88,10,79}, L. Bonavera⁵⁹, J. R. Bond⁹, J. Borrill^{13,83}, F. R. Bouchet^{55,81}, F. Boulanger^{54,78}, C. Burigana^{46,28,48}, E. Calabrese⁸⁶, R. Canameras⁵⁴, J.-F. Cardoso^{67,1,55}, A. Catalano^{68,65}, A. Chamballu^{66,14,54}, R.-R. Chary⁵², H. C. Chiang^{24,7}, P. R. Christensen^{75,33}, D. L. Clements⁵¹, S. Colombi^{55,87}, F. Couchot⁶⁴, B. P. Crill^{61,76}, A. Curto^{6,59}, L. Danese⁷⁹, K. Dassas⁵⁴, R. D. Davies⁶², R. J. Davis⁶², P. de Bernardis²⁹, A. de Rosa⁴⁶, G. de Zotti^{43,79}, J. Delabrouille¹, J. M. Diego⁵⁹, H. Dole^{54,53}, S. Donzelli⁴⁷, O. Doré^{61,11}, M. Douspis⁵⁴, A. Ducout^{55,51}, X. Dupac³⁶, G. Efstathiou⁵⁷, F. Elsner^{21,55,87}, T. A. Enßlin⁷², E. Falgarone⁶⁵, I. Flores-Cacho^{10,88}, O. Forni^{88,10}, M. Frailis⁴⁵, A. A. Fraisse²⁴, E. Franceschi⁴⁶, A. Frejsel⁷⁵, B. Frye⁸⁵, S. Galeotta⁴⁵, S. Galli⁵⁵, K. Ganga¹, M. Giard^{88,10}, E. Gjerløw⁵⁸, J. González-Nuevo^{59,79}, K. M. Górski^{61,92}, A. Gregorio^{31,45,50}, A. Gruppuso⁴⁶, D. Guéry⁵⁴, F. K. Hansen⁵⁸, D. Hanson^{73,61,9}, D. L. Harrison^{57,63}, G. Helou¹¹, C. Hernández-Monteagudo^{12,72}, S. R. Hildebrand^{61,11}, E. Hivon^{55,87}, M. Hobson⁶, W. A. Holmes⁶¹, W. Hovest⁷², K. M. Huffenberger²², G. Hurier⁵⁴, A. H. Jaffe⁵¹, T. R. Jaffe^{88,10}, E. Keihänen²³, R. Keskitalo¹³, T. S. Kisner⁷⁰, R. Kneissl^{34,8}, J. Knoche⁷², M. Kunz^{16,54,2}, H. Kurki-Suonio^{23,41}, G. Lagache^{5,54}, J.-M. Lamarre⁶⁵, A. Lasenby^{6,63}, M. Lattanzi²⁸, C. R. Lawrence⁶¹, E. Le Floch⁶⁶, R. Leonardi³⁶, F. Levrier⁶⁵, M. Liguori^{27,60}, P. B. Lilje⁵⁸, M. Linden-Vørnle¹⁵, M. López-Cañiego^{36,59}, P. M. Lubin²⁵, J. F. Macías-Pérez⁶⁸, T. MacKenzie²⁰, B. Maffei⁶², N. Mandolesi^{46,4,28}, M. Maris⁴⁵, P. G. Martin⁹, C. Martinache⁵⁴, E. Martínez-González³⁹, S. Masi²⁹, S. Matarrese^{27,60,39}, P. Mazzotta³², A. Melchiorri^{29,49}, A. Mennella^{30,47}, M. Migliaccio^{57,63}, A. Moneti³⁵, L. Montier^{88,10}, G. Morgante⁴⁶, D. Mortlock⁵¹, D. Munshi⁸⁰, J. A. Murphy⁷⁴, P. Natoli^{28,3,46}, M. Negrello⁴³, N. P. H. Nesvadba⁵⁴, D. Novikov⁷¹, I. Novikov^{75,71}, A. Omont⁵⁵, L. Pagano^{29,49}, F. Pajot⁵⁴, F. Pasian⁴⁵, O. Perdereau⁶⁴, L. Perotto⁶⁸, F. Perrotta⁷⁹, V. Pettorino⁴⁰, F. Piacentini²⁹, M. Piat¹, S. Plaszczyński⁶⁴, E. Pointecouteau^{88,10}, G. Polenta^{3,44}, L. Popa³⁶, G. W. Pratt⁶⁶, S. Prunet^{55,87}, J.-L. Puget⁵⁴, J. P. Rachen^{19,72}, W. T. Reach⁸⁹, M. Reinecke⁷², M. Remazeilles^{62,54,1}, C. Renault⁶⁸, I. Ristorcelli^{88,10}, G. Rocha^{61,11}, G. Roudier^{1,65,61}, B. Rusholme⁵², M. Sandri⁴⁶, D. Santos⁶⁸, G. Savini⁷⁷, D. Scott²⁰, L. D. Spencer⁸⁰, V. Stolyarov^{6,63,84}, R. Sunyaev^{72,82}, D. Sutton^{57,63}, J.-F. Sygnet²⁵, J. A. Tauber³⁷, L. Terenzi^{38,46}, L. Toffolatti^{17,59,46}, M. Tomasi^{30,47}, M. Tristram⁶⁴, M. Tucci¹⁶, G. Umamã⁴², L. Valenziano⁴⁶, J. Valiviita^{23,41}, I. Valtchanov³⁵, B. Van Tent⁶⁹, J. D. Vieira^{11,18}, P. Vielva⁵⁹, L. A. Wade⁶¹, B. D. Wandelt^{55,87,26}, I. K. Wehus⁶¹, N. Welikala⁸⁶, A. Zacchei⁴⁵, and A. Zonca²⁵

(Affiliations can be found after the references)

Submitted 11 Aug 2014 / Accepted 13 March 2015

Abstract

We have used the *Planck* all-sky submillimetre and millimetre maps to search for rare sources distinguished by extreme brightness, a few hundred millijanskies, and their potential for being situated at high redshift. These “cold” *Planck* sources, selected using the High Frequency Instrument (HFI) directly from the maps and from the Planck Catalogue of Compact Sources (PCCS), all satisfy the criterion of having their rest-frame far-infrared peak redshifted to the frequency range 353 – 857 GHz. This colour-selection favours galaxies in the redshift range $z = 2-4$, which we consider as cold peaks in the cosmic infrared background. With a 4.5 beam at the four highest frequencies, our sample is expected to include overdensities of galaxies in groups or clusters, lensed galaxies, and chance line-of-sight projections. We perform a dedicated *Herschel*-SPIRE follow-up of 234 such *Planck* targets, finding a significant excess of red 350 and 500 μm sources, in comparison to reference SPIRE fields. About 94 % of the SPIRE sources in the *Planck* fields are consistent with being overdensities of galaxies peaking at 350 μm , with 3 % peaking at 500 μm , and none peaking at 250 μm . About 3 % are candidate lensed systems, all 12 of which have secure spectroscopic confirmations, placing them at redshifts $z > 2.2$. Only four targets are Galactic cirrus, yielding a success rate in our search strategy for identifying extragalactic sources within the *Planck* beam of better than 98 %. The galaxy overdensities are detected with high significance, half of the sample showing statistical significance above 10σ . The SPIRE photometric redshifts of galaxies in overdensities suggest a peak at $z \approx 2$, assuming a single common dust temperature for the sources of $T_d = 35$ K. Under this assumption, we derive an infrared (IR) luminosity for each SPIRE source of about $4 \times 10^{12} L_\odot$, yielding star formation rates of typically $700 M_\odot \text{yr}^{-1}$. If the observed overdensities are actual gravitationally-bound structures, the total IR luminosity of all their SPIRE-detected sources peaks at $4 \times 10^{13} L_\odot$, leading to total star formation rates of perhaps $7 \times 10^3 M_\odot \text{yr}^{-1}$ per overdensity. Taken together, these sources show the signatures of high- z ($z > 2$) protoclusters of intensively star-forming galaxies. All these observations confirm the uniqueness of our sample compared to reference samples and demonstrate the ability of the all-sky *Planck*-HFI cold sources to select populations of cosmological and astrophysical interest for structure formation studies.

Key words. Galaxies: high-redshift, clusters, evolution, star formation – Cosmology: observations, large-scale structure of Universe – Submillimetre: galaxies – Gravitational lensing: strong

1. Introduction

Cosmological structure formation in the linear regime is now fairly well constrained by observations at the largest scales (e.g.,

* corresponding author e-mail: herve.dole@ias.u-psud.fr

Tegmark et al. 2004, Cole et al. 2005). In the non-linear regime the situation is less clear because structure formation becomes a complex interplay between dark matter collapse and the hydrodynamics of baryonic cooling. In the particularly dense environs of the most massive dark matter halos, this interplay should lead to vigorous episodes of rapid star formation and galaxy growth, giving rise to copious amounts of FIR (far-infrared) emission from dust heated by young stellar populations in massive galaxies during periods of intense star formation.

From the standpoint of galaxy evolution, studying this intense star formation epoch in massive dark matter halos may provide a wealth of observational constraints on the kinematics and evolutionary history of galaxies in massive galaxy clusters, as well as the intracluster gas. From the point of view of cosmology, clusters yield information on non-Gaussianities of primordial fluctuations and can challenge the Λ CDM (cold dark matter) model (Brodwin et al. 2010; Hutsi 2010; Williamson et al. 2011; Harrison & Coles 2012; Holz & Perlmutter 2012; Waizmann et al. 2012; Trindade et al. 2013), while lensed sources act as probes of dark matter halos, and both are probes of cosmological parameters such as Ω_M (matter density today divided by the critical density of the Universe) and σ_8 (the rms fluctuation in total matter – baryons + CDM + massive neutrinos – in $8 h^{-1}$ Mpc spheres today at $z = 0$) (Planck Collaboration XVI 2014). Furthermore, clusters of galaxies are crucial objects that bridge astrophysics and cosmology, sometimes with some tensions, particularly regarding the measurement of σ_8 (Planck Collaboration XVI 2014; Planck Collaboration XX 2014; Planck Collaboration I 2015; Planck Collaboration XIII 2015), all of which has led to a debate between cluster phenomenology and cosmological physics.

The extragalactic sky in the submillimetre (submm) and millimetre (mm) regime has been of considerable scientific interest for over two decades, with the distinct advantage that the steep rise in the redshifted Rayleigh-Jeans tail of the modified black-body emitted by the warm dust in infrared galaxies largely compensates for cosmological dimming, the “negative k-correction” (Franceschini et al. 1991; Blain & Longair 1993; Guiderdoni et al. 1997). As a consequence, the flux density of galaxies depends only weakly on redshift, opening up a particularly interesting window into the high-redshift Universe (typically $2 < z < 6$). Constant improvements in bolometer technology have led to impressive samples of high- z galaxies being identified with ground-based, balloon and space-borne telescopes (e.g., Hughes et al. 1998; Barger et al. 1998; Chapman et al. 2005; Lagache et al. 2005; Patanchon et al. 2009; Devlin et al. 2009; Chapin et al. 2009; Negrello et al. 2010; Vieira et al. 2010; Oliver et al. 2010; Eales et al. 2010).

Nevertheless, only with the recent advent of wide-field surveys with astrophysical and cosmological scope have the systematic searches become efficient enough to identify the brightest of these objects with flux densities above about 100 mJy at $350 \mu\text{m}$, e.g., with *Herschel*¹ (Pilbratt et al. 2010; Eales et al. 2010; Oliver et al. 2010), the South Pole Telescope (Vieira et al. 2010), *WISE* (Wright et al. 2010; Stanford et al. 2014), and *Spitzer* (Papovich 2008; Stanford et al. 2012). Such sources are very rare. For example, the surface density of red sources brighter than 300 mJy at $500 \mu\text{m}$ is 10^{-2} deg^{-2} for strongly lensed galaxies, $3 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2}$ for AGN (active galactic nuclei, here radio-loud, mostly blazars), and 10^{-1} deg^{-2} for late-

type galaxies at moderate redshifts (e.g., Negrello et al. 2007, 2010). Other models predict similar trends (Paciga et al. 2009; Lima et al. 2010; Bethermin et al. 2011; Hezaveh et al. 2012). This makes even relatively shallow submm surveys interesting for searches of high-redshift objects, as long as they cover large parts of the sky. Studies of gravitationally lensed galaxies at high redshifts originating from these surveys (Negrello et al. 2010; Combes et al. 2012; Busmann et al. 2013; Herranz et al. 2013; Rawle et al. 2014; Wardlow et al. 2013) illustrate the scientific potential of such surveys for identifying particularly interesting targets for a subsequent detailed characterization of high- z star formation through multi-wavelength follow-up observations.

The power of wide-field surveys in detecting the rarest objects on the submm sky is even surpassed with genuine all-sky surveys, which systematically and exhaustively probe the brightest objects in their wavelength domain down to their completeness limits. Here we present a search for the rarest, most extreme high-redshift ($z \gtrsim 2$) candidates on the submillimetre sky, which was performed with the *Planck*² all-sky survey (Planck Collaboration I 2014, 2015). The *Planck* Catalogue of Compact Sources (PCCS, Planck Collaboration XXVIII 2014) has a completeness limit of about 600 mJy at the highest frequencies, which corresponds to $L_{\text{FIR}} \approx 5 \times 10^{13} L_{\odot}$ at $z = 2$. With a $5'$ beam (Planck Collaboration VII 2014) at the four highest frequencies (corresponding to a physical distance of about 2.5 Mpc at $z = 2$), we expect that sources with bona fide colours of high- z galaxies in the *Planck*-HFI bands are either strongly gravitationally lensed galaxies, or the combined dust emission of multiple galaxies in a shared vigorously star-forming environment in the high redshift Universe. The latter case is consistent with the result that submm galaxies or ULIRGs (Ultra Luminous Infrared Galaxies) are strongly clustered (Blain et al. 2004; Farrah et al. 2006; Magliocchetti et al. 2007; Austermann et al. 2009; Santos et al. 2011; Ivison et al. 2012; Valtchanov et al. 2013; Noble et al. 2013; Clements et al. 2014), and may include massive galaxy clusters during their major growth phase. It is also possible of course that the sources are chance alignments of multiple high-redshift galaxies projected onto the same line of sight (Negrello et al. 2005, 2007, 2010; Chiang et al. 2013), or of multiple, lower-mass galaxy groups or clusters.

Identifying high-redshift cluster candidates directly by the signatures of their total star formation is a very useful complement to the diagnostics used to identify galaxy clusters so far. Most systematic searches today focus on the primary constituents of more evolved, lower-redshift clusters, like their populations of massive, passively evolving galaxies (‘red-sequence galaxies’), the hot intracluster medium (either through X-ray emission or the Sunyaev-Zeldovich effect), or the suspected progenitors of today’s brightest cluster galaxies, in particular high-redshift galaxies (Steidel et al. 2000; Brand et al. 2003; Kodama et al. 2007; Scoville et al. 2007; Venemans et al. 2007; Papovich 2008; Daddi et al. 2009; Brodwin et al. 2010; Galametz et al. 2010; Papovich et al. 2010; Capak et al. 2011; Hatch et al. 2011; Kuiper et al. 2011; Ivison et al. 2013; Muzzin et al. 2013; Wylezalek et al. 2013a; Chiang et al. 2014; Cooke et al. 2014; Cucciati et al. 2014; Mei et al. 2014; Rettura et al. 2014, for instance). With the limited sensitivity and the large beam of

² *Planck* is a project of the European Space Agency – ESA – with instruments provided by two scientific Consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries: France and Italy) with contributions from NASA (USA), and telescope reflectors provided in a collaboration between ESA and a scientific Consortium led and funded by Denmark.

¹ *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

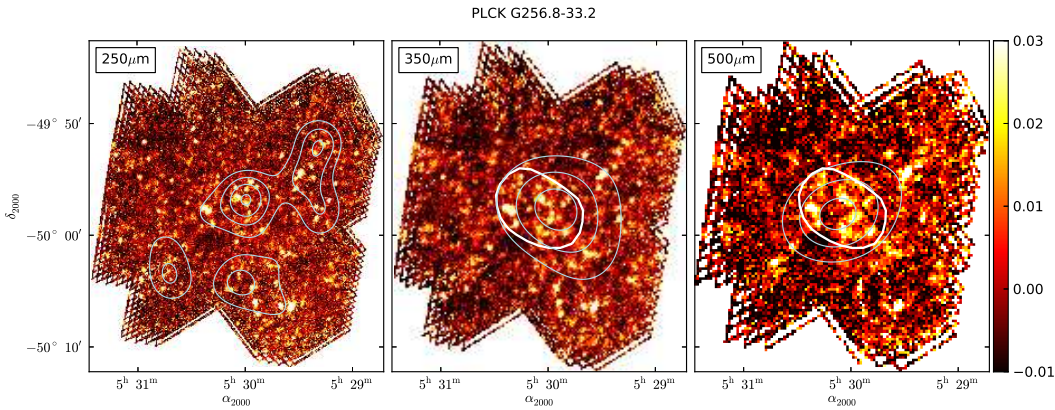


Figure 1. SPIRE maps at 250, 350, and 500 μm of one typical overdensity in our sample (a *Planck* cold source of the CIB – Cosmic Infrared Background). The thick white contour at 350 μm shows the *Planck* IN region at 857 GHz, and the same is true for the map at 500 μm at 545 GHz (i.e., the 50% contour of the *Planck* source maximum). Thin contours correspond to the overdensity of SPIRE sources at each wavelength, marked at 2σ , 3σ , etc. (see Sect. 4.2 for details). SPIRE identifies a few (typically 5 to 10) sources inside the *Planck* contour. We use these contours to separate the IN and OUT zones. These data come from a $7' \times 7'$ SPIRE scan (see Table 1 and Sect. 2.3).

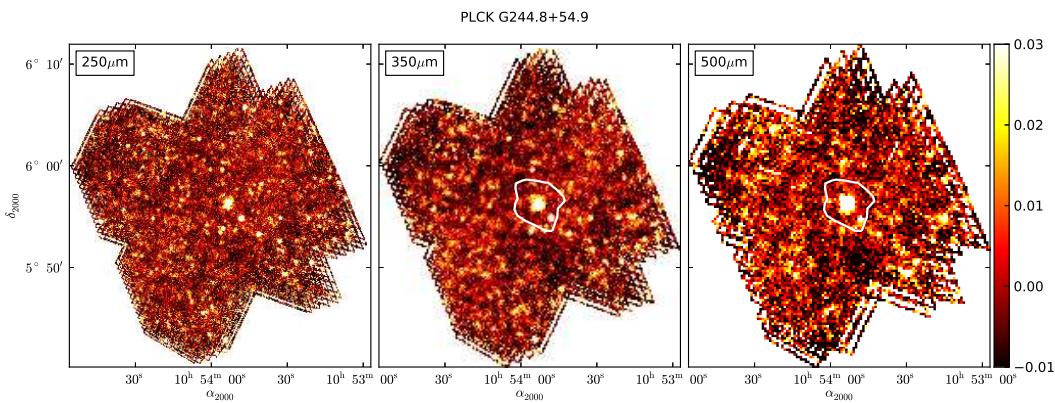


Figure 2. SPIRE maps at 250, 350, and 500 μm for a lensed source. In this case a single very bright SPIRE source is detected. This source is confirmed at the Jy level and has a redshift of $z = 3.0$, measured from multi-line spectroscopy acquired at IRAM using EMIR (Canameras 2015). The white contour is the *Planck* IN region, defined in the same way as in Fig. 1. These data come from a $7' \times 7'$ SPIRE scan (see Table 1 and Sect. 2.3).

Planck, in turn, we effectively select the most intensely star-forming Mpc-scale environments in the high-redshift Universe.

Using *Planck*, we have selected putative high-redshift objects with spectral energy distributions (SEDs) of warm dust, peaking between observed frequencies of 353 and 857 GHz. This has a net effect of selecting sources either peaking at 545 GHz, or to a lesser extent sources having their infrared peak between 353 and 857 GHz. This equates, in principle, to redshifted infrared galaxies at $z \sim 2-4$. We refer to these as “cold” sources of the Cosmic Infrared Background (or CIB), which have a red and thus potentially redshifted SED. The CIB (Puget et al. 1996; Hauser et al. 1998; Hauser & Dwek 2001; Dole et al. 2006; Planck Collaboration XXX 2014) is the in-

tegrated relic emission in the broad infrared range, typically $8\mu\text{m}$ to 1 mm, where the emission reaches a maximum (Dole et al. 2006). Physically, such objects correspond to galaxy and AGN formation and evolutionary processes, and more generally the history of energy production in the post-recombination Universe (e.g., Kashlinsky 2005; Planck Collaboration XVIII 2011). The CIB, as observed in the submillimetre, is considered as a proxy for intense star formation at redshifts $z > 1$ (Planck Collaboration XXX 2014) as well as for the mass of structures (Planck Collaboration XVIII 2014).

The *Planck* collaboration has also released the PCCS (Planck Collaboration XXVIII 2014), containing 24381 sources at 857 GHz, with 7531 sources at Galactic latitudes $|b| > 30^\circ$, of

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

which many are of interest for extragalactic studies. The main difference between the cold sources of the CIB and the red sources of the PCCS (both used in this work) can be summarized as a threshold difference: cold CIB sources are detected in the CIB fluctuations with a combined spectral and angular filtering method (Montier et al. 2010), while PCCS sources are detected independently in the frequency maps using an angular filtering method with a higher threshold (Planck Collaboration XXVIII 2014).

This paper presents the observations and analysis of our extensive dedicated *Herschel*-SPIRE (Griffin et al. 2010) follow-up of 234 *Planck* sources (either selected from the CIB fluctuations or from the PCCS). The paper is structured into seven sections. In Sect. 2, we detail the *Planck* parent sample and the *Herschel* observations. Section 3 gives a technical description of the algorithms used in the generation of the SPIRE photometry and the catalogue. In Sect. 4 we use statistics to characterize the *Herschel* observations; in particular we quantify the overdensities and the colours of the SPIRE counterparts and propose a classification of either overdensities or lensed candidates. In Sect. 5, we discuss the properties of the lensed source candidates, while in Sect. 6 we focus on the overdensities and their characterization, including a stacking analysis. Conclusions are reported in Sect. 7. The Appendices contain information on the SPIRE catalogue generation and the number counts, and a gallery of sample fields. We use the *Planck* 2013 cosmology (Planck Collaboration XVI 2014, table 5: *Planck*+WP+highL+BAO) throughout the paper.

2. Sample selection and observations

2.1. *Planck* observations and selection

*Planck*³ observed the whole sky at frequencies between 30 and 857 GHz (Planck Collaboration I 2014). We made two different selections to follow-up with *Herschel*: first, using the maps and looking for cold sources of the CIB; second, using the public catalogue of compact sources (PCCS).

2.1.1. Cold sources of the CIB in the *Planck* maps

We make use of the *Planck*-HFI (High Frequency Instrument, Planck Collaboration VI 2014) data as well as the *IRAS/IRIS* data (Miville-Deschênes & Lagache 2005) at 100 μm . For this purpose we use the cleanest 26% of the sky (in the *Planck* 857 GHz map), defined by a minimal cirrus contamination, $N_{\text{HI}} < 3 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$. The detection and selection algorithm, based on Montier et al. (2010) can be summarized in the following seven steps (Planck Collaboration 2015).

- (i) *CMB cleaning*: the 143 GHz *Planck*-HFI map is extrapolated to the other bands according to a CMB spectrum and removed from the maps at other frequencies.
- (ii) *Galactic cirrus cleaning*: the *IRAS/IRIS* 100 μm map, considered as a “warm template” of Galactic cirrus, is extrapolated to the *Planck*-HFI bands, taking into account the local colour, and removed from the maps following the prescription of the CoCoCoDeT algorithm (Montier et al. 2010).
- (iii) *Construction of excess maps*: the 545 GHz excess map is defined as the difference between the cleaned 545 GHz

³ *Planck* data (maps and catalogues) can be downloaded from the *Planck* Legacy Archive <http://pla.esac.esa.int/pla/aio/planckProducts.html>

Table 1. SPIRE programmes following-up *Planck* cold sources of the CIB. HPASSS is composed of 124 sources selected from the maps (two were repeated, so 126 fields), together with 28 from the PCCS (four were cirrus dominated, so 24 net fields). A total of 228 sources are useable (Sect. 2.2).

Programme	No. of fields	Map size	AOR ^a time
OT1	10	15' \times 15'	3147 s
OT2	70	7' \times 7'	838 s
HPASSS	124 (126) ^(9^b) + 24 (28)	7' \times 7'	838 s
Total	228 (234)		

^a Astronomical Observation Request.

^b Nine HPASSS sources are from archival data.

- map and a power law interpolated between the cleaned maps at 857 GHz and 353 GHz.
- (iv) *Point source detection in the excess maps*: we apply a Mexican hat type detection algorithm (González-Nuevo et al. 2006) with a size parameter of $R = 5'$ in the 545 GHz excess maps.
 - (v) *Single frequency detection*: we also require a detection in each cleaned map at 857 and 353 GHz.
 - (vi) *Colour-colour selection*: we apply two criteria on the S_{545}/S_{857} (i.e., 545 GHz to 857 GHz) and S_{353}/S_{545} (i.e., 353 GHz to 545 GHz) flux density ratios to select the reddest sources.

This produces a dozen hundred candidates on the cleanest 26% region of the submm sky. We note that this procedure has been set-up early on in the *Planck* project. The final catalog of *Planck* high- z candidates is being generated using a similar (but not exactly identical) method which will be described in a forthcoming paper (Planck Collaboration 2015). In particular, the CMB estimate will not be the 143 GHz HFI map, but instead the CMB derived by component separation. The present paper focuses on the first candidates followed up by *Herschel*.

2.1.2. *Planck* PCCS sources

We make use of the PCCS to choose a sample of high- z sources selected by the expected peak in their thermal dust spectrum in the rest-frame far infrared. Our four step procedure here is based on the work of Negrello et al. (2010). First of all, we use the 857 GHz Galactic mask, keeping 52% of the sky (Planck Collaboration Int. VII 2013). Secondly, we select all the sources with $S/N > 4$ at 545 GHz and the colours $S_{857}/S_{545} < 1.5$ (where S_ν is the flux density at frequency ν in GHz) and $S_{217} < S_{353}$. Thirdly, we inspect each source with respect to the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), *IRAS* maps (Neugebauer et al. 1984), and optical maps using ALADIN. Any object identified as a local galaxy, a bright radio source or Galactic cirrus is removed (about half of the objects). Finally, we remove any PCCS source already falling in the H-ATLAS or South Pole Telescope (SPT) survey fields.

2.2. The *Planck* parent sample and three subsamples

Planck and *Herschel* were launched on 14 May 2009, and started routine scientific observations a few months later (Planck Collaboration I 2011; Pilbratt et al. 2010). Our *Planck* parent sample has evolved with time as a function of the delivery of in-

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

ternal releases of the intensity maps (typically every 6 months). We thus built three samples: one for each main *Herschel* Open Time call for proposals (OT1 and OT2), and a last one for the *Herschel* ‘must-do’ DDT (Director’s Discretionary Time) observations (which we call HPASSS for *Herschel* and *Planck* All Sky Legacy Survey Snapshot). We requested only SPIRE data, as it is better optimized than PACS for the targeted redshift range. Our main goal was to identify the counterparts contributing to the *Planck*-HFI detections, hence the focus on rapid SPIRE follow-up of a maximum number of targets. Obtaining PACS observations would have enhanced the angular resolution and wavelength coverage, but for these short observations would not have resulted in further constraints in most cases.

The samples are summarized in Table 1, together with the map sizes and time per Astronomical Observation Request (AOR). The OT1 sample refers to the *Herschel* first call for Open Time observations in July 2010 (P.I.: L. Montier). The OT2 sample refers to the *Herschel* second call for Open Time observations in September 2011 (P.I.: H. Dole). Figs. 1 and 2 show examples of this observation strategy. The *Herschel* and *Planck* All-Sky Source Snapshot Legacy Survey (HPASSS) was set up by the *Planck* collaboration (P.I.: H. Dole) in the response to ‘must-do’ DDT programme in June 2012. At that time, the preliminary PCCS was internally released to the collaboration, and we could benefit from the unique and timely *Herschel* and *Planck* synergy when the *Planck* products were approaching their final state and when *Herschel* surveys already demonstrated the efficiency of the SPIRE observations. We note that the SPIRE data from 9 *Planck* fields included in the HPASSS sample are *Herschel* archival data: 4C24.28-1 (program: OT2_rhuub.2); NGP_v1, NGP_h1, NGP_h2, SGP_sm3-h, GAMA12_rn1, NGP_v8, NGP_h6 (KPOT_seales01.2); Lockman.SWIRE.offset.1-1 (SDP_soliver.3); and Spider-1 – (OT1_mmiville.2).

2.3. SPIRE data processing, total SPIRE sample and definition of IN and OUT *Planck* regions

The SPIRE data were processed starting with ‘Level 0’ using HIPE 10.0 (Ott 2010) and the calibration tree ‘spire.cal.10.1’ using the Destriper module⁴ as mapmaker (baselines are removed thanks to an optimum fit between all timelines) for most observations. For 33 AORs, we had also to remove some particularly noisy detectors (PSWB5, PSWF8, and PSWE9 affected for Operational Days 1304 and 1305) from the Level 1 timelines. In that case, we processed the data with the naive scan mapper using a median baseline removal (the destriper module worked with all bolometers in Level 1). Turnarounds have been taken into account in the processed data. The useable sky surface area is thus extended, and goes beyond the nominal $7' \times 7'$ or $15' \times 15'$ as specified in the AORs (Table 1). Since we are close to the confusion limit, we included a check to confirm that the non-uniform coverage imposed by including the edges does not change the source detection statistics.

We have a total of 234 SPIRE targets. Of these, two fields were repeated observations, and have been used to check the robustness of our detections. Four fields from the PCCS appear as cirrus structures: diffuse, extended submillimetre emission without noticeable point sources. These fields were removed from the sample. This means that four out of 234 fields (1.7%) were contaminated by Galactic cirrus. The success rate of avoiding Galactic cirrus features is thus larger than 98%, thanks to our

Table 2. SPIRE 1σ total noise (instrument + confusion) levels measured in various fields, in mJy. Our *Planck* fields are denoted ‘*Planck* high- z ’.

Field	1σ noise level		
	250 μm	350 μm	500 μm
<i>Planck</i> high- z	9.9	9.3	10.7
HerMES Lockman-SWIRE	10.1	10.5	12.0
HLS	14.1	12.6	14.2

careful selection on the *Planck* maps of the cleanest 35% of the sky.

Our final sample thus contains 228 fields (i.e., 234 minus two repeated fields minus four cirrus-dominated fields). They are composed of (See Table 1): 10 sources from OT1; 70 sources from OT2; 124 objects from HPASSS CIB; and 24 sources from HPASSS PCCS.

Each SPIRE field of a *Planck* target is then separated into two zones: IN and OUT of the *Planck* source at 545 GHz (the frequency where our selection brings the best S/N ratio). The IN region boundary is defined as the 50% *Planck* intensity contour, i.e., the isocontour corresponding to 50% of the peak *Planck* flux, and encompasses the *Planck*-HFI beam. The OUT region is defined to be outside this region (see the thick white contours in Figs. 1 and 2).

2.4. Ancillary SPIRE data sets

For a first characterization of our sample, and to infer whether it is different from other samples of distant galaxies observed with SPIRE, we will compare with the data obtained in other SPIRE programmes. Since we suspect that most of our targets contain overdensities like proto-clusters of galaxies, it will be useful to contrast it with samples of galaxy clusters at lower redshift, as well as against blank fields. Our two comparison samples are as follows.

1. The HerMES⁵ (Oliver et al. 2010) and H-ATLAS⁶ (Eales et al. 2010) public data as reference fields. In particular, we will be using the ‘level 5’ Lockman HerMES field, which has a similar depth to our SPIRE observations.
2. The SPIRE snapshot programme of local or massive galaxy clusters (Egami et al. 2010) including: the ‘‘Herschel Lensing Survey’’ (HLS); the ‘‘SPIRE Snapshot Survey of Massive Galaxy Clusters’’ (OT1); and the ‘‘SPIRE Snapshot Survey II, Using SPT/CODEX Massive Clusters as Powerful Gravitational Lenses’’ (OT2)⁷.

Finally, we use the OT2 data from ‘‘The highest redshift strongly lensed dusty star-forming galaxies’’ (P.I. J. Vieira) programme to carry out technical checks, since those AORs are very similar to ours.

⁵ <http://hedam.oamp.fr/HerMES/>

⁶ <http://www.h-atlas.org/>

⁷ *Herschel* public data can be downloaded from the *Herschel* Science Archive: http://herschel.esac.esa.int/Science_Archive.shtml

⁴ Scan map destriper details: <https://nhscsci.ipac.caltech.edu>

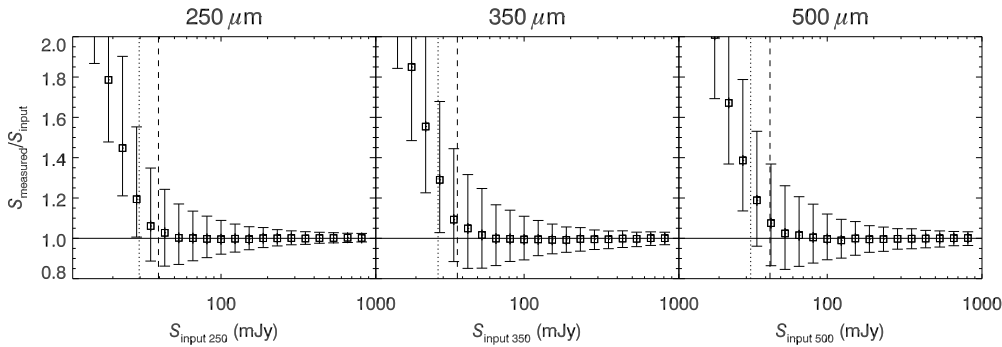
Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Figure 3. Photometric accuracy from Monte Carlo source injections in real maps at 250, 350 and 500 μm . The 3σ (dotted line) and 4σ (dashed line) levels are also shown. See Sect. 3.2 for details.

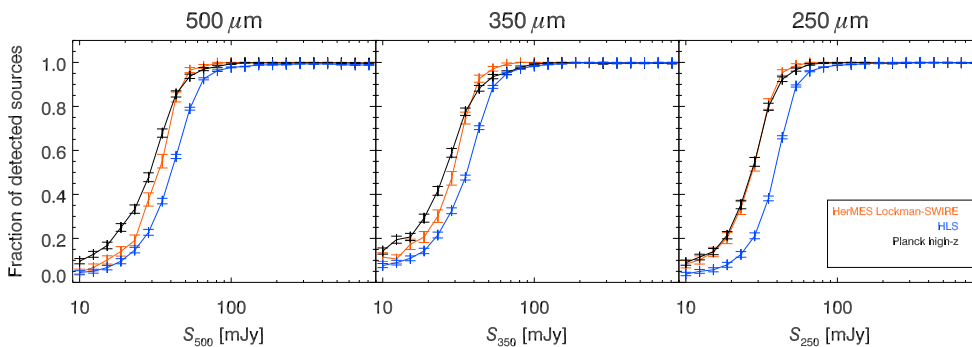


Figure 4. Completeness levels from Monte Carlo source injections in SPIRE maps of different data sets at 250, 350 and 500 μm . Plotted are our *Planck* fields (black), HerMES sources (orange), and Herschel Lensing Survey (HLS) clusters (blue). The 50% (dotted line) and 80% (dashed line) completeness levels are also shown. See Sect. 3.2 for details.

3. SPIRE Photometry

3.1. Photometric analysis

We first measure the noise in each map at each wavelength (channel) by fitting a Gaussian function to the histogram of the maps and deriving the standard deviation, σ_{channel} , a mixture of confusion noise (Dole et al. 2003; Nguyen et al. 2010) and detector noise. The values are reported in Table 2. Data are sky subtracted and at mean 0, as done in HIPE 10. All pixels are used to plot the noise histogram. Histogram have a Gaussian shape, with a bright pixel tail. The bright pixel tail contribution (larger than 3 sigma) to the histogram is nearly 1% in number for each field at 350 μm . Then we extract the sources using a blind method and by a band-merging procedure described in the following sections.

3.2. Blind catalogues

We detect blindly, i.e., independently at each frequency, the sources using StarFinder (Diolaiti et al. 2000). We use Gaussian point spread functions (PSFs) with FWHM of 18.15'' for 250 μm , 25.15'' for 350 μm , and 36.3'' for 500 μm ⁸. These

⁸ for nominal SPIRE map pixels of 6, 10, and 14'', respectively.

individual band catalogues are used for checking photometric accuracy and completeness, and to produce number count estimates. The catalogues are then band-merged in order to quantify the colours of the sources.

We employ Monte Carlo simulations to check our photometry at each wavelength: injection of sources in the data, and blind extraction, in order to measure the photometric accuracy (Fig. 3). As expected, the photometric accuracy is of the order of 10% at flux densities larger than a few tens of mJy, and decreases towards smaller flux densities closer to our noise level (dominated by confusion) at around 30 mJy. The completeness levels are also measured, and reported in Fig. 4 and Table 3.

3.3. Band-merged catalogues

We use the 350 μm map-based catalogue from StarFinder as the input catalogue. This wavelength has two advantages: first, its angular resolution meets our need to identify the sources; and second, it is consistent with the *Planck* colour selection, which avoids the many low- z galaxies peaking at 250 μm . As will be shown in Sect. 4.1, our sample has an excess in number at 350 μm compared to reference samples drawn from the HerMES Lockman SWIRE level 5 field or the low-redshift HLS

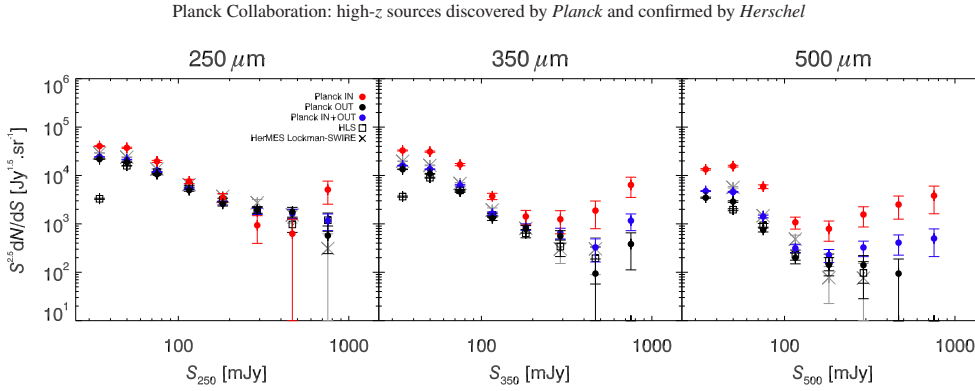


Figure 5. Differential Euclidean-normalized number counts, $S^{2.5}dN/dS$, for various data sets (not corrected for flux-boosting or incompleteness) used to measure the relative behaviour. Symbols show: *Planck* IN region (red circles, 228 fields); *Planck* OUT regions (black circles); *Planck* whole field, i.e., IN+OUT (blue circles); sample of 535 $z < 1$ clusters of the HLS (open square); and HerMES Lockman SWIRE blank field (crosses). Our SPIRE sources corresponding to the *Planck* IN regions clearly show an excess in number density at 350 and 500 μm , illustrating their red colour, and a potentially higher redshift than average. See Sect. 4.1 for details.

Table 3. 80 % completeness levels obtained from Monte Carlo source injection in the SPIRE maps for different fields, in mJy. Our *Planck* fields are denoted “*Planck* high- z ”.

Field	80 % Completeness		
	250 μm	350 μm	500 μm
<i>Planck</i> high- z	35.2	37.0	40.7
HerMES Lockman-SWIRE	35.0	38.4	42.7
HLS	49.3	48.5	54.3

cluster fields, in agreement with the existence of an overdensity of SPIRE sources in the *Planck* beam.

Our band-merging procedure has three steps. First of all, we optimize the measurement of the source position using the 250 μm channel, where available. Secondly, we measure a preliminary flux density on each source, which will serve as a prior to avoid unrealistic flux measurements while deblending. Thirdly, we perform spatially-simultaneous PSF-fitting and deblending at the best measured positions with the newly determined prior flux densities as inputs for FastPhot (Bethérmin et al. 2010b). The details are described in Appendix A. This method provides better matched statistics (more than 90 % identifications) than the blind extraction method performed independently at each wavelength (Sect. 3.2, Table A.2 vs. Table A.1). We finally have a total of about 7100 SPIRE sources, of which about 2200 are located in the *Planck* IN regions (giving an average of about 10 SPIRE sources per *Planck* IN field).

4. Statistical Analysis of the Sample

4.1. Number counts: significant excess of red sources

We compute the differential Euclidean-normalized number counts $S^{2.5}dN/dS$, with S being the flux density at wavelength λ , and N the number of sources per steradian. The counts are not corrected here for incompleteness, or for flux boosting (Eddington bias), since we are interested in the relative be-

haviour between the samples. The detected sources used here are extracted using the blind technique (Sect. 3.2). We cut the samples at 4σ for these counts (σ values in Table 2). We used five different data sets to estimate the number counts:

- *Planck* IN+OUT, our 228 *Planck* entire fields, each covering about $20' \times 20'$;
- *Planck* IN, our 228 *Planck* fields, using only the central parts corresponding to the *Planck* 50 % contour level (determined separately for each source), called the IN region;
- *Planck* OUT, our 228 *Planck* fields, using only the part exterior to the *Planck* 50 % level, called the OUT region;
- HerMES Lockman SWIRE, HerMES level 5 field in Lockman (Oliver et al. 2010), covering 18.2 deg^2 ;
- HLS, 535 cluster-fields of Egami et al. (2010), five from the Herschel Lens Survey KPOT, 282 from OT1, and 248 from OT2, hereafter referred to as HLS.

The number counts of all these data sets are plotted in Fig. 5 and reported in Appendix B in Tables B.1, B.2, and B.3. We derive from the total number count the following results.

- The counts measured in the entire *Planck* fields (blue circles, meaning IN + OUT), HerMES Lockman, and HLS clusters, are generally compatible with each other at 250 μm , except for a few points at large flux density, above 300 mJy, where the numbers are small. This means that, on average, those fields do not show any strong deviations between them.
- The observed counts (uncorrected for incompleteness) show the characteristic shape of the Eddington bias: a cut-off below about 40 mJy, an excess around 50 mJy, and a behaviour compatible with the models at higher flux densities. It is beyond the scope of this paper to re-derive unbiased number counts (e.g., Glenn et al. 2010; Oliver et al. 2010; Clements et al. 2010), as we only focus on the relative trends.
- The IN counts at large flux densities ($S > 300 \text{ mJy}$) show a systematic excess at 350 and 500 μm over the counts in the wide blank field (Lockman) as well as cluster fields. At 300 mJy, the overdensity factors are, respectively, 4.1 and

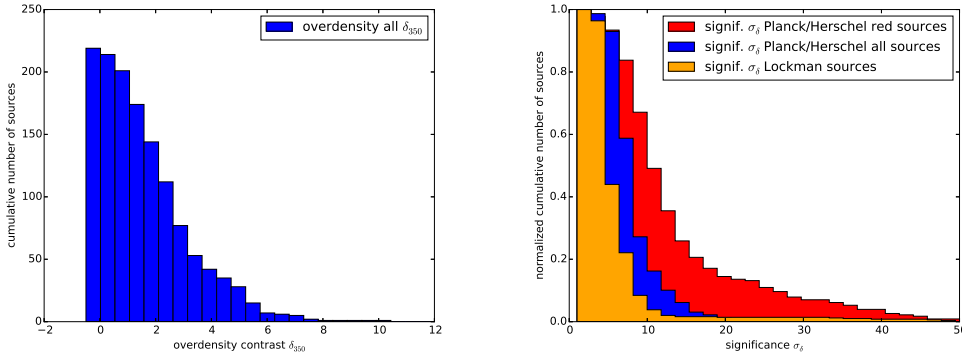
Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*


Figure 6. *Left:* Cumulative histogram of the overdensity contrast δ_{350} (blue) of each *Planck* field (based on $350\ \mu\text{m}$ SPIRE sources). Overdensities are fairly large, with 59 fields having $\delta_{350} > 3$. *Right:* Cumulative (normalized) statistical significance in σ derived from the density maps. Blue represents all our SPIRE sources, red represents only redder SPIRE sources, defined by $S_{350}/S_{250} > 0.7$ and $S_{500}/S_{350} > 0.6$, and orange 500 random fields in Lockman. Most of our fields have a significance greater than 4σ , and the significance is higher still for the redder sources. See Sect. 4.2 for details.

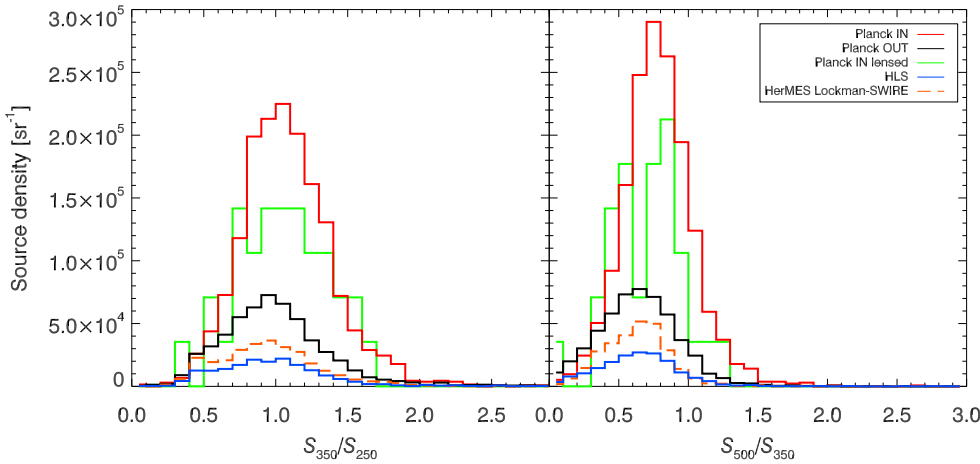


Figure 7. Colour counts: source surface density as a function of the SPIRE colour, S_{350}/S_{250} (left), and S_{500}/S_{350} (right). Histograms are: red solid line, *Planck* IN; black line, *Planck* OUT; green, *Planck* IN lensed fields only; blue line, $z < 1$ HLS clusters; and orange dashes, Lockman SWIRE. The *Planck* IN sources (total and/or lensed sources) show a much higher surface density than other samples, owing mainly to our all-sky search strategy. See Sect. 4.3 for details.

3.7 at $350\ \mu\text{m}$, and about 20 and 16 at $500\ \mu\text{m}$. This chromatic excess (i.e., larger excess at longer wavelengths) is consistent with the hypothesis of the presence of a population of high-redshift lensed candidates at $z = 2\text{--}4$. We will show in Sect. 5 that this is indeed the case.

- (iv) The IN counts at $250\ \mu\text{m}$ are a bit higher (for $S_{250} < 100\ \text{mJy}$) than in Lockman, and are lower at larger flux densities. This means that the SPIRE counterparts of the *Planck* sources have, on average, counts that deviate little from blank fields at this wavelength.

- (v) The IN counts at $350\ \mu\text{m}$ for $S_{350} \approx 50\ \text{mJy}$ are a factor between 1.9 and 3.4 higher than in Lockman and in the cluster fields. This means that, on average, the SPIRE counterparts of the *Planck* sources have a significant excess of $350\ \mu\text{m}$ sources compared to wide blank fields or $z < 1$ HLS cluster fields. This is expected, given our *Planck* selection criteria.
- (vi) The IN counts at $500\ \mu\text{m}$ for $S_{500} \approx 50\ \text{mJy}$ are a factor of 2.7–8 higher than in the Lockman and cluster fields. As in item (v) above, this means that, on average, the SPIRE images of the *Planck* source targets show a significant excess

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

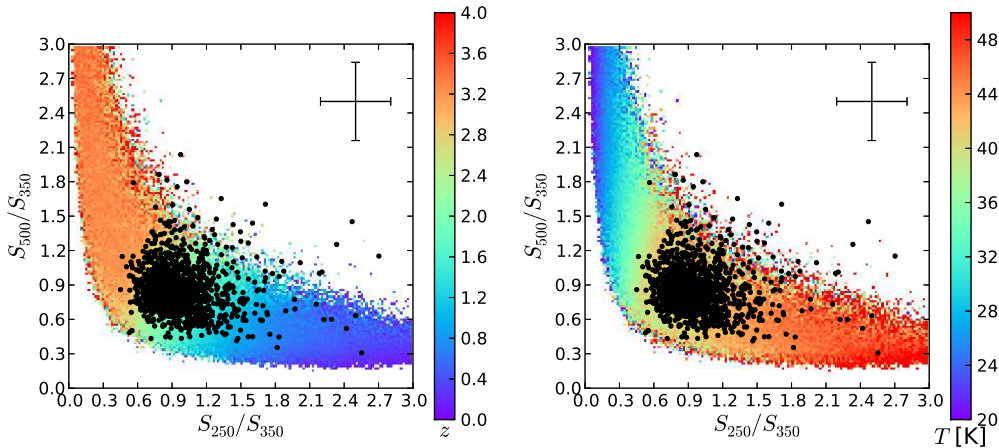


Figure 8. *Herschel*-SPIRE colour-colour diagram of IN sources (black dots) on top of redshifted blackbodies. *Left*: colour codes redshift. *Right*: colour codes dust temperature in kelvin. Although there is a degeneracy between redshift and temperature, the colours suggest a range of $z \sim 1.5$ – 3 for the SPIRE sources corresponding to the *Planck* IN regions. The upper right symbol gives the typical (median) error bars of the measured points. See Sect. 4.3 for details.

of $500\mu\text{m}$ sources compared to wide blank field or $z < 1$ HLS cluster fields.

- (vii) The OUT counts are compatible with the wide blank extragalactic fields, as well as the cluster fields. Our OUT zones can thus also be used as a proxy for the same statistics in blank fields.

As a conclusion, the SPIRE observations of the *Planck* fields reveal “red” sources. The SPIRE images exhibit a significant excess of 350 and $500\mu\text{m}$ sources in number density compared with wide blank fields (HerMES Lockman SWIRE of the same depth) or fields targeting $z < 1$ galaxy clusters (HLS). This significant excess should be expected given the *Planck* colour selection, and is now demonstrated with secure SPIRE detections. It is therefore clear that there is no significant contamination by cirrus confusion in our *Planck* sample, and that where there is a *Planck* high- z candidate, *Herschel* detects galaxies.

4.2. Overdensities

We compute the dimensionless overdensity contrast δ_λ of our fields at wavelength λ via

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

where ρ_{IN} is the surface density of SPIRE sources in the *Planck* IN region, and ρ_{OUT} is the mean surface density of SPIRE sources computed in the *Planck* OUT region, at SPIRE wavelength λ . We have already shown (Sect. 4.1 and Fig. 5) that the OUT region has a density equivalent to that of blind surveys, and is thus a good estimate of $\bar{\rho}$, the mean surface density. To reduce the Poisson noise, we use the counts from *all* the OUT regions.

The overdensity contrasts δ_λ extend up to 10, 12, and 50 at 250 , 350 , and $500\mu\text{m}$, respectively, with a median overdensity δ_λ of $\delta_{250} = 0.9$, $\delta_{350} = 2.1$, and $\delta_{500} = 5.0$. This means that our *Planck* IN regions have an excess of SPIRE sources. Indeed, there are 50 fields with $\delta_{500} > 10$, and 129 with $\delta_{500} > 4$

(with significance levels always higher than $4\sigma_\delta$, see below). At $350\mu\text{m}$, there are 19 fields with $\delta_{350} > 5$, 37 fields with $\delta_{350} > 4$ and 59 fields with $\delta_{350} > 3$, as shown in Fig. 6 (left panel, in blue). In Appendix D, we also use the densities measured with AKDE to estimate the overdensities.

How significant are these overdensity contrasts? To quantify this we compute the mean density field using the AKDE algorithm (adaptive kernel density estimator, see Valtchanov et al. 2013 and also Pisani 1996; Ferdosi et al. 2011). The principle is to generate a two-dimensional density field based on the positions of the sources from a catalogue, filtered (smoothed) according to the source surface density. From this smoothed field, we compute the standard deviation and hence we derive the significance σ_δ of the overdensity. We also run 1000 Monte Carlo runs to get a better estimate of the scatter on σ_δ (by creating AKDE density maps using random source positions – but otherwise using the real catalogues of each field – and measuring the RMS over those 228000 realizations). All our fields show overdensities larger than $1.8\sigma_\delta$, with a median of $7\sigma_\delta$ (Fig. 6 right panel). The typical number of sources in an overdensity is around 10, but with a fairly wide scatter.

We can then choose to select the reddest sources, this being a possible signature of a higher redshift or a colder dust temperature. We define the SPIRE red sources with the following cuts in colour based on the distributions shown in Fig. 7: $S_{350}/S_{250} > 0.7$; and $S_{500}/S_{350} > 0.6$. When selecting only the red sources, the overdensity significance increases: The mean is now $12\sigma_\delta$ and the median $9\sigma_\delta$. We have 50% of the sample at $10\sigma_\delta$ or more (when selecting the red sources), which is more than a factor of 3 larger than when selecting all SPIRE sources. 23% of the sample is above $15\sigma_\delta$ (Fig. 6 right panel), i.e., 51 fields.

These high significance levels can be contrasted with the mean $\delta_{500} \approx 0.25$ obtained by Rigby et al. (2014) at the locations of 26 known protoclusters around very powerful radiogalaxies, drawn from the list of 178 radiogalaxies at $z > 2$ of Miley & de Breuck (2008). They can also be compared to the few similar ex-

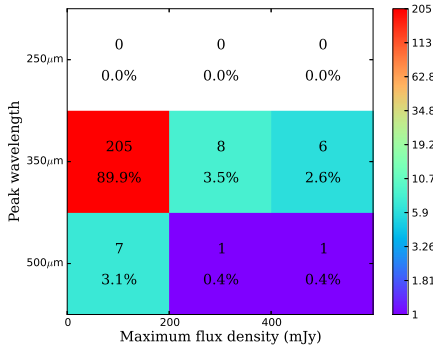
Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Figure 9. Classification of 228 *Planck* fields with *Herschel*-SPIRE. The x -axis represents the maximum flux of the SPIRE source within the IN region: lensed source candidates are selected if they fall above 400 mJy (i.e., the right column, seven sources). The y -axis represents the wavelength at which the brightest SPIRE source peaks in the IN region. Overdensities are thus selected in the lower left four cells. The colour represents the number of fields in each cell (as shown in the colour bar), the numbers in the cells are the number of fields and percentage in each cell. Our sample is thus dominated by overdensities peaking at 350 μm . See Sect. 4.4 for details.

amples in Clements et al. (2014), with at most $4.7 \sigma_\delta$ at 350 μm . We show in Fig. 6 right panel, in orange, the cumulative normalized significance σ_δ of 500 random positions in the Lockman field; Using this test sample illustrates the high significance of the overdensities of our sample.

Examples of some overdensities are shown in Appendix E, where we present a gallery of representative SPIRE data.

4.3. Colours of the sources

Using the band-merged catalogue (Sect. 3.3), we can derive the colours of the sources, i.e., the ratios of the observed flux densities S_{500}/S_{350} vs. S_{250}/S_{350} . In this colour-colour space, redder sources will have higher S_{500}/S_{350} ratios and lower S_{250}/S_{350} ratios, and will tend to lie in the lower left part of the diagram.

We provide in Fig. 7 the source surface density histograms for the two SPIRE colours: S_{350}/S_{250} and S_{500}/S_{350} (red, *Planck* IN; black, *Planck* OUT; green, only the lensed fields; blue, HLS; and dashes, HerMES). The IN sources show three times larger surface densities in S_{350}/S_{250} , and four times larger surface densities in S_{500}/S_{350} than OUT and Lockman sources. The IN source distribution peaks at much higher surface density than any other sample, suggesting that our sample is dominated by red and overdense SPIRE sources.

Following the approach of Amblard et al. (2010), we generate the SED of 10^6 modified blackbodies with 10% Gaussian noise and explore three parameters: the blackbody temperature (T) in the range 10–60 K; the emissivity (β) in the range 0–2; and the redshift for $z = 0$ –5. For each set of parameters we convert the fixed, observed SPIRE wavelengths into rest frame wavelength (at redshift z , thus varying with z) using: $\lambda_{\text{rest}} = \lambda_{\text{SPIRE}}/(1+z)$. We then calculate the flux at each wavelength using λ_{rest} , and compute the colours S_{250}/S_{350} and S_{500}/S_{350} for

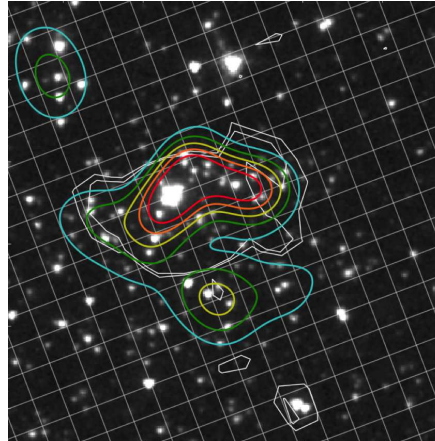


Figure 10. A high- z cluster candidate observed by *Planck*, *Herschel*, and *Spitzer*-IRAC (image covering $0.5' \times 0.3'$). We show the IRAC channel 1 (3.6 μm) image, with SPIRE 350 μm white contours overlaid. Colour contours represent statistical significance of the local overdensity, from light blue to red: 3, 4, 5, 6, and 7 σ_δ . See Sect. 6.1 for details.

each set of parameters. Fig. 8 shows those realizations, colour-coded in redshift (deep purple for $z = 0$, up to red for $z = 4$). Our SPIRE IN sources are shown in black. They predominantly fall in the redshift region corresponding to $z \sim 1.5 - 3$. We note, however, that the redshift-temperature degeneracy is present in this suggestive result (Amblard et al. 2010; Pope & Chary 2010; Greve et al. 2012), and will be discussed in Sect. 6.3.

4.4. Classification of the sources

We classify the *Herschel* fields in an automated way and for preliminary analysis into two main categories: (1) *overdensities*, appearing as clustered sources, and (2) *lensed candidates*, appearing as a bright single source as a counterpart of the *Planck* source. To make this classification, we measure within the IN *Planck* region the flux density and colour of the brightest SPIRE source.

We sort the fields using two criteria: (1) the SPIRE channel at which the source has its maximum flux density; and (2) its flux density at 350 μm . We will use this two-parameter space to classify the sources. This classification provides the first set of information about the sources, although a definitive classification will require follow-up data to confirm the nature of the sources.

In this space, the lensed candidates will populate the “red” and “bright” areas (typically 350 or 500 μm peakers, and $S_\nu > 400$ mJy). This does not necessarily mean that all the sources in this area will be strongly gravitationally lensed (although this is confirmed by further follow-up, see following sections).

The overdensity candidates will be located in a different area of this two-parameter space than the lensed candidates. They will tend to populate the fainter end (typically $S_\nu < 200$ mJy) and will have red colours (typically 350 or 500 μm peakers).

We do not expect many 250 μm peakers because of the *Planck* colour selection, for which there is a bias towards redder colours and thus potentially higher-redshift sources.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

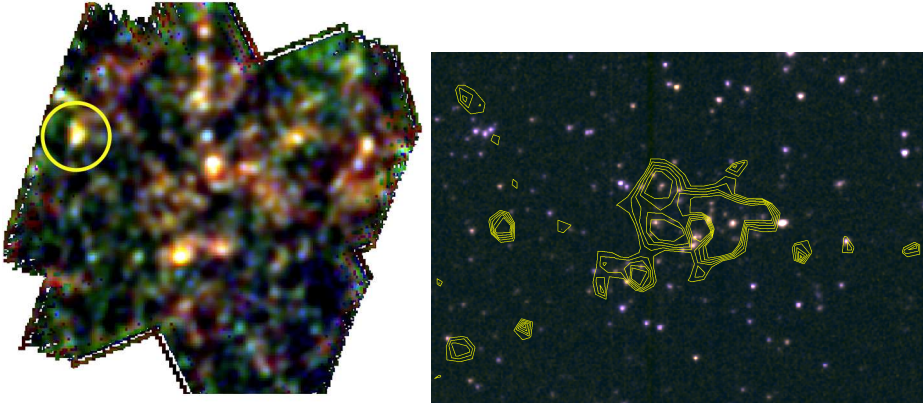


Figure 11. *Left:* SPIRE 3-colour image of one *Planck* high- z overdensity candidate (located in the centre), in an image covering about $20' \times 20'$. We note the bluer source on the left (circled), which corresponds to the galaxy cluster shown on the right. *Right:* a confirmed $z = 1.58$ galaxy cluster XMMU J0044.0-2033 (Santos et al. 2011) which lies close to our *Planck* high- z source. The background image is a two colour composite of *Spitzer*-IRAC channel 1 ($3.6 \mu\text{m}$) and channel 2 ($4.5 \mu\text{m}$), covering about $3' \times 2'$. The contours are *Herschel*-SPIRE $350 \mu\text{m}$. See Sect. 6.1 for details.

Fig. 9 summarizes the classes of SPIRE identifications of the *Planck* high- z (meaning $z > 1.5$) candidates, based on those criteria. We show that the vast majority of our sample is composed of overdensities of $350 \mu\text{m}$ peakers. The number of lensed candidates is rather small in comparison, amounting to seven sources based on this criterion. All are confirmed to be strongly gravitationally lensed galaxies (Canameras 2015). We will show later that visual inspection led us to discover a few more lensed sources.

The dashed lines in Fig. 7 show the colour vs. surface density of the lensed candidate population, whose red colours are confirmed.

Finally, we derived number counts (as in Fig. 5) but now by separating the overdensities from the lensed sources that dominate the counts at large flux densities, typically $S > 250 \text{ mJy}$ (shown in Appendix C in Fig. C.1). This separation suggests that the excess at large flux densities in the number counts of our sample is due to the presence of bright lensed sources, compared to reference samples (HLS, HerMES).

5. Strongly gravitationally lensed source candidates

5.1. Validation of existing lensed sources

Negrello et al. (2007) and Bethermin et al. (2012) predicted that a small, but significant fraction of very bright high-redshift ($z > 2$) submillimetre galaxies are strongly gravitationally lensed, dusty starbursts in the early Universe. Negrello et al. (2010) presented observational evidence of these predictions. In addition, Fu et al. (2012) confirmed the nature of the source H-ATLAS J114637.9-001132 as a strongly gravitationally lensed galaxy at $z = 3.3$; this source was part of the first release of the *Planck* ERCSC Catalogue (Planck Collaboration VII 2011; Planck Collaboration 2011), and fell fortuitously into the H-ATLAS survey field (see also Herranz et al. 2013). Another independent confirmation that *Planck* sources can be strongly gravitationally lensed came from the source HLS J091828.6+514223,

confirmed as a bright, $z = 5.2$ gravitationally lensed galaxy behind the massive intermediate-redshift galaxy cluster Abell 773 (Combes et al. 2012), as part of the *Herschel* Lensing Survey (Egami et al. 2010). This source was independently found in our survey and is part of the *Herschel*/SPIRE OT2 selection. It is excluded from our sample to satisfy the condition of non-redundancy.

5.2. Previously unknown gravitationally lensed sources

In the absence of extensive follow-up, it is challenging to distinguish between single or multiple strongly gravitationally lensed galaxies behind the same foreground structure and overdensities of intrinsically bright submillimetre galaxies, for all but the brightest gravitationally lensed sources. Moreover, at flux densities of about $S_{350} = 250 \text{ mJy}$ and above, isolated SPIRE point sources may turn out to be associations of multiple FIR galaxies when observed at higher spatial resolution (Ivison et al. 2013).

As a first step towards identifying the gravitational lensed candidates in our sample (Sect. 4.4), we therefore focused on those targets where SPIRE shows only a single, very bright source, with the typical FIR colours of high-redshift ($z > 2$) galaxies associated within one *Planck* beam. We thus identified seven isolated SPIRE point sources, as described in Sect. 4.4, plus five others at slightly fainter flux densities. All have peak flux densities at $350 \mu\text{m}$, including 11 with $S_{350} = 300\text{--}1120 \text{ mJy}$ (Canameras 2015). Six of these galaxies were taken from the PCCS, the remaining six originate from the sample of Planck Collaboration (2015). Although the initial selection of lensed candidates was carried out by eye upon the reception of the SPIRE imaging, seven of these targets were also identified with our automatic classification (Sect. 4.4). We used the IRAM 30-m telescope to obtain firm spectroscopic redshifts via a blind CO line survey with the wide-band receiver EMIR. We identify 2–6 lines per source, which confirms they are at redshifts $z = 2.2\text{--}3.6$. Interferometry obtained with the IRAM Plateau de Bure interferometer and the Submillimeter Array, as well as several empirical calibrations based on FIR luminosity and dust

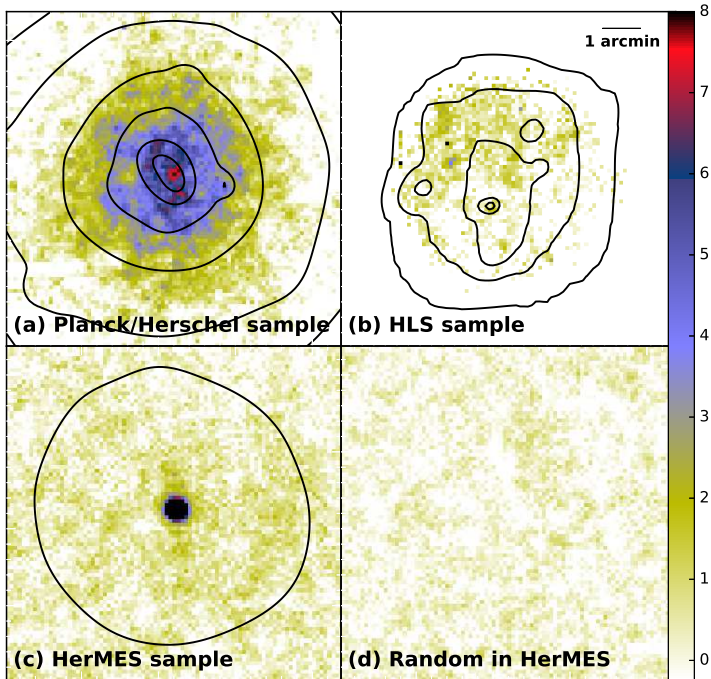
Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Figure 12. Stacks of SPIRE $350\mu\text{m}$ data ($8.7' \times 8.7'$): (a) 220 *Planck* *Herschel* fields; (b) 278 HLS clusters; (c) 500 sources in the HerMES Lockman field, peaking at $350\mu\text{m}$; and (d) 500 random positions in the HerMES Lockman field. Black contours show the density of red sources (using AKDE). Our *Planck* fields clearly exhibit a high significance of extended (a few arcminutes) submm emission, due to the presence of many red point sources, not seen in the HLS or HerMES sources. See Sect. 6.2 for details.

temperature (following Harris et al. 2012), and CO line luminosity and line width (following Greve et al. 2012), demonstrate that these are indeed strongly gravitationally lensed galaxies, amongst the brightest on the submm sky (Canameras 2015).

6. Candidate high- z overdensities

Without rejecting the possibility that the observed overdensities of red SPIRE sources could be chance alignments of structures giving coherent colours (e.g., Chiang et al. 2013), we can ponder the nature of those overdensities. Could they be high-redshift intensely star-forming galaxy proto-clusters? Indeed, recent studies, such as Gobat et al. (2011), Santos et al. (2011, 2013, 2014), and Clements et al. (2014) confirm the presence of high redshift ($z > 1.5$) galaxy clusters emitting enough energy in the submillimetre to be detected. Those previously detected clusters are, however, in a different state of evolution than our candidates. Many of the confirmed clusters exhibit X-ray emission, suggesting already mature and massive clusters. The following sections investigate different aspects of our sample, which is uniquely selected by strong submm emission over the whole sky, enabling us to unveil a rare population.

6.1. First confirmations

It is beyond the scope of this paper to summarize all the follow-up observations conducted so far, but we give here three highlights, which will be discussed in more detail in subsequent papers.

Our sample contains a source from *Herschel* OT1 that was followed up early as a pilot programme. Using CFHT and *Spitzer* imaging data, and VLT and Keck spectroscopy, a structure was identified at $z \sim 1.7-2.0$ (Flores-Cacho et al., 2014, in prep.). By fitting a modified blackbody and fixing redshifts at respectively 1.7 and 2.0, we find an average dust temperature for the sources of, respectively, 27K and 35K.

Another field has been imaged by *Spitzer* as part of our GO-9 programme – see Fig. 10 for the IRAC $3.6\mu\text{m}$ image with the SPIRE $350\mu\text{m}$ contour. The colour ratios of IRAC flux densities $3.6\mu\text{m}/4.5\mu\text{m}$ of the sources detected in the overdensity exhibit red colours, indicating their probable high-redshift nature (Papovich 2008). The overdensity of IRAC $3.6\mu\text{m}$ sources has a statistical significance of $7\sigma_\delta$ (Martinache et al., 2014, in prep.). While not yet confirmed as a proto-cluster or cluster through spectroscopy, this structure, seen with *Spitzer* at near-infrared wavelengths, supports the hypothesis of strongly clustered highly star-forming infrared sources.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

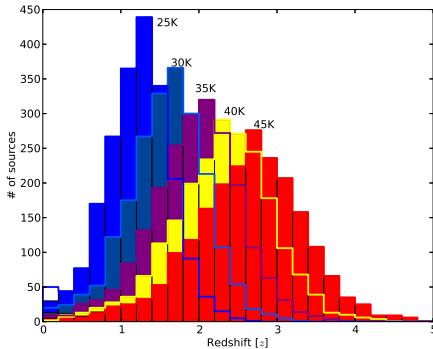


Figure 13. SPIRE photometric redshift distribution of the roughly 2200 SPIRE sources in the IN regions, as a function of the fixed assumption for dust temperature: $T_d = 25, 30, 35, 40,$ and 45 K (from left to right). See Sect. 6.3 for details.

Finally, we have also found one SPIRE field with overlapping data from the literature. The observations from Santos et al. (2011) confirm the presence of a $z = 1.58$ cluster using optical/NIR spectroscopy. This particular high- z cluster has also been detected in X-rays, leading to a total mass estimate of about $3\text{--}5 \times 10^{14} M_\odot$. It is located a few arcminutes from one of our targets (Fig. 11 right), so is not formally an identification of our *Planck* source, but rather a coincidence. While not connected to our target source here, this cluster can nevertheless bring useful information. The SPIRE colours of this cluster are bluer than our sources. Since our target shows redder SPIRE colours, this suggests it has a higher redshift or a cooler dust temperature.

6.2. Large clustering of our sample revealed with stacking

We can investigate if the observed overdensities have different clustering properties than two test samples: (1) the HLS massive $z < 1$ clusters; and (2) $350 \mu\text{m}$ peaker sources in the HerMES Lockman field brighter than 50 mJy . To do so, we use a stacking analysis (see, e.g., Montier & Giard 2005; Dole et al. 2006; Braglia et al. 2011), here applying the method of Bethermin et al. (2010a). We stack the following SPIRE $350 \mu\text{m}$ data: (a) the 220 overdensities of our sample; (b) 278 HLS clusters; (c) 500 bright $350 \mu\text{m}$ peaker sources in the Lockman field; and (d) 500 random positions in the HerMES Lockman field as a null test. The stacks are presented in Fig. 12.

We can see that the *Planck* fields show clear and significant extended (a few arcminutes) emission due to the clustering of bright submm sources. This kind of extended emission of clustered submm sources is not observed in the HLS clusters, nor around $350 \mu\text{m}$ peaking HerMES sources. The random stack validates the absence of a systematic effect in stacking (Dole et al. 2006; Bethermin et al. 2010a; Viero et al. 2013; Planck Collaboration XVIII 2014). This proves that our sources are of a different nature than mature HLS clusters or average HerMES submillimetre sources.

We overplot in Fig. 12 the contours in density (see Sect. 4.2) of the SPIRE red sources (defined in Sect. 4.2). The stacks indicate that the *Planck* sample exhibits strong overdensities of red

SPIRE sources. By contrast, the HLS sample shows a smooth and weak density of red sources (except for the presence of some point sources – the background lensed galaxies). As expected, the HerMES sample shows a stack consistent with the SPIRE PSF, while the random sample is consistent with noise.

6.3. Dust temperatures, photometric redshifts, luminosities, and star formation rates

With the hypothesis that our overdensities are actually gravitationally bound structures, i.e., clusters of star-forming, dusty galaxies, the overdensity colours (Fig. 7) suggest a peak redshift around $z = 1.5\text{--}3$ (Fig. 8). Using a modified blackbody fit (with $\beta = 1.5$) and fixing the dust temperatures to $T_d = 25, 30, 35, 40,$ and 45 K, we obtain the redshift distributions shown in Fig. 13 for the roughly 2200 sources found in the IN regions for these overdensities. For $T_d = 35$ K, the distribution peaks at $z = 2$. For higher dust temperatures, the peak of the distribution is shifted towards higher redshifts, since dust temperature and redshift are degenerate for a modified blackbody, where $T_d/(1+z) = \text{constant}$.

Many studies (e.g., Magdis et al. 2010; Elbaz et al. 2011; Greve et al. 2012; Magdis et al. 2012; Symeonidis et al. 2013; Weiss et al. 2013; Magnelli et al. 2014) suggest that dust temperatures of $z \sim 2$ sources are typically of the order of 35 K, consistent with the few measurements in hand (see Sect. 6.1). With the conservative assumption that $T_d = 35$ K for all sources (e.g., Greve et al. 2012), we can derive the IR luminosity for each SPIRE source (by integrating between $8 \mu\text{m}$ and 1 mm), and find that it has a broad distribution peaking at $4 \times 10^{12} L_\odot$ (Fig. 14). Assuming that the conventionally assumed relationship between IR luminosity and star formation (Kennicutt 1998; Bell 2003) holds, and that AGN do not dominate (as was also found for the objects previously discussed by Santos et al. 2014 and Clements et al. 2014), this would translate into a peak SFR of $700 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ per SPIRE source (Fig. 15). If we were to use colder dust temperatures, the peak SFR would be at about $200 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ per SPIRE source (Fig. 15). If we were to use warmer dust temperatures, the SFR would increase because the implied redshift would be higher and still compatible with other observations, e.g., the compilation of submillimetre galaxies in Greve et al. (2012), where L_{IR} is measured in the range $3 \times 10^{12}\text{--}10^{14} L_\odot$ and T_d in the range $30\text{--}100$ K, for redshifts above 2.

We can also estimate the IR luminosities and SFRs of the overdensities, i.e., potential clusters of dusty galaxies at high- z , rather than the single SPIRE sources that we used above. With typically 10 SPIRE sources in the IN region, we sum up the IR luminosities of SPIRE sources within the IN region (under the same assumption of $T_d = 35$ K) to obtain a peak IR luminosity of $4 \times 10^{13} L_\odot$. This translates to a peak SFR of $7 \times 10^3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ per structure, as seen in Fig. 16.

Our estimates of L_{IR} are within the range of FIR luminosities expected for massive, vigorously star-forming high- z structures (e.g., Brodwin et al. 2013), which are perhaps proto-clusters in their intense star formation phase, and are consistent with the four bound structures found in Clements et al. (2014). These $z > 2$ intensely star forming proto-clusters are also expected in some models, e.g., the proto-spheroids of Cai et al. (2013), or the halos harbouring intense star formation discussed in Bethermin et al. (2013).

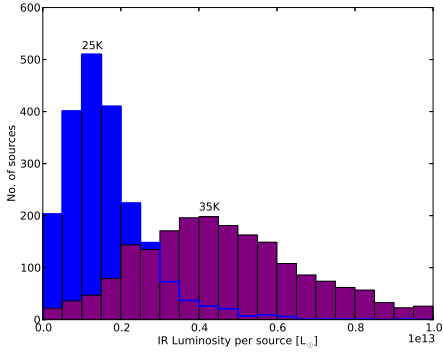
Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Figure 14. Infrared luminosities (L_{IR}) of the approximately 2200 SPIRE sources in the IN regions, as a function of the fixed dust temperature: 35 K (purple, right histogram), and also shown for illustration 25 K (blue, left histogram). See Sect. 6.3 for details.

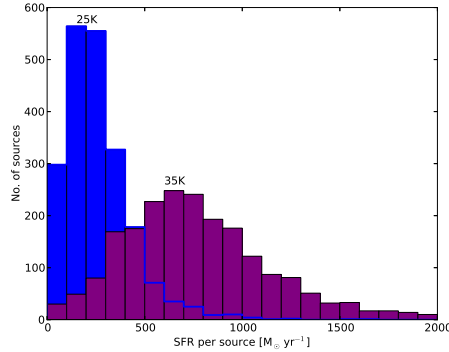


Figure 15. Star formation rate (SFR) for individual SPIRE sources in the overdensity sample (i.e., in the *Planck* IN region). For $T_d = 35$ K, a dust temperature favoured by the literature, (purple, right histogram) the distribution peaks at $700 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. We also show for illustration $T_d = 25$ K (blue left histogram) peaking at $200 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. See Sect. 6.3 for details.

6.4. Massive galaxy clusters in formation?

It is of course tempting to postulate that all (or at least a subset) of our sources include massive galaxy clusters in the process of formation. However, demonstrating this conclusively with the present *Herschel* photometry alone is not possible. We have therefore undertaken a comprehensive multi-wavelength photometric and spectroscopic follow-up campaign to directly constrain the nature of our sources and in particular, to investigate whether they are good candidates for being the progenitors of today's massive galaxy clusters seen during their most rapid phase of baryon cooling and star formation.

Even without such an explicit analysis of the astrophysical nature of our candidates, we can already state that: (1) our estimated luminosities are consistent with the expected star formation properties of massive galaxy clusters, as obtained from stellar archaeology in galaxies in nearby clusters and out to redshifts $z \sim 1$; and (2) our total number of overdensities are consistent with the expected numbers of massive high- z galaxy clusters, as obtained from models of dark matter halo structure formation.

For point (1), a broad consensus has now been developed whereby most of the stellar mass in massive cluster galaxies was already in place by $z \approx 1$. The most stringent observational constraint is perhaps the tight red sequence of cluster galaxies in colour-magnitude diagrams of massive galaxy clusters in the optical and near-infrared (e.g., [Renzini 2006](#)), which suggests that massive cluster galaxies formed most of their stellar populations within a short timescale of ≤ 1 Gyr, i.e., within one cluster dynamical time, with little star formation thereafter. Rest-frame optical studies of distant clusters suggest that the bright end of the red sequence was already in place by $z \approx 1$ ([Rudnick et al. 2009](#)), with a likely onset amongst the most massive galaxies by ≈ 2 , or even before ([Kodama et al. 2007](#)).

The shortness of the star formation period in nearby clusters allows us to derive an order-of-magnitude estimate of the total star formation rates during this period, as implied by the fossil constraints, and the resulting FIR fluxes. To obtain upper limits on the stellar mass formed during this epoch, we use stellar mass estimates obtained for 93 massive X-ray-selected clusters

with $M_{500} = (10^{14} - 2 \times 10^{15}) M_{\odot}$ at $z = 0 - 0.6$ by [Lin et al. \(2012\)](#) based on *WISE* $3.4 \mu\text{m}$ photometry. M_{500} is the total mass within the central cluster regions where the mass surface density exceeds the cosmological value by at least a factor of 500. [Lin et al.](#) find that in this mass range, stellar mass scales with M_{500} as $(M_*/10^{12} M_{\odot}) = (1.8 \pm 0.1) (M_{500}/10^{14} M_{\odot})^{0.71 \pm 0.04}$. For clusters with $M_{500} = 1 \times 10^{14} M_{\odot}$ (or $2 \times 10^{15} M_{\odot}$, their highest mass), this corresponds to $M_* = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ (or $1.5 \times 10^{13} M_{\odot}$). We do not expect that including the intracluster light would increase these estimates by more than a few tens of percent (e.g., [Gonzalez et al. 2007](#)), which is a minor part of the uncertainty in our rough order-of-magnitude estimate.

These mass and timescale estimates suggest total star formation rates in the progenitors of massive galaxy clusters at lower redshifts of a few $\times 10^3$ and up to about $2 \times 10^4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Using the conversion of [Kennicutt \(1998\)](#) between star formation rate and infrared luminosity (Sect. 6.3), this corresponds to $L_{\text{IR}} \approx (10^{13} - 10^{14}) L_{\odot}$. This is well within the range of the global star formation rates and L_{FIR} values in our sample of overdensities.

For point (2), the absence of such objects, we use the [Tinker et al. \(2008\)](#) halo model to compute the expected surface density of dark matter halos. We expect between 8500 and 1×10^7 dark matter halos at $z > 2$ having masses $M_{\text{tot}} > 10^{14} M_{\odot}$ and $10^{13} M_{\odot}$, respectively, over 35 % of the sky. With the assumption that the cluster galaxies have formed most of their stellar populations within a short timescale (see above), we estimate that only a fraction of those halos will be observationally caught during their intense star formation phase, when they are infrared- and submm-bright. Assuming that this phase happened mainly between $z = 5$ and $z = 1.5 - 2.0$, we find that the upper limit on the formation period of each individual cluster, about 1 Gyr, is 3–4 times shorter than the cosmic time elapsed over this epoch, 2–3 Gyr. We would therefore expect to find a few thousand dark matter halos on the submm sky at any given observing epoch. This order-of-magnitude estimate is above with our finding of about 200 overdensities with *Planck* in this study, and with a few hundred to be detected in the full *Planck* data set by [Planck](#)

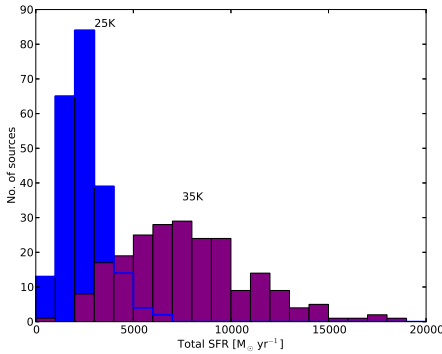
Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Figure 16. Total star formation rate (SFR) per *Planck* IN region, i.e., for the overdensity sample, assuming each overdensity is an actual high- z cluster of dusty galaxies, located at a redshift given by the SPIRE photometric redshift, and using a modified blackbody fit with a fixed dust temperature of $T_d = 35$ K (purple, right histogram peaking at $7 \times 10^3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$), this temperature being favoured by the literature. We also show the total SFR for $T_d = 25$ K, giving a peak at $2 \times 10^3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. The structures could be intensely star-forming clusters. See Sects. 6.3 and 6.4 for details.

Collaboration (2015), but not more than an order of magnitude, illustrating the need to understand the detailed processes of star formation in the most massive halos (Bethermin et al. 2013).

7. Conclusions

Our *Planck* sample based on a colour selection of cold sources of the CIB is overwhelmingly dominated in number by significant galaxy overdensities peaking at $350 \mu\text{m}$, and a minority of rare, bright $z > 1.5$ strongly gravitationally lensed sources, among which are the brightest ever detected in the submillimetre. This confirms the efficiency of *Planck* to select extreme and rare submillimetre sources over the whole sky, as well as the need for higher angular resolution imaging using *Herschel* (and current/planned ground-based submm/mm observatories) to identify and study them.

From the analysis of *Herschel* observations of the sample of 228 *Planck* cold sources of the CIB, we draw several conclusions.

- Less than 2% of the fields are Galactic cirrus structures. When a clean and controlled selection is performed on *Planck*, there is thus no reason to expect a large cirrus contamination when using a conservative Galactic mask.
- With about 93% of the overdensities peaking at $350 \mu\text{m}$, and 3.5% peaking at $500 \mu\text{m}$, our sample unambiguously selects sky areas with the largest concentrations of red SPIRE galaxies, consisting of highly significant overdensities.
- Some of the overdensities are confirmed high- z structures, e.g., a source at $z \approx 1.7\text{--}2.0$ (Flores-Cacho et al. 2014, in prep.).
- The significance in density contrast of the overdensities (e.g., half of the fields above $10\sigma_\delta$ when selecting red SPIRE

sources) is higher than any other sample targeting proto-clusters or high- z clusters in the submillimetre, confirming the relevance of the strategy of using *Planck* data on the cleanest parts of the sky to uncover high- z candidates.

- The SPIRE sources in the overdensity fields have a peak redshift of $z = 2$ or 1.3, if we fix the dust temperature at $T_d = 35$ K or 25 K, respectively.
- With the assumption of $T_d = 35$ K, each SPIRE source has an average IR luminosity of $4 \times 10^{12} L_\odot$, leading to star formation rates for each source peaking at $700 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. If confirmed, these exceptional structures harbouring vigorous star formation could be proto-clusters in their starburst phase.
- Assuming the SPIRE sources are located in the same large-scale overdensity, we derive a total IR luminosity of $4 \times 10^{13} L_\odot$, leading to total star formation rates of $7 \times 10^3 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, and with around 10 detected sources per structure.
- About 3% of our sample is composed of intensely gravitationally lensed galaxies. This sample is unique, as it targets the brightest observed such sources, typically above 400 mJy at $350 \mu\text{m}$ and reaching up to the jansky level. They are all spectroscopically confirmed to lie at redshifts $z = 2.2\text{--}3.6$ (Canameras 2015; Nesvadba 2015).
- The novelty and efficiency of our new sample is that it provides about 50 times more fields for a *Planck-Herschel* co-analysis than in existing *Herschel* surveys searching for serendipitous *Planck* sources (e.g., Clements et al. 2014), for only a fraction of the *Herschel* observing time.
- Our new sample exhibits high density contrasts with a high significance: for the red sources, 30% of our sample (about 70 fields) shows significance levels higher than $4.5\sigma_\delta$, and 15% of our sample (34 fields) are higher than $7\sigma_\delta$.

The presence of the overdensities (and the hypothesis that these could be actual forming, bound structures) is consistent with other findings (Santos et al. 2014; Clements et al. 2014; Noble et al. 2013; Wylezalek et al. 2013b). Our *Planck* extraction and confirmation with *Herschel* provides an efficient selection over the whole sky, biased towards star-forming sources, giving a few hundred candidates (Fig. 15). This selection nicely complements the structures found at $z \sim 2$ already detected by different means, e.g., with the X-ray signature of hot IGM gas, with stellar mass overdensities, Ly α emission, or in association with radiogalaxies (Pentericci et al. 1997, 2000; Brodwin et al. 2005; Miley et al. 2006; Nesvadba et al. 2006; Venemans et al. 2007; Doherty et al. 2010; Papovich et al. 2010; Brodwin et al. 2010, 2011; Hatch et al. 2011; Gobat et al. 2011; Santos et al. 2011; Stanford et al. 2012; Santos et al. 2013, 2014; Brodwin et al. 2013; Galametz et al. 2013; Rigby et al. 2014; Wylezalek et al. 2013a; Chiang et al. 2014; Cooke et al. 2014; Cucciati et al. 2014). However, it is hard to estimate the fraction that may be comprised of random alignments of unrelated clumps (e.g., Chiang et al. 2013), since the fluctuation field due to clustering is highly non-Gaussian. Ancillary data (particularly redshifts) are needed to confirm the associations, and an ambitious follow-up programme is underway.

To further characterize the overdensities discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*, we also started to stack them in many ancillary data sets. The first data set is the *Planck* lensing map (Planck Collaboration XVII 2014). The goal is to detect a signature of the presence of large gravitational potential, as has been demonstrated already by correlating the CIB fluctuations with the lensing map (Planck Collaboration XVIII 2014). The second data set is to use the nine frequency maps and the diffuse

tSZ map obtained by MILCA (Hurier et al. 2013). The goal here is to detect a signature of the thermal Sunyaev-Zeldovich (tSZ) effect (Sunyaev & Zeldovich 1969, 1972) and thus the presence of hot gas. These analyses will be published in a subsequent paper.

The *Planck* data thus provide unique and powerful samples to uncover rare populations, exploitable for extragalactic studies, as was shown with our successful follow-up with *Herschel* of 228 *Planck* high- z candidates. There are hundreds more *Planck* high- z candidates (the full catalogue is being finalized and will be published in Planck Collaboration 2015) to be studied and characterized.

Acknowledgements. The development of *Planck* has been supported by: ESA; CNES and CNRS/INSU-IN2P3-INP (France); ASI, CNR, and INAF (Italy); NASA and DoE (USA); STFC and UKSA (UK); CSIC, MICTINN, JA, and RES (Spain); Tekes, AoF, and CSC (Finland); DLR and MPG (Germany); CSA (Canada); DTU Space (Denmark); SER/SSO (Switzerland); RCN (Norway); SFI (Ireland); FCT/MCTES (Portugal); and PRACE (EU). A description of the *Planck* Collaboration and a list of its members, including the technical or scientific activities in which they have been involved, can be found at <http://www.sciops.esa.int/index.php?project=planck>.

The *Herschel* spacecraft was designed, built, tested, and launched under a contract to ESA managed by the *Herschel/Planck* Project team by an industrial consortium under the overall responsibility of the prime contractor Thales Alenia Space (Cannes), and including Astrium (Friedrichshafen) responsible for the payload module and for system testing at spacecraft level, Thales Alenia Space (Turin) responsible for the service module, and Astrium (Toulouse) responsible for the telescope, with in excess of a hundred subcontractors.

This work is based in part on observations made with the *Spitzer Space Telescope*, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. Support for this work was provided by NASA through an award issued by JPL/Caltech. Based in part on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. Based in part on observations obtained with WIRCam, a joint project of CFHT, Taiwan, Korea, Canada, France, and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. Based in part on observations carried out with the IRAM 30-m Telescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain). Based in part on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain). Based in part on observations made at JCMT with SCUBA-2. The James Clerk Maxwell Telescope is operated by the Joint Astronomy Centre on behalf of the Science and Technology Facilities Council of the United Kingdom, the Netherlands Organisation for Scientific Research, and the National Research Council of Canada. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. We acknowledge the support from the CNES, the PNCG (Programme National de Cosmologie et Galaxies), ANR HUGE (ANR-09-BLAN-0224-HUGE) and ANR MULTIVERSE (ANR-11-BSS6-015). We also acknowledge the support from Région Ile-de-France with DIM-ACAV. We acknowledge the Integrated Data & Operation Center (IDOC) at Institut d'Astrophysique Spatiale and Observatoire des Sciences de l'Univers de l'Université Paris Sud (OSUPS). Support for IDOC is provided by CNRS and CNES. We acknowledge final support from ASI/INAF agreement I/072/09/0 and PRIN-INAF 2012 project "Looking into the dust-obscured phase of galaxy formation through cosmic zoom lenses in the Herschel Astrophysical Large Area Survey." We acknowledge financial support from the Spanish CSIC for a JAE-DOC fellowship, cofunded by the European Social Fund and from the Ministerio de Economía y Competitividad, project AYA2012-39475-C02-01. This research made use of matplotlib Hunter (2007), and of APLpy, an open-source plotting package for Python hosted at <http://aplpy.github.com>. We thank E. Egami, B. Clément, E. Daddi, H.J. McCracken and A. Boucaud and for fruitful discussions and helpful advice.

References

- Amblard, A., Cooray, A., Serra, P., et al. 2010, *A&A*, 518, L9
Austermann, J. E., Aretxaga, I., Hughes, D. H., et al. 2009, *MNRAS*, 393, 1573
Barger, A. J., Cowie, L. L., Sanders, D. B., et al. 1998, *Nature*, 394, 248
Bell, E. F. 2003, *ApJ*, 586, 794
Bethermin, M., Dole, H., Beelen, A., & Aussel, H. 2010a, *A&A*, 512, 78
Bethermin, M., Dole, H., Cousin, M., & Bavouzet, N. 2010b, *A&A*, 516, 43
Bethermin, M., Dole, H., Lagache, G., Le Borgne, D., & Penin, A. 2011, *A&A*, 529, 4
Bethermin, M., Le Floc'H, E., Ilbert, O., et al. 2012, *A&A*, 542, 58
Bethermin, M., Wang, L., Dore, O., et al. 2013, *A&A*, 557, 66
Blain, A. W., Chapman, S. C., Smail, I., & Ivison, R. 2004, *ApJ*, 611, 725
Blain, A. W. & Longair, M. S. 1993, *MNRAS*, 264, 509
Braglia, F. G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 1187
Brand, K., Rawlings, S., Hill, G. J., & Lacy, M. 2003, *New Astronomy Reviews*, 47, 325
Brodwin, M., Eisenhardt, P., Gonzalez, A., et al. 2005, *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 99, 135
Brodwin, M., Ruel, J., Ade, P. A. R., et al. 2010, *ApJ*, 721, 90
Brodwin, M., Stanford, S. A., Gonzalez, A. H., et al. 2013, *ApJ*, 779, 138
Brodwin, M., Stern, D., Vikhlinin, A., et al. 2011, *ApJ*, 732, 33
Bussmann, R. S., Perez-Fournon, I., Amber, S., et al. 2013, *ApJ*, 779, 25
Cai, Z. Y., Lapi, A., Xia, J. Q., et al. 2013, *ApJ*, 768, 21
Canameras, R. et al., 2015, *A&A*, in press
Capak, P. L., Riechers, D., Scoville, N. Z., et al. 2011, *Nature*, 470, 233
Chapin, E. L., Hughes, D. H., & Aretxaga, I. 2009, *MNRAS*, 393, 653
Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
Chiang, Y. K., Overzier, R., & Gebhardt, K. 2013, *ApJ*, 779, 127
Chiang, Y. K., Overzier, R., & Gebhardt, K. 2014, *ApJ*, 782, L3
Clements, D. L., Braglia, F. G., Hyde, A. K., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 1193
Clements, D. L., Rigby, E., Maddox, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L8
Cole, S., Percival, W. J., Peacock, J. A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 505
Combes, F., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2012, *A&A*, 538, L4
Cooke, E. A., Hatch, N. A., Muldrew, S. I., Rigby, E. E., & Kurk, J. D. 2014, *MNRAS*, 440, 3262
Cucciati, O., Zamorani, G., Lemaux, B. C., et al. 2014, *A&A*, 570, 16
Daddi, E., Dannerbauer, H., Stern, D., et al. 2009, *ApJ*, 694, 1517
Devlin, M. J., Ade, P. A. R., Aretxaga, I., et al. 2009, *Nature*, 458, 737
Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, *A&AS*, 147, 335
Doherty, M., Tanaka, M., de Breuck, C., et al. 2010, *A&A*, 509, 83
Dole, H., Lagache, G., & Puget, J. L. 2003, *ApJ*, 585, 617
Dole, H., Lagache, G., Puget, J. L., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
Eales, S. A., Raymond, G., Roseboom, I. G., et al. 2010, *A&A*, 518, L23
Egami, E., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2010, *A&A*, 518, L12
Elbaz, D., Dickinson, M., Hwang, H. S., et al. 2011, *A&A*, 533, 119
Farrah, D., Lonsdale, C. J., Borys, C., et al. 2006, *ApJ*, 641, L17
Ferdosi, B. J., Buddelmeijer, H., Trager, S. C., Wilkinson, M. H. F., & Roerdink, J. B. T. M. 2011, *A&A*, 531, 114
Franceschini, A., Toffolatti, L., Mazzei, P., Danese, L., & Zotti, G. D. 1991, *A&AS*, 89, 285
Fu, H., Jullo, E., Cooray, A., et al. 2012, *ApJ*, 753, 134
Galametz, A., Stern, D., Pentericci, L., et al. 2013, *A&A*, 559, 2
Galametz, M., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2010, *A&A*, 518, L55
Glenn, J., Conley, A., Bethermin, M., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 109
Gobat, R., Daddi, E., Onodera, M., et al. 2011, *A&A*, 526, 133
González-Nuevo, J., Argüeso, F., López-Caniego, M., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1603
Gonzalez, A. H., Zaritsky, D., & Zabludoff, A. I. 2007, *ApJ*, 666, 147
Greve, T. R., Vieira, J. D., Weiß, A., et al. 2012, *ApJ*, 756, 101
Griffith, M. J., Abergel, A., Abreu, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L3
Guiderdoni, B., Bouchet, F. R., Puget, J. L., Lagache, G., & Hivon, E. 1997, *Nature*, 390, 257
Harris, A. I., Baker, A. J., Frayer, D. T., et al. 2012, *ApJ*, 752, 152
Harrison, I. & Coles, P. 2012, *MNRAS*, 421, L19
Hatch, N. A., de Breuck, C., Galametz, A., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 1537
Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, *ApJ*, 508, 25
Hauser, M. G. & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 37, 249
Herranz, D., González-Nuevo, J., Clements, D. L., et al. 2013, *A&A*, 549, 31
Hezaveh, Y. D., Marrone, D. P., & Holder, G. P. 2012, *ApJ*, 761, 20
Holz, D. E. & Perlmutter, S. 2012, *ApJ*, 755, L36
Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
Hunter, J. D. 2007, *Computing In Science & Engineering*, 9, 90
Hurier, G., Macías-Pérez, J. F., & Hildebrandt, S. 2013, *A&A*, 558, 118
Hutsi, G. 2010, *MNRAS*, 401, 2477
Ivison, R. J., Smail, I., Amblard, A., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 1320
Ivison, R. J., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2013, *ApJ*, 772, 137
Kashlinsky, A. 2005, *Phys. Rep.*, 409, 361

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Kennicutt, R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kodama, T., Tanaka, I., Kajisawa, M., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 1717
 Kuiper, E., Hatch, N. A., Venemans, B. P., et al. 2011, *MNRAS*, 1376, 1376
 Lagache, G., Puget, J. L., & Dole, H. 2005, *ARA&A*, 43, 727
 Lima, M., Jain, B., & Devlin, M. 2010, *MNRAS*, 406, 2352
 Lin, Y. T., Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R. M., et al. 2012, *ApJ*, 745, L3
 Magdis, G. E., Daddi, E., Bethermin, M., et al. 2012, *ApJ*, 760, 6
 Magdis, G. E., Elbaz, D., Hwang, H. S., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 22
 Magliocchetti, M., Silva, L., Lapi, A., et al. 2007, *MNRAS*, 375, 1121
 Magnelli, B., Lutz, D., Saintonge, A., et al. 2014, *A&A*, 561, 86
 Mei, S., Scarlata, C., Pentericci, L., et al. 2014, Star-forming blue ETGs in two newly discovered galaxy overdensities in the HUDF at $z=1.84$ and 1.9 : unveiling the progenitors of passive ETGs in cluster cores, arXiv:1403.7524
 Miley, G. & de Breuck, C. 2008, *Astronomy and Astrophysics Review*, 15, 67
 Miley, G. K., Overzier, R. A., Zirm, A. W., et al. 2006, *ApJ*, 650, L29
 Miville-Deschênes, M. A. & Lagache, G. 2005, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 157, 302
 Montier, L. A. & Giard, M. 2005, *A&A*, 439, 35
 Montier, L. A., Pelkonen, V. M., Juvela, M., Ristorcelli, I., & Marshall, D. J. 2010, *A&A*, 522, 83
 Muzzin, A., Wilson, G., Demarco, R., et al. 2013, *ApJ*, 767, 39
 Negrello, M., González-Nuevo, J., Magliocchetti, M., et al. 2005, *MNRAS*, 358, 869
 Negrello, M., Hopwood, R., de Zotti, G., et al. 2010, *Science*, 330, 800
 Negrello, M., Perrotta, F., González-Nuevo, J., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 1557
 Nesvadba, N. et al. 2015, *A&A*, in prep
 Nesvadba, N. P. H., Lehnert, M. D., Eisenhauer, F., et al. 2006, *ApJ*, 650, 693
 Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, *ApJ*, 278, L1
 Nguyen, H. T., Schulz, B., Levenson, L., et al. 2010, *A&A*, 518, L5
 Noble, A. G., Geach, J. E., van Engelen, A. J., et al. 2013, *MNRAS*, 436, L40
 Oliver, S. J., Wang, L., Smith, A. J., et al. 2010, *A&A*, 518, L21
 Ott, S. 2010, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX.*, ed. K.-I. M. Yoshihiko Mizumoto & M. Ohishi (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2010., p.139: ASP Conference Series), 139
 Paciga, G., Scott, D., & Chapin, E. L. 2009, *MNRAS*, 395, 1153
 Papovich, C. 2008, *ApJ*, 676, 206
 Papovich, C., Momcheva, I., Willmer, C. N. A., et al. 2010, *ApJ*, 716, 1503
 Patanchon, G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1750
 Pentericci, L., Kurk, J. D., Roettgering, H. J. A., et al. 2000, *A&A*, 361, L25
 Pentericci, L., Roettgering, H. J. A., Miley, G. K., Carilli, C. L., & McCarthy, P. 1997, *A&A*, 326, 580
 Pilbratt, G. L., Riedinger, J. R., Passvogel, T., et al. 2010, *A&A*, 518, L1
 Pisani, A. 1996, *MNRAS*, 278, 697
 Planck Collaboration, . 2015, in prep
 Planck Collaboration. 2011, *The Explanatory Supplement to the Planck Early Release Compact Source Catalogue (ESA)*
 Planck Collaboration I. 2011, *A&A*, 536, A1
 Planck Collaboration VII. 2011, *A&A*, 536, A7
 Planck Collaboration XVIII. 2011, *A&A*, 536, A18
 Planck Collaboration I. 2014, *A&A*, 571, A1
 Planck Collaboration VI. 2014, *A&A*, 571, A6
 Planck Collaboration VII. 2014, *A&A*, 571, A7
 Planck Collaboration XVI. 2014, *A&A*, 571, A16
 Planck Collaboration XVII. 2014, *A&A*, 571, A17
 Planck Collaboration XVIII. 2014, *A&A*, 571, A18
 Planck Collaboration XX. 2014, *A&A*, 571, A20
 Planck Collaboration XXVIII. 2014, *A&A*, 571, A28
 Planck Collaboration XXX. 2014, *A&A*, 571, A30
 Planck Collaboration I. 2015, *A&A*, submitted
 Planck Collaboration XIII. 2015, *A&A*, submitted
 Planck Collaboration Int. VII. 2013, *A&A*, 550, A133
 Pope, A. & Chary, R. R. 2010, *ApJ*, 715, L171
 Puget, J. L., Abergel, A., Bernard, J. P., et al. 1996, *A&A*, 308, L5
 Rawle, T. D., Egami, E., Bussmann, R. S., et al. 2014, *ApJ*, 783, 59
 Renzini, A. 2006, *ARA&A*, 44, 141
 Rettura, A., Martinez-Manso, J., Stern, D., et al. 2014, *ApJ*, 797, 109
 Rigby, E. E., Hatch, N. A., Röttgering, H. J. A., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 1882
 Rudnick, G., von Der Linden, A., Pellä, R., et al. 2009, *ApJ*, 700, 1559
 Santos, J. S., Altieri, B., Popesso, P., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 1287
 Santos, J. S., Altieri, B., Tanaka, M., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 2565
 Santos, J. S., Fassbender, R., Nastasi, A., et al. 2011, *A&A*, 531, L15
 Scoville, N., Aussel, H., Benson, A., et al. 2007, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 172, 150
 Stanford, S. A., Brodwin, M., Gonzalez, A. H., et al. 2012, *ApJ*, 753, 164
 Stanford, S. A., Gonzalez, A. H., Brodwin, M., et al. 2014, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 213, 25
 Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2000, *ApJ*, 532, 170
 Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1969, *Nature*, 223, 721

Sunyaev, R. A. & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
 Symeonidis, M., Vaccari, M., Berta, S., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 2317
 Tegmark, M., Strauss, M. A., Blanton, M. R., et al. 2004, *Phys. Rev. D*, 69, 3501
 Tinker, J., Kravtsov, A. V., Klypin, A., et al. 2008, *ApJ*, 688, 709
 Trindade, A. M. M., Avelino, P. P., & Viana, P. T. P. 2013, *MNRAS*, 435, 782
 Valtchanov, I., Altieri, B., Berta, S., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 2505
 Venemans, B. P., Roettgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2007, *A&A*, 461, 823
 Vieira, J. D., Crawford, T. M., Switzer, E. R., et al. 2010, *ApJ*, 719, 763
 Viero, M. P., Moncelsi, L., Quadri, R. F., et al. 2013, *ApJ*, 779, 32
 Waizmann, J. C., Redlich, M., & Bartelmann, M. 2012, *A&A*, 547, 67
 Wardlow, J. L., Cooray, A., de Bernardis, F., et al. 2013, *ApJ*, 762, 59
 Weiss, A., de Breuck, C., Marrone, D. P., et al. 2013, *ApJ*, 767, 88
 Williamson, R., Benson, B. A., High, F. W., et al. 2011, *ApJ*, 738, 139
 Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
 Wylezalek, D., Galametz, A., Stern, D., et al. 2013a, *ApJ*, 769, 79
 Wylezalek, D., Vernet, J., de Breuck, C., et al. 2013b, *MNRAS*, 428, 3206

Appendix A: SPIRE band-merging procedure

Table A.1. Percentages of SPIRE sources matched at 250 and 500 μm from the 350 μm input SPIRE catalogue, and the frequency of matches (i.e., number of sources found per 350 μm source). Here, IN refers to the *Planck* source region, and OUT refers to the zone outside the *Planck* 50% contour (see Sect. 2.3). The rows are: no match (top); one match; two matches; and three matches (bottom). More than 60% of the SPIRE 350 μm sources corresponding to the *Planck* sources (i.e., the IN regions) have counterparts at 250 and 500 μm .

	250 μm		500 μm	
	IN	OUT	IN	OUT
No match	10.9	16.7	38.8	67.0
1 match	82.0	77.0	60.7	32.9
2 matches	6.9	6.0	0.5	0.1
3 matches	0.1	0.2	0	0

Table A.2. After the SPIRE band-merging process, the percentage of SPIRE sources that do not have any flux density measurement (i.e., are blended or not detected or have multiple matches in Table A.1). More than about 90% of the *Planck* IN sources have counterparts at all three SPIRE wavelengths.

	250 μm		350 μm		500 μm	
	IN	OUT	IN	OUT	IN	OUT
No detections	0.2%	0.6%	0.2%	0.6%	0.5%	3.6%
$S/N < 3$	3.2%	7.6%	0.9%	3.2%	10.6%	39.4%

We describe here the details of the band-merging procedure, highlighted in Sect. 3.3.

First step: positional optimization of blind catalogues using shorter wavelength data.

- Apply a 4σ cut to the 350 μm blind catalogue obtained with StarFinder (Sect. 3.2). This cut is imposed to obtain a high purity of detections.
- Match by position the 350 μm sources to the 250 μm catalogue, within a radius of one 250 μm FWHM.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

The following depends on whether there are 0, 1, 2, or more matches:

- if zero sources are found at $250\mu\text{m}$, this is a non-detection at $250\mu\text{m}$;
- if one source is found, we take this source to be the $250\mu\text{m}$ counterpart;
- if two sources are found, we replace the position of the $350\mu\text{m}$ unique source by the two positions of the $250\mu\text{m}$ sources (the $350\mu\text{m}$ flux density will be measured later) and take the two $250\mu\text{m}$ flux densities;
- we apply the same procedure for triply or more matched sources: we keep the positions of the $250\mu\text{m}$ sources as priors (only one case, outside the *Planck* beam).

We repeat this operation at $500\mu\text{m}$ using one $350\mu\text{m}$ FWHM as the search radius. The statistics of those basic positional matches are reported in Table A.1. We have more than 60% unique matches in the IN regions, i.e., for the *Planck* sources. This simple method is, however, biasing the sample towards strong and unique detections at the three SPIRE wavelengths. The two following steps address this issue.

Second step: prior flux density determination.

- At $350\mu\text{m}$: take the StarFinder flux densities (Sect. 3.2) for single-matched source with $250\mu\text{m}$; assign $S_{350} = 0$ if there are two or more matched sources at $250\mu\text{m}$.
- At $250\mu\text{m}$: take the flux density for single-, double- or triple-matched sources with the $350\mu\text{m}$ source; assign $S_{250} = 0$ if there is no match with $350\mu\text{m}$ at this step.
- At $500\mu\text{m}$: take the StarFinder flux densities (Sect. 3.2) for single-matched source with the $350\mu\text{m}$ source; Assign $S_{500} = 0$ if there are 0, 2 or more matched sources at $350\mu\text{m}$.

Third step: deblending and photometry using FastPhot.

- Use the $250\mu\text{m}$ positions obtained in the first step as prior positions.
- Use flux densities at each SPIRE wavelength obtained in the second step.
- Perform simultaneous PSF-fitting and deblending;
- Assign the measured flux densities that were previously missing.

Table A.2 presents some statistics following the band-merging process.

Appendix B: SPIRE number counts tables

The measured number counts shown in Fig. 5, are provided in tables B.1, B.2, and B.3. We note that those counts are not corrected for incompleteness or for flux boosting, since here we are interested only in the relative distribution of the samples (and the quantification of the excess of one sample to another).

Appendix C: Number counts by type: overdensity or lensed sources

As discussed in Sect. 4.4, Fig. C.1 represents the counts for overdensity fields (left) and lensed fields (right). This shows that the bright part of the number counts is dominated by single bright objects, i.e., the lensed sources. However, these lensed counts cannot be used for statistical studies of the lensed sources because we have only used the surface area of the *Planck* IN region.

Appendix D: Overdensities using AKDE

We can also use another estimator for the density contrast δ_{350} by taking the measured source density from AKDE. If we compute the density minus the median density divided by the median density, we obtain the distribution shown in Fig. D.1.

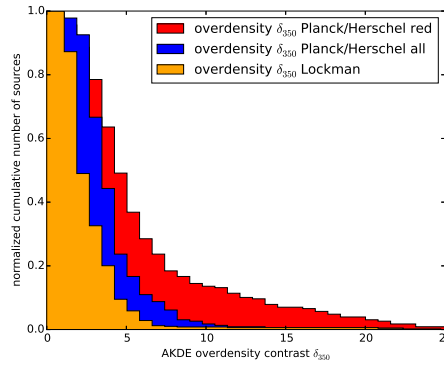


Figure D.1. Cumulative histogram of the normalized overdensity contrast δ_{350} using the AKDE density estimator. Blue represents all our SPIRE sources, red represents only redder SPIRE sources, defined by $S_{350}/S_{250} > 0.7$ and $S_{500}/S_{350} > 0.6$, and orange 500 random fields in Lockman. Most of our fields show overdensities larger than 5. See Sect. 4.2 for details.

Appendix E: Gallery of selected sources

We provide 3-colour images for a few sources drawn from the 228 of our sample. Each plot shows:

- a 3-colour image of the SPIRE data, with $250\mu\text{m}$ in blue, $350\mu\text{m}$ in green, and $350\mu\text{m}$ in red (using the python APLpy module: `show_rgb`);
- the *Planck* contour (IN region, i.e., 50% of the peak) as a bold white line;
- the significance of the SPIRE overdensity contrast (starting at 2σ , and then incrementing by 1σ) as yellow solid lines.

Figure E summarizes the 228 SPIRE sample.

- ¹ APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France
- ² African Institute for Mathematical Sciences, 6-8 Melrose Road, Muizenberg, Cape Town, South Africa
- ³ Agenzia Spaziale Italiana Science Data Center, Via del Politecnico snc, 00133, Roma, Italy
- ⁴ Agenzia Spaziale Italiana, Viale Liegi 26, Roma, Italy
- ⁵ Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France
- ⁶ Astrophysics Group, Cavendish Laboratory, University of Cambridge, J J Thomson Avenue, Cambridge CB3 0HE, U.K.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Table B.1. Differential Euclidean-normalized number counts $S^{2.5} \frac{dN}{dS}$ at $250 \mu\text{m}$, not corrected for incompleteness or flux boosting. They are given here only for relative distributions.

$\langle S_{250} \rangle$ [mJy]	S_{250} range [mJy]	IN <i>Planck</i> [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	OUT <i>Planck</i> [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	Total <i>Planck</i> [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	Lockman [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	HLS [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]
11.	11.- 12.	–	–	–	–	–
12.	12.- 13.	–	–	–	–	20. ± 7.
13.	13.- 14.	–	–	–	–	103. ± 14.
16.	14.- 17.	–	–	–	–	271. ± 21.
19.	17.- 21.	235. ± 50.	476. ± 28.	445. ± 25.	–	447. ± 27.
25.	21.- 29.	9276. ± 343.	6075. ± 108.	6493. ± 104.	4828. ± 122.	750. ± 38.
34.	29.- 40.	40486. ± 838.	21789. ± 238.	24227. ± 234.	29237. ± 351.	3299. ± 94.
50.	40.- 59.	37392. ± 1001.	18877. ± 275.	21291. ± 273.	23910. ± 395.	15891. ± 257.
75.	59.- 90.	19583. ± 944.	10611. ± 269.	11781. ± 264.	13593. ± 388.	11697. ± 288.
116.	90.- 141.	7545. ± 791.	4960. ± 248.	5297. ± 239.	6494. ± 362.	6011. ± 278.
182.	141.- 223.	3482. ± 742.	2587. ± 248.	2704. ± 236.	3696. ± 377.	3127. ± 277.
290.	223.- 357.	935. ± 540.	1963. ± 303.	1829. ± 273.	2730. ± 455.	1891. ± 303.
467.	357.- 576.	626. ± 626.	1785. ± 409.	1634. ± 365.	1524. ± 482.	975. ± 308.
753.	576.- 931.	5100. ± 2550.	573. ± 331.	1164. ± 440.	310. ± 310.	1190. ± 486.

Table B.2. Differential Euclidean-normalized number counts $S^{2.5} \frac{dN}{dS}$ at $350 \mu\text{m}$, not corrected for incompleteness or flux boosting. They are given here only for relative distributions.

$\langle S_{350} \rangle$ [mJy]	S_{350} range [mJy]	IN <i>Planck</i> [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	OUT <i>Planck</i> [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	Total <i>Planck</i> [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	Lockman [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	HLS [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]
11.	11.- 12.	–	–	–	–	–
12.	12.- 13.	–	–	–	–	–
13.	13.- 14.	–	–	–	–	5. ± 3.
16.	14.- 17.	–	–	–	–	39. ± 8.
19.	17.- 21.	107. ± 34.	162. ± 16.	155. ± 15.	–	148. ± 16.
25.	21.- 29.	7931. ± 317.	4114. ± 88.	4611. ± 87.	648. ± 45.	415. ± 29.
34.	29.- 40.	32868. ± 755.	13424. ± 187.	15959. ± 190.	19667. ± 288.	3661. ± 99.
50.	40.- 59.	31093. ± 913.	10831. ± 209.	13473. ± 217.	16222. ± 325.	8986. ± 194.
75.	59.- 90.	16805. ± 875.	4650. ± 178.	6235. ± 192.	6880. ± 276.	4938. ± 187.
116.	90.- 141.	3731. ± 556.	1305. ± 127.	1622. ± 132.	1936. ± 198.	1509. ± 140.
182.	141.- 223.	1425. ± 475.	783. ± 136.	867. ± 134.	809. ± 176.	640. ± 126.
290.	223.- 357.	1247. ± 623.	561. ± 162.	650. ± 163.	303. ± 152.	339. ± 128.
467.	357.- 576.	1879. ± 1085.	94. ± 94.	327. ± 163.	305. ± 216.	195. ± 138.
753.	576.- 931.	6374. ± 2851.	382. ± 270.	1164. ± 440.	–	–

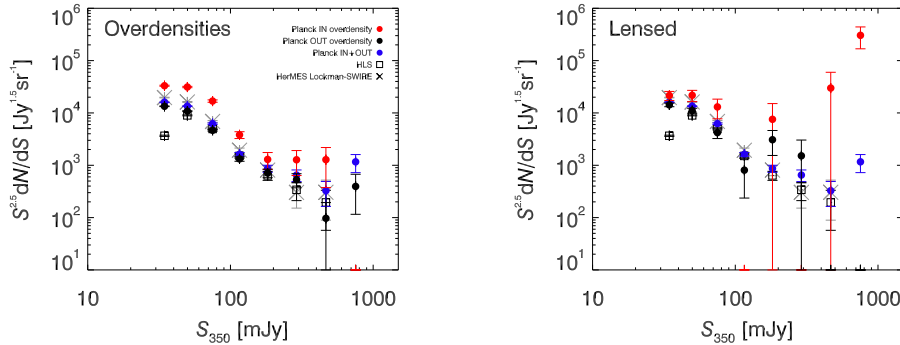


Figure C.1. Differential Euclidean-normalized number counts, $S^{2.5} \frac{dN}{dS}$, for various data sets at $350 \mu\text{m}$, to illustrate the difference between the overdensity fields (left) and the lensed fields (right). This is the same as Fig. 5, except that we have split the fields into only overdensity fields and only lensed fields. Lensed sources thus dominate the statistics at large flux densities, while overdensities dominate at smaller flux densities. See Sect 4.4 for details.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

Table B.3. Differential Euclidean-normalized number counts $S^{2.5} \frac{dN}{dS}$ at $500 \mu\text{m}$, not corrected for incompleteness or flux boosting. They are given here only for relative distributions.

$\langle S_{500} \rangle$ [mJy]	S_{500} range [mJy]	IN [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	OUT [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	Total [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	Lockman [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]	HLS [Jy ^{1.5} sr ⁻¹]
11.	11.- 12.	–	–	–	–	–
12.	12.- 13.	–	–	–	–	–
13.	13.- 14.	–	–	–	–	–
16.	14.- 17.	–	–	–	–	3. ± 2.
19.	17.- 21.	–	5. ± 3.	4. ± 2.	–	42. ± 8.
25.	21.- 29.	685. ± 93.	346. ± 26.	390. ± 25.	–	138. ± 17.
34.	29.- 40.	13397. ± 482.	3474. ± 95.	4768. ± 104.	4614. ± 140.	437. ± 34.
50.	40.- 59.	15600. ± 647.	2890. ± 108.	4547. ± 126.	5692. ± 193.	1964. ± 90.
75.	59.- 90.	5875. ± 517.	751. ± 72.	1419. ± 92.	1473. ± 128.	935. ± 81.
116.	90.- 141.	1078. ± 299.	199. ± 50.	314. ± 58.	484. ± 99.	232. ± 55.
182.	141.- 223.	791. ± 354.	142. ± 58.	227. ± 68.	77. ± 54.	172. ± 65.
290.	223.- 357.	1559. ± 697.	140. ± 81.	325. ± 115.	76. ± 76.	97. ± 69.
467.	357.- 576.	2506. ± 1253.	94. ± 94.	408. ± 183.	–	–
753.	576.- 931.	3825. ± 2208.	–	499. ± 288.	–	–

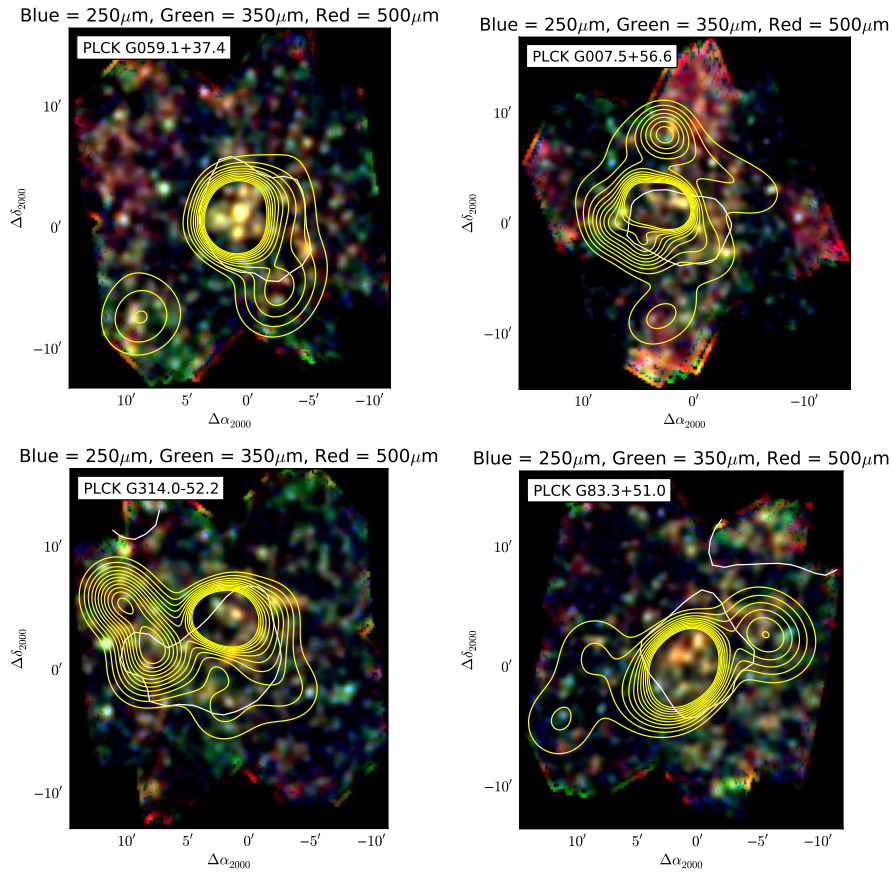


Figure E.1. Representative *Planck* targets, showing 3-colour SPIRE images: blue, $250 \mu\text{m}$; green, $350 \mu\text{m}$; and red, $500 \mu\text{m}$. The white contours show the *Planck* IN region, while the yellow contours are the significance of the overdensity of $350 \mu\text{m}$ sources, plotted 2σ , 3σ , 4σ , etc.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

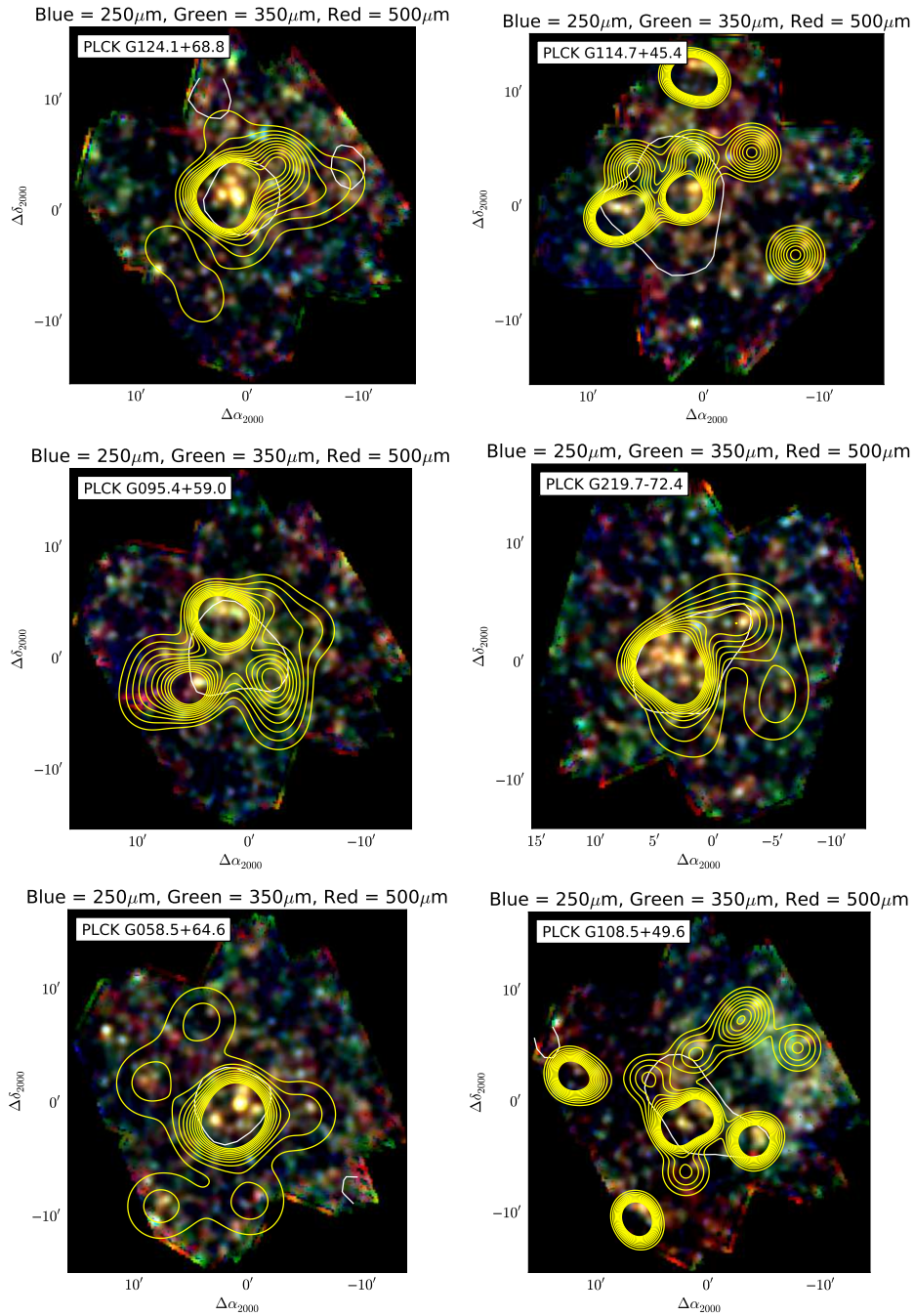


Figure E.2. Representative *Planck* targets. Same as Fig. E.1.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

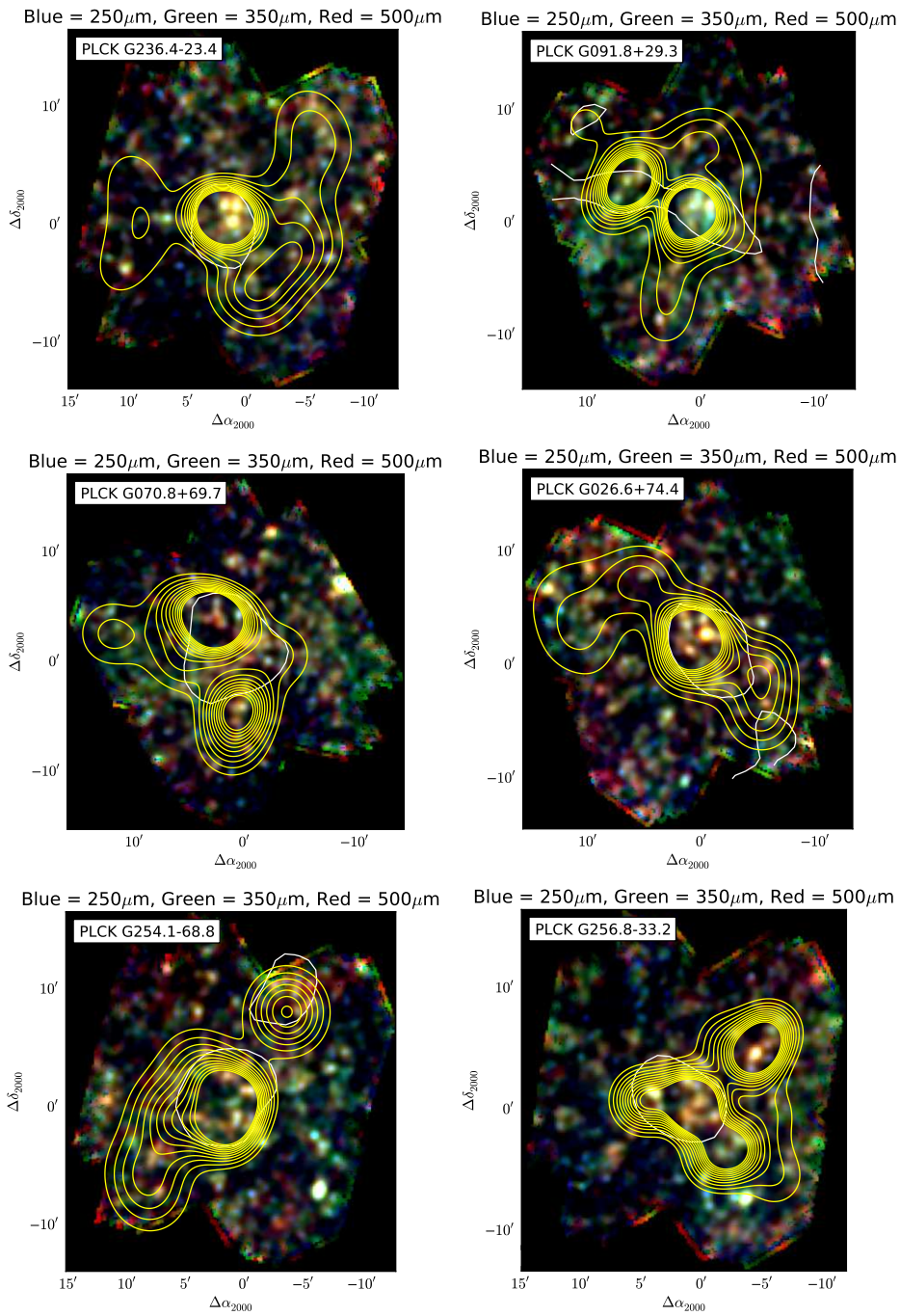


Figure E.3. Representative *Planck* targets. Same as Fig. E.1.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

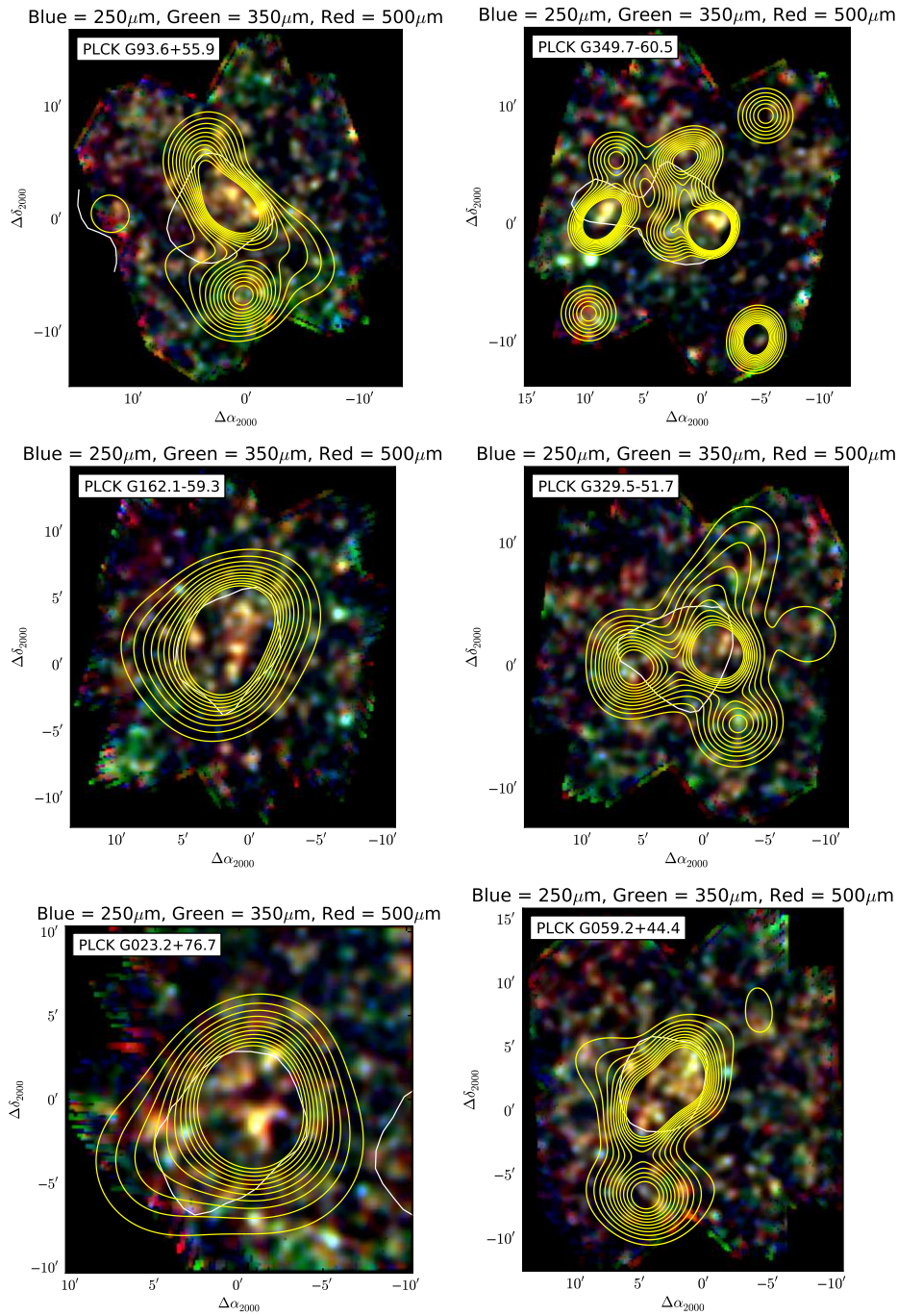


Figure E.4. Representative *Planck* targets. Same caption as Fig. E.1.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

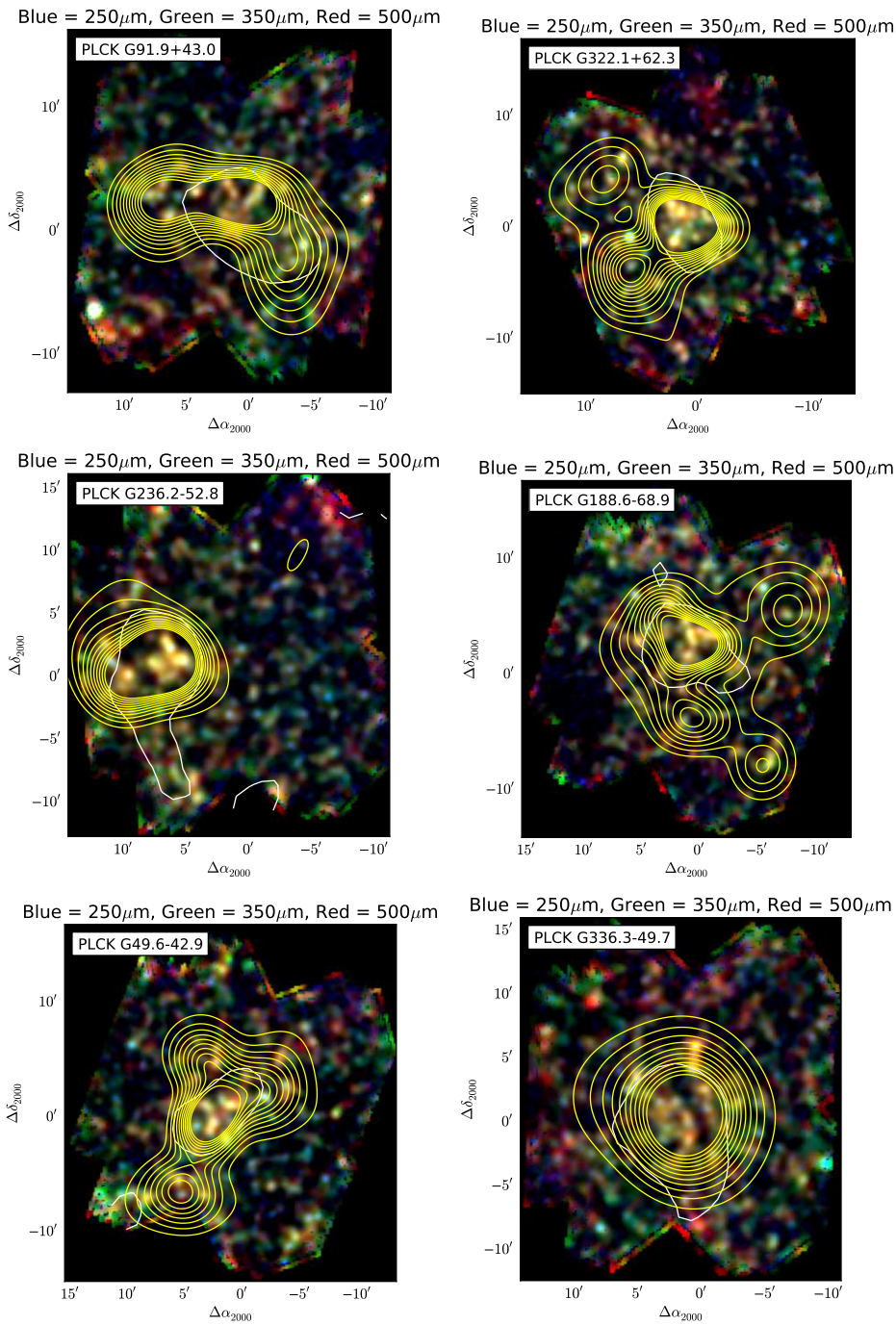


Figure E.5. Representative *Planck* targets. Same caption as Fig. E.1.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

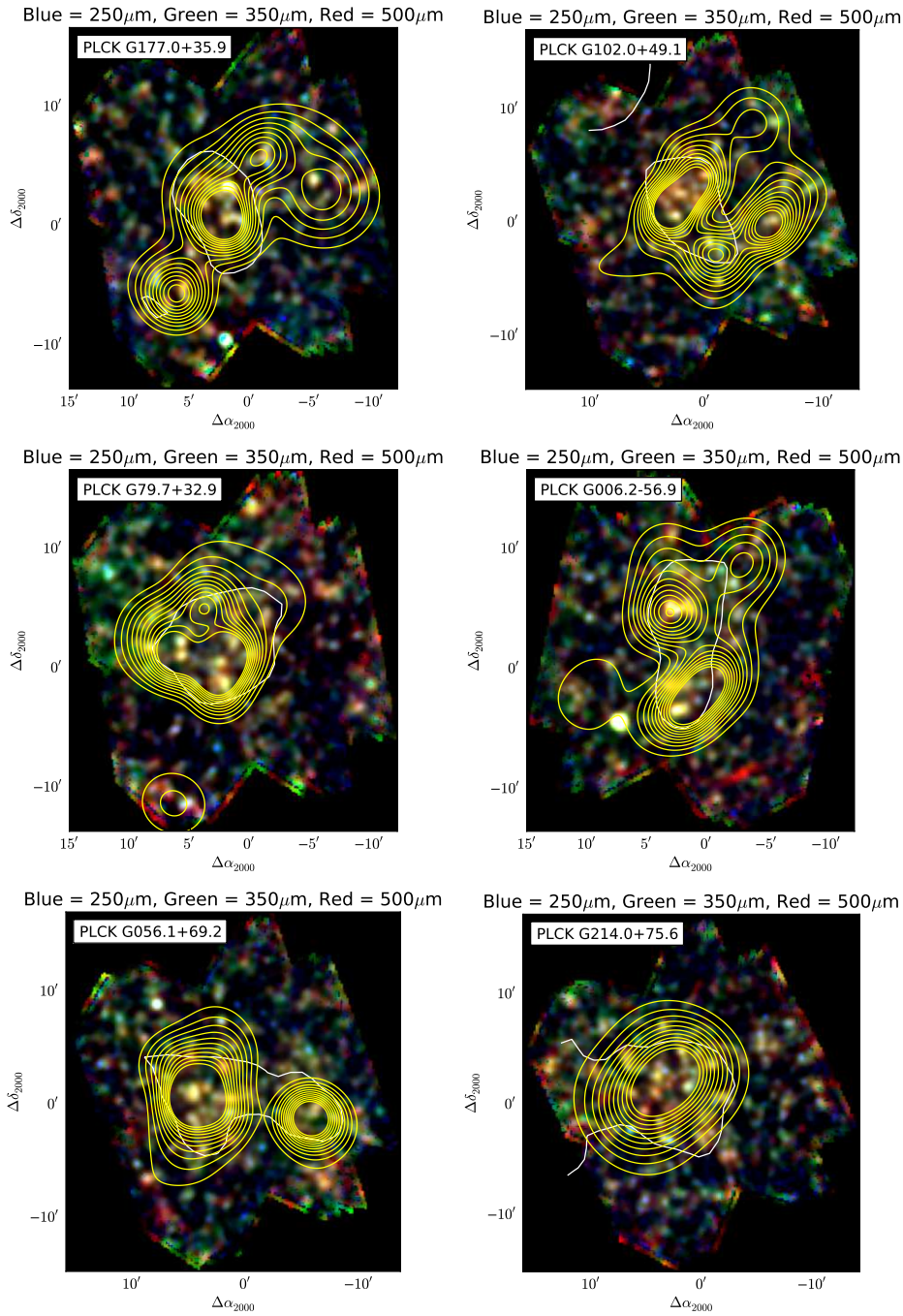


Figure E.6. Representative *Planck* targets. Same caption as Fig. E.1.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

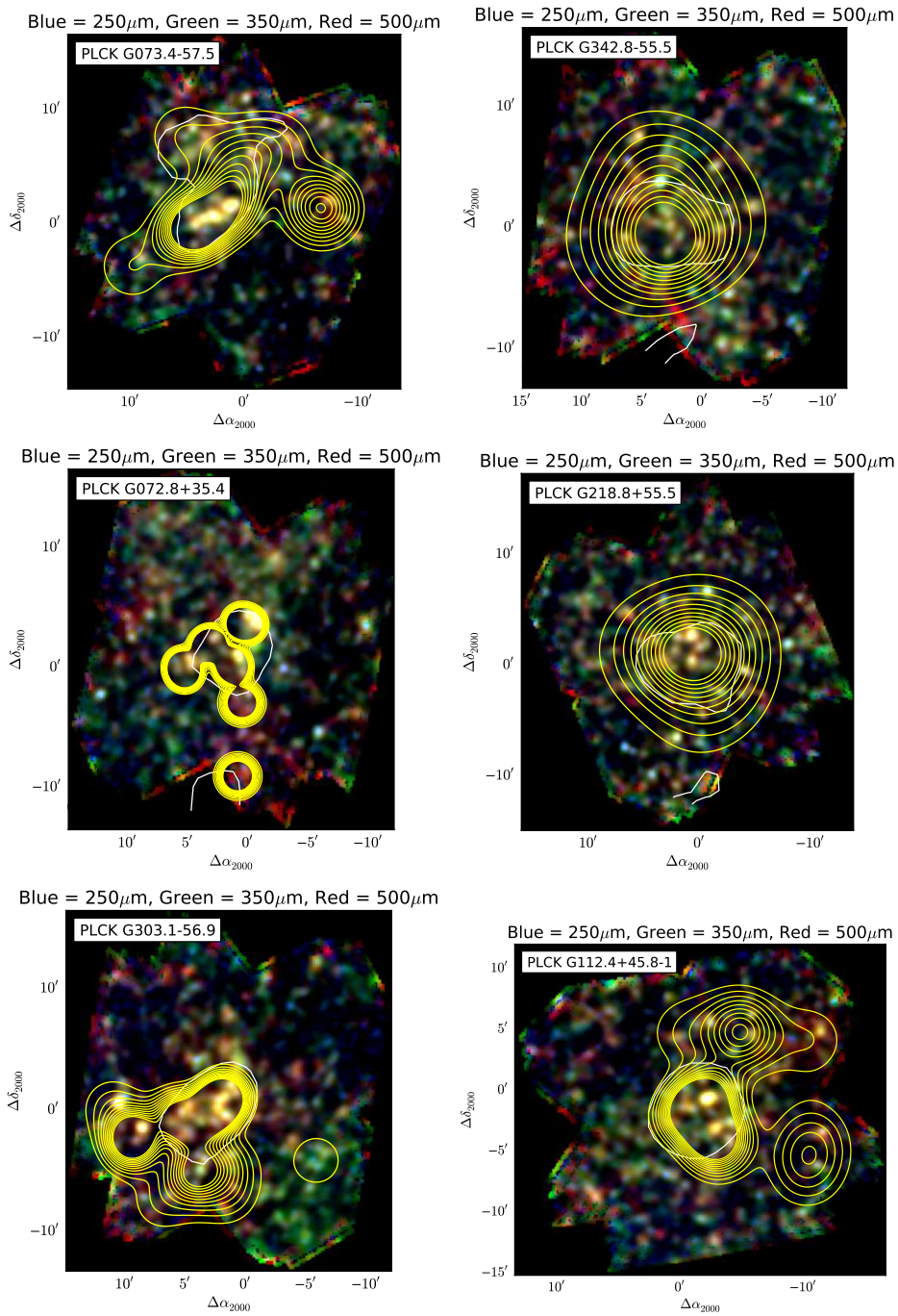


Figure E.7. Representative *Planck* targets. Same caption as Fig. E.1.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

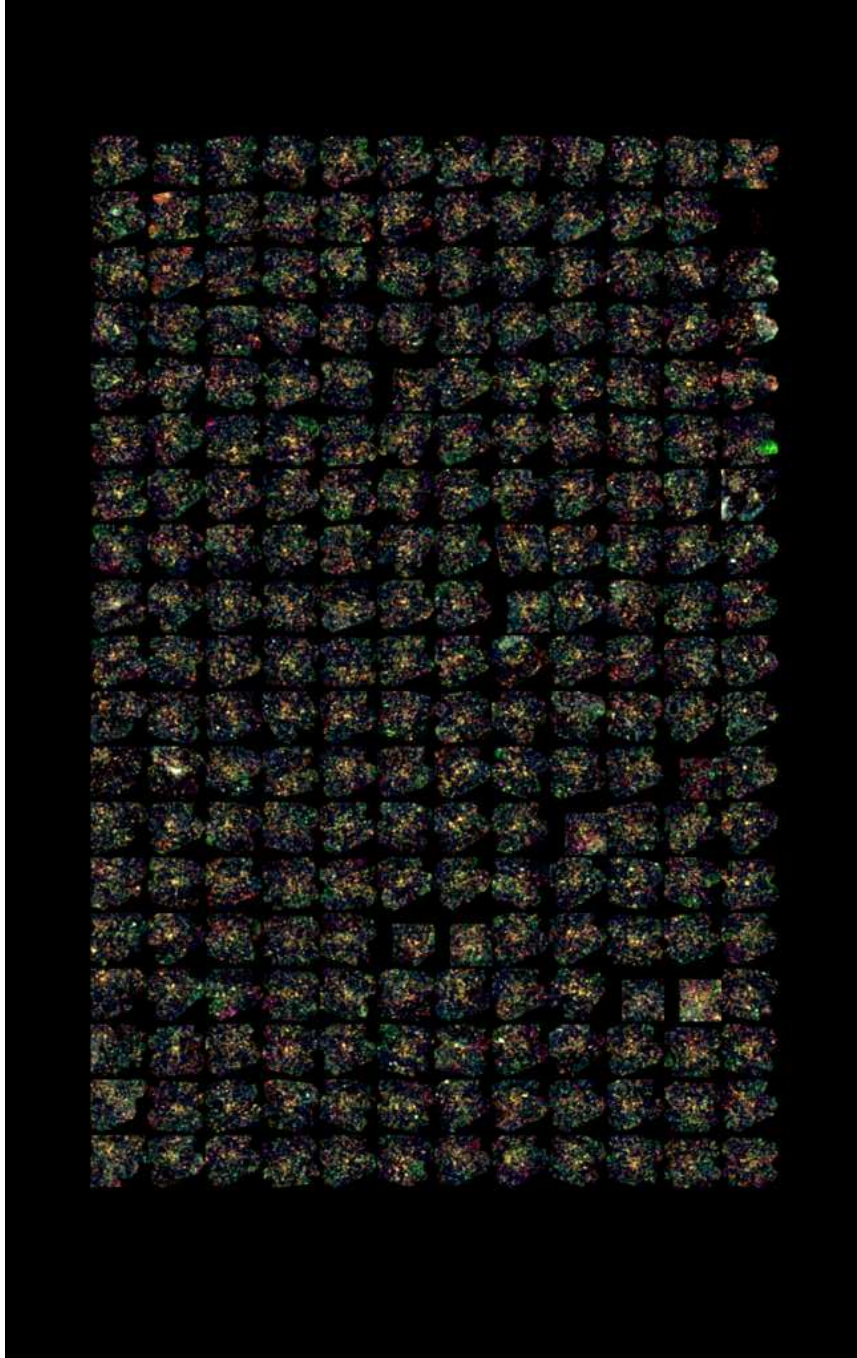


Figure E.8. Mosaic showing the 228 SPIRE fields.

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

- ⁷ Astrophysics & Cosmology Research Unit, School of Mathematics, Statistics & Computer Science, University of KwaZulu-Natal, Westville Campus, Private Bag X54001, Durban 4000, South Africa
- ⁸ Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, ALMA Santiago Central Offices, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 763 0355, Santiago, Chile
- ⁹ CITA, University of Toronto, 60 St. George St., Toronto, ON M5S 3H8, Canada
- ¹⁰ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France
- ¹¹ California Institute of Technology, Pasadena, California, U.S.A.
- ¹² Centro de Estudios de Física del Cosmos de Aragón (CEFCA), Plaza San Juan, 1, planta 2, E-44001, Teruel, Spain
- ¹³ Computational Cosmology Center, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, U.S.A.
- ¹⁴ DSM/IRFU/SPP, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
- ¹⁵ DTU Space, National Space Institute, Technical University of Denmark, Elektrovej 327, DK-2800 Kgs. Lyngby, Denmark
- ¹⁶ Département de Physique Théorique, Université de Genève, 24, Quai E. Ansermet, 1211 Genève 4, Switzerland
- ¹⁷ Departamento de Física, Universidad de Oviedo, Avda. Calvo Sotelo s/n, Oviedo, Spain
- ¹⁸ Department of Astronomy and Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1002 West Green Street, Urbana, Illinois, U.S.A.
- ¹⁹ Department of Astrophysics/IMAPP, Radboud University Nijmegen, P.O. Box 9010, 6500 GL Nijmegen, The Netherlands
- ²⁰ Department of Physics & Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, British Columbia, Canada
- ²¹ Department of Physics and Astronomy, University College London, London WC1E 6BT, U.K.
- ²² Department of Physics, Florida State University, Keen Physics Building, 77 Chieftan Way, Tallahassee, Florida, U.S.A.
- ²³ Department of Physics, Gustaf Hällströmin katu 2a, University of Helsinki, Helsinki, Finland
- ²⁴ Department of Physics, Princeton University, Princeton, New Jersey, U.S.A.
- ²⁵ Department of Physics, University of California, Santa Barbara, California, U.S.A.
- ²⁶ Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1110 West Green Street, Urbana, Illinois, U.S.A.
- ²⁷ Dipartimento di Fisica e Astronomia G. Galilei, Università degli Studi di Padova, via Marzolo 8, 35131 Padova, Italy
- ²⁸ Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra, Università di Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy
- ²⁹ Dipartimento di Fisica, Università La Sapienza, P. le A. Moro 2, Roma, Italy
- ³⁰ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Milano, Via Celoria, 16, Milano, Italy
- ³¹ Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Trieste, via A. Valerio 2, Trieste, Italy
- ³² Dipartimento di Fisica, Università di Roma Tor Vergata, Via della Ricerca Scientifica, 1, Roma, Italy
- ³³ Discovery Center, Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, Copenhagen, Denmark
- ³⁴ European Southern Observatory, ESO Vitacura, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile
- ³⁵ European Space Agency, ESAC, Camino bajo del Castillo, s/n, Urbanización Villafranca del Castillo, Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain
- ³⁶ European Space Agency, ESAC, Planck Science Office, Camino bajo del Castillo, s/n, Urbanización Villafranca del Castillo, Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain
- ³⁷ European Space Agency, ESTEC, Keplerlaan 1, 2201 AZ Noordwijk, The Netherlands
- ³⁸ Facoltà di Ingegneria, Università degli Studi e-Campus, Via Isimbardi 10, Novedrate (CO), 22060, Italy
- ³⁹ Gran Sasso Science Institute, INFN, viale F. Crispi 7, 67100 L'Aquila, Italy
- ⁴⁰ HGSFP and University of Heidelberg, Theoretical Physics Department, Philosophenweg 16, 69120, Heidelberg, Germany
- ⁴¹ Helsinki Institute of Physics, Gustaf Hällströmin katu 2, University of Helsinki, Helsinki, Finland
- ⁴² INAF - Osservatorio Astrofisico di Catania, Via S. Sofia 78, Catania, Italy
- ⁴³ INAF - Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, Padova, Italy
- ⁴⁴ INAF - Osservatorio Astronomico di Roma, via di Frascati 33, Monte Porzio Catone, Italy
- ⁴⁵ INAF - Osservatorio Astronomico di Trieste, Via G.B. Tiepolo 11, Trieste, Italy
- ⁴⁶ INAF/IASF Bologna, Via Gobetti 101, Bologna, Italy
- ⁴⁷ INAF/IASF Milano, Via E. Bassini 15, Milano, Italy
- ⁴⁸ INFN, Sezione di Bologna, Via Irnerio 46, I-40126, Bologna, Italy
- ⁴⁹ INFN, Sezione di Roma 1, Università di Roma Sapienza, Piazzale Aldo Moro 2, 00185, Roma, Italy
- ⁵⁰ INFN/National Institute for Nuclear Physics, Via Valerio 2, I-34127 Trieste, Italy
- ⁵¹ Imperial College London, Astrophysics group, Blackett Laboratory, Prince Consort Road, London, SW7 2AZ, U.K.
- ⁵² Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, U.S.A.
- ⁵³ Institut Universitaire de France, 103, bd Saint-Michel, 75005, Paris, France
- ⁵⁴ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS (UMR8617) Université Paris-Sud 11, Bâtiment 121, Orsay, France
- ⁵⁵ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS (UMR7095), 98 bis Boulevard Arago, F-75014, Paris, France
- ⁵⁶ Institute for Space Sciences, Bucharest-Magurale, Romania
- ⁵⁷ Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, U.K.
- ⁵⁸ Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, Blindern, Oslo, Norway
- ⁵⁹ Instituto de Física de Cantabria (CSIC-Universidad de Cantabria), Avda. de los Castros s/n, Santander, Spain
- ⁶⁰ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova, via Marzolo 8, I-35131 Padova, Italy
- ⁶¹ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California, U.S.A.
- ⁶² Jodrell Bank Centre for Astrophysics, Alan Turing Building, School of Physics and Astronomy, The University of Manchester, Oxford Road, Manchester, M13 9PL, U.K.
- ⁶³ Kavli Institute for Cosmology Cambridge, Madingley Road, Cambridge, CB3 0HA, U.K.
- ⁶⁴ LAL, Université Paris-Sud, CNRS/IN2P3, Orsay, France
- ⁶⁵ LERMA, CNRS, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, Paris, France
- ⁶⁶ Laboratoire AIM, IRFU/Service d'Astrophysique - CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, Bât. 709, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
- ⁶⁷ Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, CNRS (UMR 5141) and Télécom ParisTech, 46 rue Barrault F-75634 Paris Cedex 13, France
- ⁶⁸ Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie, Université Grenoble-Alpes, CNRS/IN2P3, 53, rue des Martyrs, 38026 Grenoble Cedex, France
- ⁶⁹ Laboratoire de Physique Théorique, Université Paris-Sud 11 & CNRS, Bâtiment 210, 91405 Orsay, France
- ⁷⁰ Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, U.S.A.
- ⁷¹ Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Astro Space Centre, 84/32 Profsoyuznaya st., Moscow, GSP-7, 117997, Russia
- ⁷² Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85741 Garching, Germany

Planck Collaboration: high- z sources discovered by *Planck* and confirmed by *Herschel*

- ⁷³ McGill Physics, Ernest Rutherford Physics Building, McGill University, 3600 rue University, Montréal, QC, H3A 2T8, Canada
- ⁷⁴ National University of Ireland, Department of Experimental Physics, Maynooth, Co. Kildare, Ireland
- ⁷⁵ Niels Bohr Institute, Blegdamsvej 17, Copenhagen, Denmark
- ⁷⁶ Observational Cosmology, Mail Stop 367-17, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 91125, U.S.A.
- ⁷⁷ Optical Science Laboratory, University College London, Gower Street, London, U.K.
- ⁷⁸ Paris, France
- ⁷⁹ SISSA, Astrophysics Sector, via Bonomea 265, 34136, Trieste, Italy
- ⁸⁰ School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Queens Buildings, The Parade, Cardiff, CF24 3AA, U.K.
- ⁸¹ Sorbonne Université-UPMC, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98 bis Boulevard Arago, F-75014, Paris, France
- ⁸² Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Profsoyuznaya Str, 84/32, Moscow, 117997, Russia
- ⁸³ Space Sciences Laboratory, University of California, Berkeley, California, U.S.A.
- ⁸⁴ Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, Zelenchukskiy region, Karachai-Cherkessian Republic, 369167, Russia
- ⁸⁵ Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ, U.S.A.
- ⁸⁶ Sub-Department of Astrophysics, University of Oxford, Keble Road, Oxford OX1 3RH, U.K.
- ⁸⁷ UPMC Univ Paris 06, UMR7095, 98 bis Boulevard Arago, F-75014, Paris, France
- ⁸⁸ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse cedex 4, France
- ⁸⁹ Universities Space Research Association, Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy, MS 232-11, Moffett Field, CA 94035, U.S.A.
- ⁹⁰ University of Granada, Departamento de Física Teórica y del Cosmos, Facultad de Ciencias, Granada, Spain
- ⁹¹ University of Granada, Instituto Carlos I de Física Teórica y Computacional, Granada, Spain
- ⁹² Warsaw University Observatory, Aleje Ujazdowskie 4, 00-478 Warszawa, Poland

A.2 Planck's Dusty GEMS : Gravitationally lensed high-redshift galaxies discovered with the Planck survey

Planck's Dusty GEMS: Gravitationally lensed high-redshift galaxies discovered with the Planck survey *

R. Cañameras^{1,2}, N. P. H. Nesvadba^{2,1} **, D. Guéry^{1,2}, T. McKenzie⁴, S. König⁵, G. Petitpas⁶, H. Dole^{1,2,3}, B. Frye⁷, I. Flores-Cacho^{8,9}, L. Montier^{8,9}, M. Negrello¹⁰, A. Beelen^{1,2}, F. Boone^{9,10}, D. Dicken^{1,2,11}, G. Lagache^{1,2,12}, E. Le Floch¹¹, B. Altieri¹³, M. Béthermin¹⁴, R. Chary¹⁵, G. de Zotti¹⁰, M. Giard^{8,9}, R. Kneissl^{16,17}, M. Krips⁵, S. Malhotra¹⁸, C. Martinache^{1,2}, A. Omont¹⁹, E. Pointecouteau^{8,9}, J.-L. Puget^{2,1}, D. Scott⁴, G. Soucail^{8,9}, I. Valtchanov¹³, N. Welikala²⁰, and L. Yan¹³

(Affiliations can be found after the references)

Received / Accepted

ABSTRACT

We present an analysis of CO spectroscopy and infrared-to-millimetre dust photometry of 11 bright far-infrared/submillimetre sources discovered through a combination of the *Planck* all-sky survey and follow-up *Herschel*-SPIRE imaging – “*Planck*’s Dusty Gravitationally Enhanced sub-Millimetre Sources.” Each source has a spectroscopic redshift $z = 2.2$ – 3.6 from a blind redshift search with EMIR at the IRAM 30-m telescope. Interferometry obtained at IRAM and the SMA, and optical/near-infrared imaging obtained at the CFHT and the VLT reveal morphologies consistent with strongly gravitationally lensed sources. Additional photometry was obtained with JCMT/SCUBA-2 and IRAM/GISMO at $850\ \mu\text{m}$ and 2 mm, respectively. The spectral energy distributions of our sources peak near either the $350\ \mu\text{m}$ or $500\ \mu\text{m}$ bands of SPIRE. All objects are bright, isolated point sources in the $18''$ beam of SPIRE at $250\ \mu\text{m}$, with apparent far-infrared luminosities of up to $3 \times 10^{14} L_{\odot}$ (not correcting for the lensing effect). Their morphologies and sizes, CO line widths and luminosities, dust temperatures, and far-infrared luminosities provide additional empirical evidence that these are strongly gravitationally lensed high-redshift galaxies on the submm sky. We discuss their dust masses and temperatures, and use additional *WISE* $22\text{-}\mu\text{m}$ photometry and template fitting to rule out a significant contribution of AGN heating to the total infrared luminosity. Six sources are detected in FIRST at 1.4 GHz. Four have flux densities brighter than expected from the local far-infrared-radio correlation, but in the range previously found for high- z submm galaxies, one has a deficit of FIR emission, and 6 are consistent with the local correlation, although this includes 3 galaxies with upper limits. The global dust-to-gas ratios and star-formation efficiencies of our sources are predominantly in the range expected from massive, metal-rich, intense, high-redshift starbursts. An extensive multi-wavelength follow-up programme is being carried out to further characterize these sources and the intense star-formation within them.

Key words. Submillimetre: galaxies – Galaxies: high-redshift – Gravitational lensing: strong

1. Introduction

The brightest, most strongly gravitationally lensed galaxies in the high-redshift Universe have an extraordinary potential to advance our understanding of the processes that regulate the growth of the most massive galaxies we see today. In particularly fortuitous cases, gravitational lensing from massive, intervening galaxies or galaxy clusters not only boosts the apparent integrated brightness of high-redshift galaxies by factors up to 20–60, but also magnifies their images by similar factors while conserving surface brightness). Thereby, they allow us to study the fine spatial details of intensely star-forming high-redshift galaxies at scales much below 1 kpc, down to around 100 pc (e.g., Swinbank et al. 2010, 2011). This is more akin to the scales of individual star-forming regions in nearby galaxies than the galaxy-wide scales (of order a few kpc) with which we must otherwise content ourselves at cosmological distances.

Since the discovery of the first gravitationally lensed galaxy in the optical (Soucail et al. 1987, the first gravitationally lensed quasar had already been discovered by Walsh et al. 1979), strongly gravitationally lensed galaxies have been identified and

studied in all wavebands from the ground and in space. Strongly gravitationally lensed submm galaxies provide an extraordinary possibility to probe individual star-forming regions in the most intensely star-forming high-redshift galaxies. They are also very promising sources to increase our understanding of how the deep gravitational potential well of high-redshift galaxies, their high gas fractions and gas-mass surface densities, and feedback from star formation and perhaps active galactic nuclei, are setting the stage for the intense star-formation at fine spatial detail (e.g., Danielson et al. 2011; Swinbank et al. 2011; Combes et al. 2012).

Massive, dust-enshrouded, and relatively evolved high-redshift galaxies are characterized by the bright thermal infrared emission from dust heated by intense star formation during their rapid primordial growth phase. These galaxies have typical stellar and dynamical masses of a few times $10^{10-11} M_{\odot}$ (Smail et al. 2004; Swinbank et al. 2006; Nesvadba et al. 2007) and form stars at prodigious rates of up to about $1000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, which are unparalleled in the nearby Universe. As a population, dusty starburst galaxies may have contributed as much as about half of the total energy production from star formation at these cosmic epochs (e.g., Hauser & Dwek 2001; Dole et al. 2006).

Unfortunately, given their importance for our understanding of high-redshift star formation and galaxy growth, the large stellar and dynamical masses and short evolutionary timescales of

* Based on observations collected with the *Herschel* and *Planck* satellites, IRAM, SMA, JCMT, CFHT, and the VLT.

** Corresponding author: N. Nesvadba, nicole.nesvadba@ias.u-psud.fr

these galaxies make them very rare on the sky. The densities of far-infrared and submillimetre selected (FIR/submm) galaxies that are bright enough to be good candidates for strong gravitational lensing are only around one every few square degrees for sources with $S_{500} \approx 100$ mJy, with large uncertainties. For example, Lapi et al. (2012) predict about $0.003\text{--}0.1 \text{ deg}^{-2}$ for sources with $S_{500} \geq 400$ mJy on the sky, for expected maximal gravitational magnification factors of 20–30 adopted in the models. Consequently, we may expect to find only a few of these sources on the entire extragalactic sky, in accordance with models of the diffuse infrared background light (Béthermin et al. 2012). Nonetheless, at luminosities above about $10^{13} L_{\odot}$ (corresponding to $S_{500} \approx 100$ mJy), they are expected to dominate the integrated FIR/submm luminosity function (Negrello et al. 2007).

A major breakthrough has been the recent discovery by *Herschel*¹ and the South-Pole Telescope (SPT) of sizeable sets of strongly gravitationally lensed submillimetre galaxies, with typical magnification factors of a few. These are using the new generation of wide-field surveys (several thousands of square degrees), probing in particular the range in FIR/submm flux density between 100 and 200 mJy (e.g., Negrello et al. 2010; Harris et al. 2012; Vieira et al. 2013; Wardlow et al. 2013; Bussmann et al. 2013). Most gravitationally lensed sources identified in these surveys are magnified by individual massive galaxies at intermediate redshifts, producing partial Einstein rings of a few arcsec in diameter and magnification factors up to about 10. However, the number of sources identified in these surveys above flux densities of 200–300 mJy remains rather small. For example, Bussmann et al. (2013) list 30 sources with far-infrared fluxes in this range, with 6 sources above $S_{350} = 350$ mJy. So far, to our knowledge only one source with $S_{350} > 500$ mJy at $350 \mu\text{m}$ has been published by the SPT collaboration (Vieira et al. 2013). Meanwhile, the brightest source in the Bussmann et al. (2013) sample has $S_{350} = 484$ mJy.

The extragalactic *Herschel* and SPT surveys together cover about 4% of the sky, which highlights the importance of having an all-sky survey to identify in a systematic way high-redshift FIR/submm galaxies above the 100–300 mJy regime. These sources are likely to be amongst the most strongly gravitationally lensed galaxies on the sky. *Planck* is the first all-sky survey in the submillimetre with the depth and spatial resolution necessary to probe the brightest, and presumably most strongly gravitationally lensed high-redshift infrared galaxies observable to us. The 90% completeness limit of the *Planck* Catalogue of Compact Sources (PCCS) corresponds to $L_{\text{IR}} \approx 6 \times 10^{13} L_{\odot}$ at $z = 2$ (Planck Collaboration XXVIII 2014). At these luminosities, even all-sky surveys may reveal only very small numbers of sources (Negrello et al. 2010; Béthermin et al. 2012; Lapi et al. 2012). For example, Herranz et al. (2013) find only very small numbers of high-redshift sources in the Early Release Catalogue of Compact Sources (ERCSC) from *Planck* (Planck Collaboration et al. 2011), primarily blazars; most extragalactic sources in the ERCSC are low-redshift galaxies.

We used photometry derived from *Planck*-HFI (described in Planck Collaboration I 2014; Planck Collaboration VI 2014) to identify all compact sources in the *Planck* maps that have colours consistent with being exceptionally bright, dusty, intensely star-forming high-redshift galaxies. We then obtained far-infrared photometry of the most promising candidates (the ‘‘HPASSS’’ programme Planck Collaboration Int. XXVII 2014,

Paper I hereafter), using the Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE) on board the *Herschel* space telescope. This sample, obtained through *Herschel* ‘‘Must-Do’’ Director’s Discretionary Time, includes 234 of the brightest, rarest sources in the sky (one source per several tens of square degrees, Planck Collaboration, 2015, in prep.). The sample was deliberately selected to only include sources that do not fall into the large *Herschel* survey fields, and which are new to the literature. SPIRE confirms that these sources have the typical submm colours of high- z infrared and submm galaxies. Most of the 234 sources of the HPASSS sample are overdensities of multiple galaxies with the typical FIR colours of high- z galaxies, and only four are Galactic cirrus clouds. Another small subset are bright individual, isolated point sources in the $20''$ beam of SPIRE, consistent with being exceptionally bright, presumably strongly gravitationally lensed high-redshift galaxies. An overview of the HPASSS sample is given in Paper I.

Here we present the first results of our multi-wavelength follow-up of the 11 brightest of these isolated HPASSS sources (‘‘*Planck*’s Dusty GEMS’’), which can be observed from the northern hemisphere. All have flux densities at $350 \mu\text{m}$ measured with SPIRE that are at least $S_{350} \approx 300$ mJy, well above the typical range probed by the SPT and wide-field *Herschel* surveys. The brightest source has $S_{350} = 1050$ mJy. Welikala et al. (2015, A&A submitted) discuss another set of weaker gravitational lenses observed with *Planck* and the SPT; however, the 11 sources we discuss here were previously unknown and are substantially brighter. Another source, PLCKERC857 PLCK_G270.59+58.52, taken from the ERCSC, which also satisfies our selection criteria and fortuitously falls into the H-ATLAS survey area, has already been discussed by Fu et al. (2012), Herranz et al. (2013), and Bussmann et al. (2013). HLS 091828.6+514223 at $z = 5.2$ (Combes et al. 2012; Rawle et al. 2013) behind the galaxy cluster Abell 773, has been discovered independently from our survey as part of the *Herschel* Lensing Survey (Egami et al. 2010), but is also included in our *Planck* parent sample (Paper I). It forms a $1.5''$, near-complete Einstein ring with a magnification factor of 9 ± 2 (Rawle et al. 2013).

Our present analysis has three main goals. Firstly, we determine spectroscopic redshifts and provide empirical evidence from millimetre photometry and spectroscopy that these are indeed high-redshift sources, which owe their exceptional brightness in the submm to strong gravitational lensing. We also show ground-based near-infrared imaging, illustrating that the submm sources lie behind overdense regions in the intermediate-redshift Universe. Secondly, we characterize their global dust and star-formation properties and show that their observed far-infrared emission is dominated by star formation, not by powerful obscured quasars. Thirdly, we estimate molecular gas masses from their CO line emission, calculate dust-to-gas mass ratios, and use their FIR luminosities and molecular gas mass estimates to show that they are more akin to very rapidly forming ‘‘starburst’’ galaxies, than the more gradually, but still intensely star-forming high-redshift galaxies on the ‘‘main sequence’’ (e.g., Elbaz et al. 2011). This is the first in a series of papers about ‘‘*Planck*’s Dusty GEMS,’’ and for this analysis we only use parts of the comprehensive data sets we already have in hand. Subsequent publications will provide lensing model solutions, discuss the spatially-resolved properties of our sources in a number of wavebands, and use the multiple millimetre line detections to investigate the detailed gas and star-formation properties of these systems.

The outline of the paper is as follows. After the descriptions of our sample selection in Sect. 2, and our follow-up observa-

¹ *Herschel* is an ESA space observatory with science instruments provided by European-led Principal Investigator consortia and with important participation from NASA.

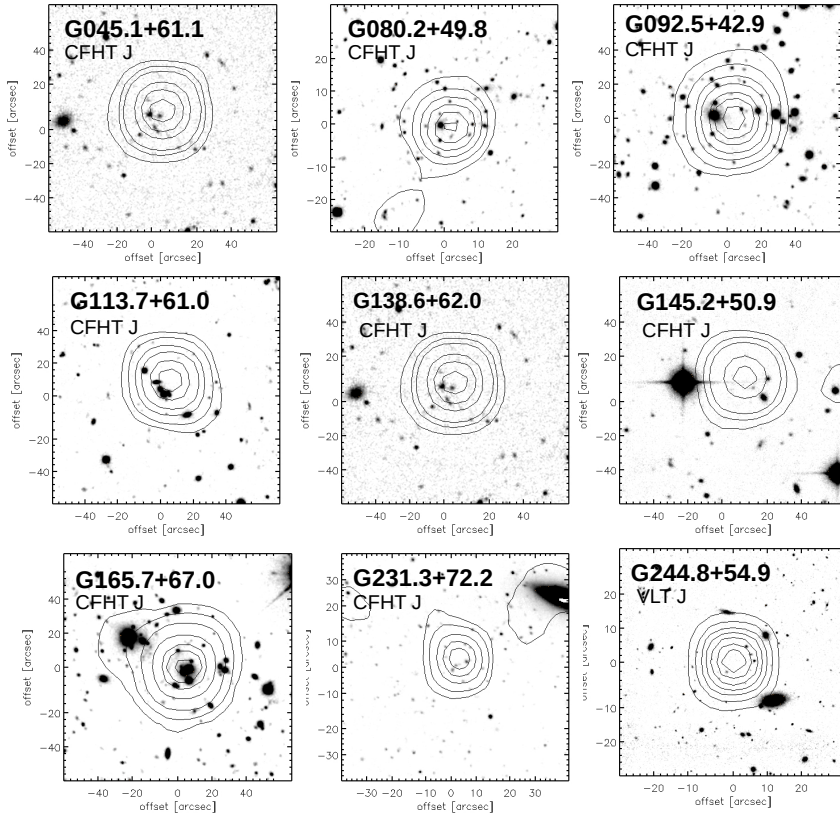
Cañameras et al.: *Planck*'s Dusty GEMS

Fig. 1. Near-infrared J -band images of the nine sources for which we already have optical/NIR imaging and millimetre interferometry (Fig. 2). Contours show the *Herschel*-SPIRE morphology at $250\ \mu\text{m}$.

tions and data reduction in Sect. 3, we provide the redshifts in Sect. 4.2, and the FIR luminosities, dust masses and temperatures in Sect. 5. In Sect. 6 we present the evidence that our sources are very strongly gravitationally lensed galaxies, including arcsec-resolution submm and millimetre interferometry of the dust emission, as well as NIR/optical imaging. In Sect. 7 we impose additional constraints from the *Wide-field Infrared Survey Explorer*, *WISE* and the VLA FIRST survey to demonstrate that the far-infrared spectral energy distributions of our sources are not dominated by radiation from powerful AGN, before turning to their gas and star-formation properties in Sect. 9 and 10, respectively. We summarize our results in Sect. 11. Throughout the paper we adopt a flat $H_0 = 70\ \text{km s}^{-1}\ \text{Mpc}^{-1}$ concordance cosmology with $\Omega_M = 0.3$ and $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Sample selection

In Fig. 1 we show 9 of our 11 newly discovered gravitational lens candidates, which are the brightest amongst our sources selected from the nominal data release of the *Planck* all-sky survey. The parent sample consists of two subsets that were iden-

tified with similar colour cuts in the 857-GHz to 545-GHz flux density ratio of $S_{857}/S_{545} < 1.5\text{--}2$. This is well-matched to the expected spectral shape of the far-infrared continuum of dusty starburst galaxies at redshifts $z \gtrsim 2$. Six of our sources were taken from the PCCS, which includes all sources with $S/N > 4$ at 545 GHz on the cleanest 52% of the sky (Planck Collaboration XXVIII 2014). Five sources come from a dedicated, blind search for high-redshift candidates in the *Planck* maps, which probes fainter sources in the cleanest 35% of the sky after subtracting estimates of the cosmic microwave background and Galactic cirrus emission. Table 1 lists the origin of each target. The second subsample will be described in detail by Planck Collaboration 2015 (in prep.). A comprehensive summary of the selection and in particular the cleaning algorithm adopted to identify this subsample is given in Paper I.

All sources were followed up with *Herschel*-SPIRE photometry at $250\ \mu\text{m}$, $350\ \mu\text{m}$, and $500\ \mu\text{m}$ as part of the HPASSS survey, mostly during “Must-Do” Director’s Discretionary Time, and is a subset of the sample presented in Paper I. SPIRE has about 10 times greater depth and 20 times higher spatial resolution than *Planck*, with beam FWHMs of $18''$, $24''$, and $35''$ at

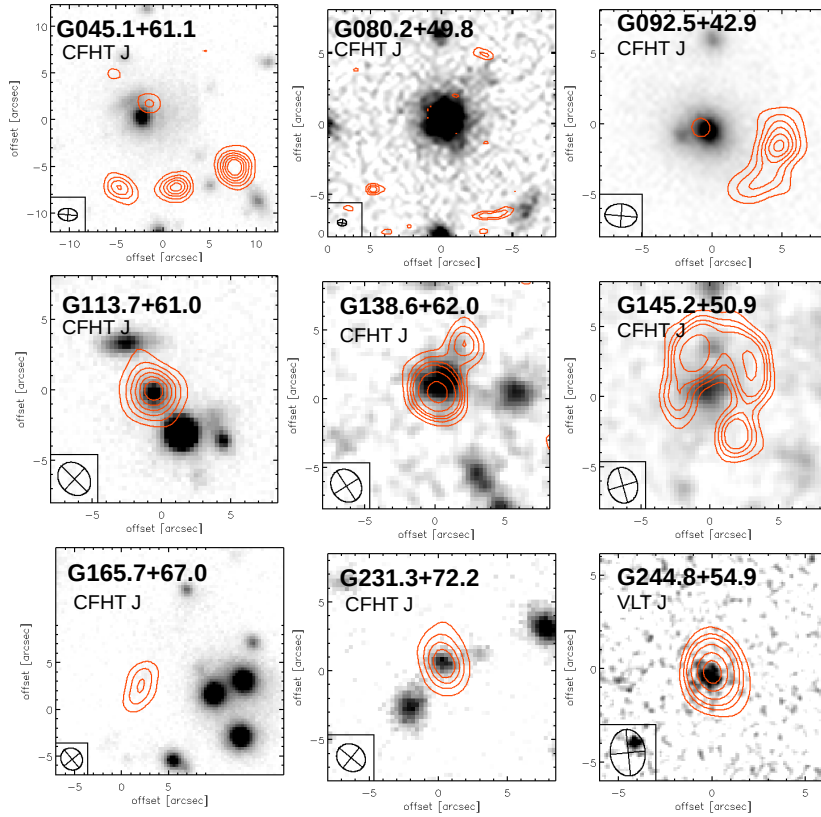


Fig. 2. Near-infrared J -band images of the nine sources from Fig. 1. Contours show the SMA morphology at $850\mu\text{m}$. The FWHM beam size of all SMA data is about $2''$ (the FWHM beam size is shown in the bottom left corner of each panel), except for PLCK_G080.2+49.8, where it is $0.8''$.

$250\mu\text{m}$, $350\mu\text{m}$, and $500\mu\text{m}$, respectively². Therefore, SPIRE can be used to identify and localize the counterparts of *Planck* sources in the same wavelength regime. We identified all potential gravitationally lensed galaxies as bright, isolated point sources in the SPIRE images, with spectral energy distributions peaking at flux densities above 300 mJy in either the $350\mu\text{m}$ or the $500\mu\text{m}$ band as observed with SPIRE (in the final calibration of our SPIRE maps, one source has $S_{350}=294\text{ mJy}$). This is well matched to the 90% completeness limit of the PCCS of about 600 mJy (Planck Collaboration XXVIII 2014), and purposefully excludes similar sources already identified in other surveys.

We find a total of 15 gravitational lens candidates. For the purposes of this paper, we exclude the two already described in the literature (Fu et al. 2012; Combes et al. 2012, see Sect. 1), and another two that are in the far South. The source described by Combes et al. (2012) is at a higher redshift ($z = 5.2$) than the sources we discuss here. Apart from that, including those other sources would not change our general conclusions.

In the present analysis we discuss the 11 Northern sources that are already spectroscopically confirmed to be at high redshifts. It is worth noting that by focusing on single, very bright sources in the Herschel images, we may have missed sets of multiple, but fainter gravitationally lensed objects behind the same intervening structures; these we would have identified as overdensities of high-redshift infrared galaxies in the overall HPASS sample (Paper I). Irrespective of this, given the extraordinary sky coverage of our parent sample and the brightness of our targets, six of which reach or even exceed the completeness limits of the PCCS in the 353, 545, and 857 GHz bands of 330, 570, and 680 mJy, respectively (Table 1 of Planck Collaboration XXVIII 2014), the 11 sources discussed here are likely to be amongst the brightest individual high-redshift galaxies on the sky.

² See the SPIRE Handbook 2014, http://herschel.esac.esa.int/Docs/SPIRE/spire_handbook.pdf.

Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS

Table 1. Mid-infrared to millimetre photometry. The columns are: source name; indication of whether the sources come from the PCCS or our own high- z selection (OT2, see Sect. 2); RA and Dec coordinates; redshift of the high- z source; SDSS redshift of the intervening foreground source; *WISE* 22- μm flux density; *Herschel*-SPIRE 250- μm flux density; *Herschel*-SPIRE 350- μm flux density; *Herschel*-SPIRE 500- μm flux density; JCMT/SCUBA-2 850- μm flux density; and IRAM 30-m/GISMO 2-mm flux density.

Source	Survey	RA (J2000)	Dec (J2000)	z_{source}	$z_{\text{fg, sdss}}$	S_{22} [mJy]	S_{250} [mJy]	S_{350} [mJy]	S_{500} [mJy]	S_{850} [mJy]	S_{2000} [mJy]
PLCK_G045.1+61.1 . . .	OT2	15:02:36.04	+29:20:51	3.4	0.56 ^{a,b}	<5.4	161± 5	328± 6	397± 6	130±13	13 ±2
PLCK_G080.2+49.8 . . .	OT2	15:44:32.40	+50:23:46	2.6	0.5	<5.4	220± 9	340± 6	314± 6	87± 5	7 ±2
PLCK_G092.5+42.9 . . .	PCCS	16:09:17.76	+60:45:21	3.3	0.5	<5.4	765± 7	865± 8	696± 7	191±16	8.4±0.6
PLCK_G102.1+53.6 . . .	OT2	14:29:17.98	+59:21:09	2.9	0.74 ^a	8.1±0.7	327± 4	410± 5	339± 5	...	5.5±0.7
PLCK_G113.7+61.0 . . .	PCCS	13:23:02.88	+55:36:01	2.4	0.3	6.0±0.7	672± 7	603± 6	373± 5	108±10	4 ±1
PLCK_G138.6+62.0 . . .	PCCS	12:02:07.68	+53:34:40	2.4	0.4	6.2±0.8	619± 6	664± 8	474± 6	123±14	7 ±1
PLCK_G145.2+50.9 . . .	PCCS	10:53:22.56	+60:51:49	3.6	...	<5.4	453± 5	719± 7	781± 8	360±23	38 ±4
PLCK_G165.7+67.0 . . .	PCCS	11:27:14.60	+42:28:25	2.2	0.34 ^{a,b}	10.4±0.9	867± 8	753± 6	472± 5	90± 9	8 ±1
PLCK_G200.6+46.1 . . .	OT2	09:32:23.67	+27:25:00	3.0	0.6	<5.4	209± 4	294± 4	273± 5	110±10	7 ±2
PLCK_G231.3+72.2 . . .	OT2	11:39:21.60	+20:24:53	2.9	0.1	<5.4	299± 4	401± 5	341± 6	111±12	9 ±1
PLCK_G244.8+54.9 . . .	PCCS	10:53:53.04	+05:56:21	3.0	0.13	<5.4	1050±10	1054±10	777± 7	198±11	19 ±2
HLS-J0918 ^c		09:18:28.6	+51:42:23	5.2			85± 8	168± 8	203± 9	125± 8	15 ±7
HATLAS-J1146 ^d		11:46:37.9	-00:11:32	3.3			323±24	378±28	298±24	93±12	38 ±6

^a Spectroscopic redshift of intervening foreground source from the SDSS.

^b Multiple foreground sources at a common spectroscopic redshift near the line of sight.

^c This source has been found with the *Herschel* Lensing Survey and has previously been discussed by Combes et al. (2012) and Rawle et al. (2013). The last column lists the 1.2-mm flux density measured with MAMBO on the IRAM 30-m telescope.

^d This source from the ERCSC (Planck Collaboration et al. 2011) falls serendipitously into the HATLAS field and has been previously discussed by Fu et al. (2012). The last column lists the 1.2-mm flux density measured with MAMBO on the IRAM 30-m telescope.

3. Photometry

3.1. *Herschel*-SPIRE FIR photometry

We base our analysis on the *Herschel*-SPIRE photometry at 250 μm , 350 μm , and 500 μm , as well as on ground-based JCMT/SCUBA-2 850- μm and IRAM/GISMO 2-mm single-dish photometry. For sources in the range $z = 2.2$ – 3.6 , this corresponds to a wavelength range 50–80 μm and 400–600 μm in the rest-frame, which cover the expected peak and Rayleigh-Jeans tail, respectively, of the warm dust emission heated by intense star formation.

Herschel-SPIRE observations were carried out between December 2012 and March 2013. The *Herschel*-SPIRE photometry was obtained using STARFINDER (Diolaiti et al. 2000) as part of the HPASSS survey, and is discussed in detail in Paper I. STARFINDER integrates over the point spread function obtained directly from the image, and is therefore more suitable for data dominated by confusion noise than classical aperture photometry. Measured flux densities are between 294 mJy and 1054 mJy at 350 μm and between 270 mJy and 800 mJy at 500 μm , respectively (Table 1). Typical uncertainties are of the order of 5–10 mJy, which is close to the confusion level in the maps (Nguyen et al. 2010), but only includes the measurement error, not the systematic uncertainty of 7% inherent in the SPIRE photometry. However, this has no impact on our results.

3.2. JCMT/SCUBA-2 photometry at 850 μm

The SCUBA-2 (Holland et al. 2013) data were taken between September 2012 and May 2014 in moderate conditions with individual observing times of 15 min per source. The data were reduced using a configuration file optimized for point-source calibrators using the *smurf* data reduction software package for SCUBA-2 (Chapin et al. 2013). Flux densities were extracted

using aperture photometry with a 30'' diameter aperture, where the background was estimated within an annulus with inner and outer diameters of 37.5'' and 60'', respectively. Uncertainties are between 4 mJy and 21 mJy per beam. These flux densities are then corrected for missing flux density due to the aperture size by dividing by 0.85, as described by Dempsey et al. (2013). An 8% calibration uncertainty is added in quadrature to the photometric errors. The resulting 850 μm flux densities are listed in Table 1.

3.3. SMA 850 μm interferometry

All sources were also observed in the continuum with the SMA in the 850 μm band. Observations were carried out between June 2013 and June 2014. Data were taken under good to excellent conditions with $\text{pwv} < 2$ mm in shared-track mode to obtain good uv coverage, in spite of observing each source with less than one track; this was made possible by their extraordinary brightness in the submm. Integration times per source are between 2 and 7 hrs. All sources but PLCK_G080.2+49.8 were observed through programme 2013B-S050 in the compact configuration, with a beam of about $2'' \times 2''$. PLCK_G080.2+49.8 was observed through DDT programme 2013A-S075 in the extended configuration, giving a beam of $0.8'' \times 0.5''$. Data were calibrated in IDL using the MIR package, and analysis and imaging utilized the MIRIAD package. A full discussion of the interferometry is beyond the scope of the present analysis, and will be presented in a subsequent publication. Here we only use the 850 μm morphologies to illustrate that these are indeed strongly gravitationally lensed galaxies. Comparison with the single-dish flux densities from SCUBA-2 suggests that we recover at least 80–90% of the total flux density, implying that we have typically not missed fainter, more extended components.

5

3.4. IRAM-30-m /GISMO 2-mm photometry

Two-mm continuum observations were carried out with the 30-m telescope of IRAM between 17 and 23 April with 1.3–1.7 mm of precipitable water vapor, and between 29 October and 5 November, 2013, with 3.4–8.6 mm of precipitable water vapor (programmes 222-12 and 100-13).

We used the 8×16 pixel bolometer camera GISMO, which covers a frequency range of 140–162 GHz (Staguhn et al. 2012) in the 2-mm band. At the 30-m telescope of IRAM, GISMO covers a $1.8' \times 3.7'$ field of view with a $21'' \times 21''$ beam. We used $2' \times 2'$ Lissajous maps with a relative flux density stability of about 8%, which is optimized to obtain high signal-to-noise ratios of relatively faint objects like ours, with only a small number of bad channels. Total integration times per source were between 10 and 100 minutes, depending on the expected flux density of the target.

We used the CRUSH software package (Kovacs 2013) to reduce and calibrate individual scans, and to combine them into the final image. We used the “faint” option, which is well adapted to signals around 10 mJy, detected at signal-to-noise ratios of less than 10 per scan. We detected all targets as point sources, with S/N between 3.4 and 14.8.

3.5. CFHT and VLT optical/NIR photometry

In order to identify and broadly characterize the foreground lensing structure, we also obtained near-infrared optical imaging of our sample using Megacam and WIRCAM on the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), and with HAWKI and FORS on the Very Large Telescope (VLT) of the European Southern Observatory (ESO). Here we use the optical imaging to highlight that our sources lie behind massive intervening structures, either galaxy groups or clusters. Observations of the overall sample are still on-going, but have already provided us with optical or NIR imaging of all but one target in at least one band. We used the *scamp* and *swarp* software (Bertin 2010a,b) to register our images relative to the USNO-B2 catalog, with a typical positional uncertainty of $0.2''$ – $0.5''$. A full discussion of these data and what they imply more quantitatively for the lensing configuration will be presented in a subsequent publication.

4. Blind spectroscopic redshift survey in the millimetre

4.1. IRAM 30m/EMIR spectroscopy

We performed a blind redshift search in the 3-mm and 2-mm bands for all 11 targets using the wide-band heterodyne receiver EMIR at the 30-m telescope of IRAM. Following a pilot programme to measure a spectroscopic redshift of our first source, PLCK_G080.2+49.8, through regular programme 82-12 and Director’s Discretionary programme D05-12, we obtained another 75 hrs of observing time through Director’s Discretionary programme D09-12 and the regular programme 094-13 in April and June 2013. For all sources we used the WILMA and FTS backends during good to variable conditions.

Individual scans were 30 seconds long, and we observed sets of 12 scans followed by a calibration. Data were reduced using CLASS (Gildas Team 2013). We took advantage of a dedicated routine kindly provided by C. Kramer to individually correct the baselines in each of the sub-bands of the FTS backend. The full set of lines will be discussed in a subsequent publication; here we only use the lowest- J CO transition available in

each source, which provides additional empirical evidence that these are strongly gravitationally lensed galaxies. The redshifts are also derived from these lines, and found to be consistent with the full set of available lines per galaxy.

4.2. Spectroscopic redshifts

To obtain a spectroscopic redshift for each source, we started with a blind line search in the 3-mm atmospheric window, which we cover almost entirely with two interleaved tunings of EMIR centred at 89.4 GHz and 97.4 GHz, respectively. We used the WILMA and FTS backends in parallel, which have band widths of about 4 GHz and 8 GHz, respectively.

We discovered a bright emission line in each source in one of the tunings in the 3-mm band (Fig. 3). Subsequently we calculated all possible redshifts compatible with the observed frequency of the line, and tested our redshift hypothesis by searching for a second line (typically CO(5-4) or CO(4-3)) at the predicted higher frequency. This required a separate frequency tuning, with the choice depending on each redshift hypothesis (typically lying in the 2-mm band). We started with the redshift that was closest to the photometric redshift derived from our SPIRE photometry, assuming a dust temperature of $T_d = 30$ K, which is the temperature of the dust component that dominates the FIR spectral energy distribution of the Cosmic Eyelash (Ivison et al. 2010b). This yielded the correct redshift in all but the two galaxies, specifically those with the highest dust temperatures (Table 2). In the end, our EMIR follow-up spectroscopy led to accurate and secure spectroscopic redshifts for all 11 targets, with 2–8 lines detected per source; this provides a wide range of constraints on the physical properties of the gas in these galaxies, which we will discuss in more detail in forthcoming papers.

Planck's Dusty GEMS fall in the redshift range of $z = 2.2$ – 3.6 , comparable to that of radio-selected submillimetre galaxies in the field (Chapman et al. 2005), and very similar to that of gravitationally lensed submm galaxies in the H-ATLAS survey ($z = 2.1$ – 3.5 ; Harris et al. 2012; Bussmann et al. 2013). The average redshift of *Planck's* Dusty GEMS, $z = 2.9 \pm 0.4$ (we give the width of the distribution here), is somewhat lower than the redshift range of the bright gravitationally lensed submm galaxies from the SPT survey. The SPT sample has a mean redshift of $z = 3.5$, obtained from at least two lines for 12 of their 26 targets, and a combination of single-line detections and FIR photometric constraints for the remaining targets (Vieira et al. 2013; Weiß et al. 2013). One reason that we probe somewhat lower redshifts may be that we select our sources at shorter wavelengths (350–850 μm , compared to 1.4 and 2.0 mm for the SPT). However, we stress that our parent sample from *Planck* does include sources with higher redshifts, such as HLS 091828.6+514223 at $z = 5.2$ (Combes et al. 2012; Rawle et al. 2013), a source we selected independently from its confirmation as a high- z source through the HLS survey. We also note that the *Planck* selection is based on 350 μm , 550 μm , and 850 μm measurements, covering somewhat longer wavelengths than the blind *Herschel* surveys. The *Planck* high- z sample has a range of FIR colours, and the redshift distribution derived from the subsample of very bright gravitational lenses does not necessarily correspond to the redshift distribution of the overall *Planck* high- z sample (HLS 091828.6+514223 at $z = 5.2$ being a case in point).

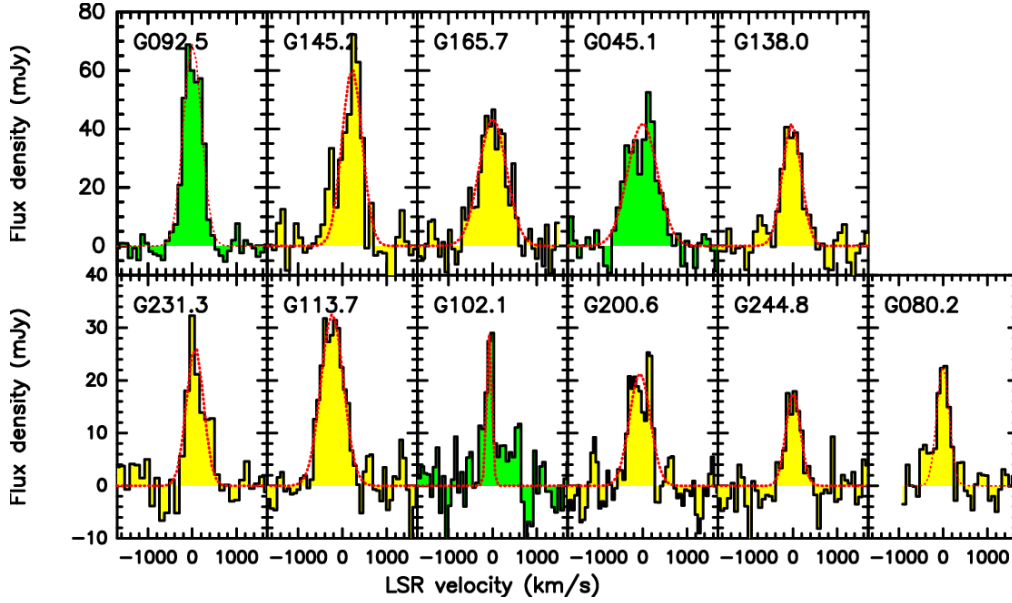
Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS

Fig. 3. Lowest- J CO emission line in each of our targets. CO(3-2) and CO(4-3) are indicated in yellow and green, respectively. Red dotted lines show simple single-Gaussian fits.

Table 2. Fitted parameters to the FIR dust continuum and dust properties. The columns are: best-fit wavelength of the peak of the blackbody in the FIR; peak flux density at λ_{\max} of the blackbody; FIR luminosity integrated from 8-1000 μm , including the magnification factor μ from our modified blackbody fit, and neglecting the possible presence of additional, hotter dust components; FIR luminosity derived from DeconvIR, and including the fiducial mid-infrared flux from star formation (see Sect. 7); star-formation rate, including magnification factor μ ; dust temperature; dust mass, including the magnification factor μ ; and AGN contribution to the FIR luminosity as obtained with DeconvIR, where such a component was found.

Source	λ_{\max} [μm]	S_{\max} [mJy]	μL_{FIR} [$10^{13}L_{\odot}$]	$\mu L_{\text{FIR}}^{\text{TPL}}$ [$10^{13}L_{\odot}$]	μSFR [$M_{\odot}\text{yr}^{-1}$]	T_d [K]	μM_d [$10^9 M_{\odot}$]	$L_{\text{FIR,AGN}}/L_{\text{FIR,tot}}$ [%]
PLCK_G045.1+61.1	420 \pm 10	360 \pm 10	8.4 \pm 0.1	12.1 \pm 0.1	14462 \pm 172	36.0 \pm 0.5	6.5 \pm 0.1	
PLCK_G080.2+49.8	370 \pm 10	345 \pm 5	4.6 \pm 0.1	7.1 \pm 0.1	7920 \pm 172	33.0 \pm 0.5	7.2 \pm 0.2	
PLCK_G092.5+42.9	322 \pm 5	900 \pm 10	24.8 \pm 0.2	34.8 \pm 0.2	42698 \pm 344	50.1 \pm 0.4	5.3 \pm 0.1	10
PLCK_G102.1+53.6	333 \pm 4	410 \pm 5	7.9 \pm 0.1	11.9 \pm 0.1	13601 \pm 172	41.1 \pm 0.3	4.3 \pm 0.1	
PLCK_G113.7+61.0	255 \pm 20	700 \pm 30	9.9 \pm 0.2	12.6 \pm 0.1	17044 \pm 344	45.0 \pm 0.4	3.5 \pm 0.1	
PLCK_G138.6+62.0	305 \pm 10	690 \pm 5	9.0 \pm 0.1	13.5 \pm 0.1	15495 \pm 172	38.7 \pm 0.3	6.4 \pm 0.1	
PLCK_G145.2+50.9	400 \pm 10	785 \pm 30	21.8 \pm 0.2	30.1 \pm 0.2	37533 \pm 344	40.5 \pm 0.4	11.0 \pm 0.1	33
PLCK_G165.7+67.0	265 \pm 2	875 \pm 3	10.3 \pm 0.1	13.4 \pm 0.1	17733 \pm 171	42.5 \pm 0.3	5.1 \pm 0.1	
PLCK_G200.6+46.1	350 \pm 3	295 \pm 2	5.7 \pm 0.1	8.2 \pm 0.1	9813 \pm 172	37.5 \pm 0.5	4.3 \pm 0.1	22
PLCK_G231.3+72.2	350 \pm 10	402 \pm 5	7.5 \pm 0.1	10.7 \pm 0.1	12913 \pm 172	39.3 \pm 0.4	4.7 \pm 0.1	
PLCK_G244.8+54.9	300 \pm 2	1135 \pm 2	26.5 \pm 0.2	36.3 \pm 0.2	45625 \pm 344	50.0 \pm 0.4	5.7 \pm 0.1	9

4.3. Line profiles and luminosities

Fig. 3 shows the lines we detected in the 3-mm band. Many sources exhibit complex line profiles, which can also be seen in the higher frequency data (Cañameras et al. 2015b, in prep.). These may either originate from several, gravitationally lensed regions in the same galaxy that are blended in the large (20'') beam of the IRAM 30-m telescope, or else they represent sets of nearby, perhaps interacting galaxies. Alternatively, they may represent intrinsically complex gas kinematics in single star-

forming environments, driven by the interplay of galaxy rotation, feedback, or perhaps turbulent motion within star-forming regions. High-resolution follow-up interferometry is currently being analysed to further elucidate their nature.

We fitted the emission lines shown in Fig. 3 with single Gaussian profiles to obtain the line FWHMs and integrated fluxes listed in Table 3. Integrated fluxes are $I_{\text{CO}} = (7-34) \text{ Jy km s}^{-1}$, for FWHM = 213-685 km s^{-1} . A detailed analysis of the spectral properties of our sources, using our full sets of spectral line observations, and taking into account

7

changes in line ratios in individual, kinematically distinct emission line regions, will be presented elsewhere; here we only use the spectroscopic redshifts, and the fluxes and FWHM line widths of the lowest- J CO transition observed in each source in order to demonstrate that these are indeed gravitationally lensed galaxies with extreme magnification factors.

In Table 3 we also compile luminosity estimates for the CO lines that we detect. We follow Solomon et al. (1997) in translating the integrated line fluxes into CO luminosities (in brightness temperature units), setting

$$L' = 3.25 \times 10^7 I_{\text{CO}} \left(\frac{\nu}{1+z} \right)^{-2} D_L^2 (1+z)^{-3}. \quad (1)$$

Here the measured frequency ν is given in GHz, z is the redshift, D_L is the luminosity distance, the CO luminosity L' is measured in $\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$, and the integrated CO line flux is in Jy km s^{-1} . In Sect. 9 we will also derive molecular gas mass estimates and compare with the dust masses obtained from our SED fitting.

5. Dust properties

To further characterize our sources, we fitted their FIR-to-millimetre photometry with modified blackbody distributions between $250 \mu\text{m}$ and $2000 \mu\text{m}$, using the Python curve_fit routine from the scipy package³. The results are shown in Fig. 4. Most photometry points were observed with roughly similar beam sizes between $15''$ and $30''$, and we only see single, very bright components in each image, which makes us confident that uncertainties related to confusion and multiple sources within the same beam do not dominate our photometry. We do see the foreground lensing sources at short wavelengths, between the optical and near-infrared, including the blue channels of *WISE*. However, their relatively blue colours and locations suggest that they do not contribute significantly to the long-wavelength emission.

In the restframe of our targets, our data cover the peak of the SED and extend well into the Rayleigh-Jeans tail of the dust emission, which is a particularly clean probe of the thermal emission of the coldest dust component, dominating the overall mass budget. We followed, e.g., Blain et al. (2003) to allow for a frequency-dependent optical depth of the FIR emission, which we model in the standard way through a power law with emissivity index $\beta = 2.0$ and a critical wavelength of $100 \mu\text{m}$, at which the dust opacity becomes unity. This specific choice of β is somewhat arbitrary, but at the signal-to-noise ratio and sparse frequency sampling of our SEDs, the precise value has a minor impact (for plausible values of β between 1.5 and 2.0) for our study. For example, we find typical offsets in dust temperature $\Delta T_d \approx 2 \text{ K}$ between $\beta = 1.5$ and $\beta = 2.0$, comparable to our other uncertainties.

These fits correspond to dust temperatures of $T_d = 33\text{--}50 \text{ K}$, with no significant trend with redshift (Table 2). Uncertainties were derived from Monte Carlo simulations, where we varied the measured flux density in each band 1000 times within the measurement uncertainties, before fitting the SED in the same way as for the data.

The high infrared luminosities and dust temperatures of *Planck's* Dusty GEMS suggest that most of the radiation in our sources comes from dense star-forming clouds, which is why we consider the optically thick case more relevant to our analysis. We note, however, that had we fit for optically thin emission, we

would have derived temperatures between $T_d = 30 \text{ K}$ and 41 K , lower by 3 K to 11 K in each individual source. Fig. 4 shows that all sources are adequately fit with a single temperature component, in spite of a slight, systematic underestimate of the $850 \mu\text{m}$, or alternatively, slight overestimate of the $500 \mu\text{m}$ flux density.

The temperature range we find does not differ significantly from those of other strongly lensed samples of high-redshift dusty star-forming galaxies selected in the FIR and (sub-)mm. This is illustrated in Fig. 5. It is interesting that the temperature range of our sources includes those of typical starburst galaxies at high redshift, as well as the lower temperatures of more gradually, but still intensely, star-forming galaxies along the main sequence (e.g., Elbaz et al. 2011). We do not find an obvious trend of dust temperature with redshift. This may either be due to the small number of targets observed over a relatively small redshift range, or because we are sampling environments with a range of properties within individual galaxies.

We derive infrared luminosities by integrating over our best-fit single-component modified blackbody SEDs between $8 \mu\text{m}$ and $1000 \mu\text{m}$ in the rest-frame, using the flux densities given in Table 1 and dust temperatures in Table 2. Luminosities thus obtained are in the range $L_{\text{FIR}} = (4.6\text{--}26.5) \times 10^{13} \mu^{-1} L_{\odot}$, including the unknown gravitational magnification factor μ . Following Kennicutt (1998) we set $\text{SFR} [\text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}] = 4.5 \times 10^{-37} L_{\text{FIR}} [\text{W}]$, finding star-formation rates $\text{SFR} = 8000\text{--}46000 \mu^{-1} \text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}$, suggesting high intrinsic star-formation rates and high magnification factors. Corresponding apparent dust masses are $M_d = (3.5\text{--}11) \times 10^9 \mu^{-1} \text{M}_{\odot}$ (Table 2).

Fig. 4 shows that we cover the peak of the dust SED for most sources, but nonetheless our sensitivity to warmer dust components probed in the FIR shortwards of $250 \mu\text{m}$ ($60\text{--}80 \mu\text{m}$ in the rest-frame) is limited, and we are likely to miss emission from warmer dust components. Through template fitting with *DecompIR* (Mullaney et al. 2011), which we will further discuss in Sect. 7, we derived fiducial correction factors between the modified blackbody fits obtained here, and the templates we used to accommodate our FIR-to-submillimetre photometry (and constraints from *WISE* at $22 \mu\text{m}$ within the same SED fit). We thus find that our modified blackbody fits may underestimate the IR luminosity of our targets by $10\text{--}30\%$. We also list the respective values obtained from *DecompIR* in Table 2. Taken together, the direct estimate from the modified blackbody fits, and those from the templates, set a plausible range of luminosities. These luminosities would need to be corrected towards larger values if an additional warmer dust component was found with infrared constraints shortward of $250 \mu\text{m}$.

We follow, e.g., Greve et al. (2012) in estimating dust masses, M_d , by setting

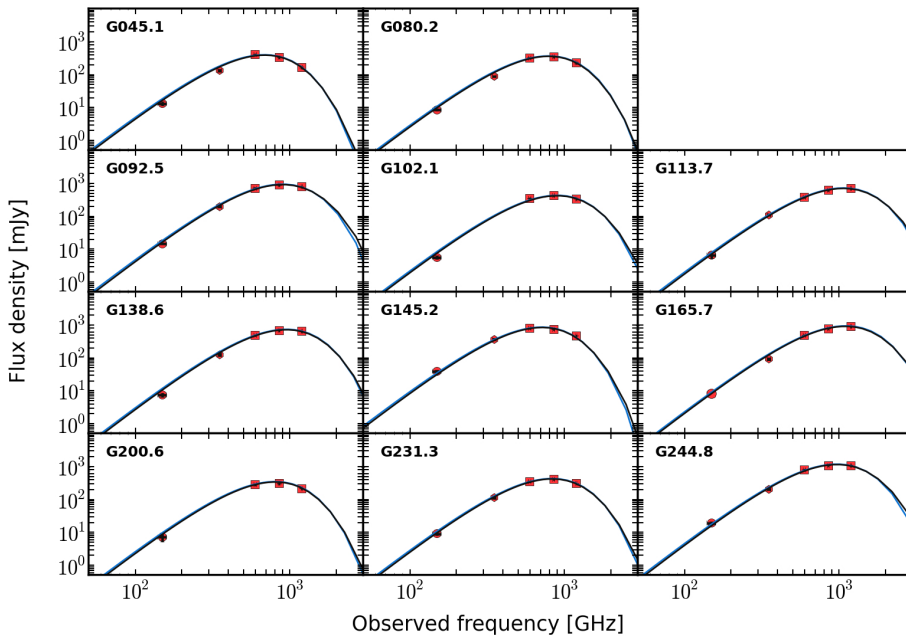
$$M_d = \mu^{-1} \frac{D_L^2 S_{\nu_0}}{(1+z)\kappa_{\nu_r}} (B_{\nu_r}(T_d) - B_{\nu_r}(T_{\text{CMB}}(z)))^{-1} \quad (2)$$

where D_L is the luminosity distance to redshift z , S_{ν_0} the flux density at the observed frequency $\nu_r(1+z)^{-1}$, which we set to 600 GHz , (corresponding to the $500 \mu\text{m}$ band of SPIRE). T_{CMB} is the CMB temperature at redshift z . We used $\kappa_{\nu_r} / (\text{m}^2 \text{kg}^{-1}) = 0.045 \times (\nu_r / 250 \text{ GHz})^{\beta}$, with $\beta = 2.0$ as already stated above. With this approach and these assumptions, we find dust masses of $M_d = (3.5\text{--}11) \times 10^9 \mu^{-1} \text{M}_{\odot}$, with the unknown gravitational magnification factor μ . Results for individual sources are listed in Table 2.

³ http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html

Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS**Table 3.** CO line properties obtained with EMIR on the IRAM 30-m telescope. The columns are source name; CO transition; integrated line flux; line luminosity $\mu L'$ (in brightness temperature units) derived using Eq. 1; molecular gas mass (see Sect. 9 for details); and Full width at half maximum of the emission lines.

Source	Transition	Line flux μI_{CO} [Jy km s ⁻¹]	Line luminosity $\mu L'$ [10 ¹¹ K km s ⁻¹ pc ²]	μM_{mol} [10 ¹¹ M _⊙]	FWHM [km s ⁻¹]
PLCK_G045.1+61.1	4-3	22.9±0.3	6.9±0.1	5.6±0.1	213± 11
PLCK_G080.2+49.8	3-2	9.2±0.5	3.2±0.2	2.6±0.2	265± 12
PLCK_G092.5+42.9	4-3	34.3±0.2	9.7±0.1	7.8±0.2	453± 3
PLCK_G102.1+53.6	3-2	5.7±1.8	2.4±0.7	2.0±0.2	252± 10
PLCK_G113.7+61.0	3-2	16.5±0.2	5.0±0.1	4.0±0.2	528± 5
PLCK_G138.6+62.0	3-2	22.0±1.1	6.8±0.3	5.4±0.1	514± 40
PLCK_G145.2+50.9	3-2	21.9±0.8	12.7±0.6	10.2±0.2	685± 17
PLCK_G165.7+67.0	3-2	25.4±0.3	6.8±0.1	5.4±0.1	576± 4
PLCK_G200.6+46.1	3-2	11.2±0.1	4.9±0.1	3.8±0.1	458± 9
PLCK_G231.3+72.2	3-2	9.4±0.2	3.9±0.1	3.0±0.1	257± 8
PLCK_G244.8+54.9	3-2	7.4±1.0	3.3±0.4	2.6±0.2	382± 10

**Fig. 4.** Modified blackbody fits to the FIR-to-millimetre photometry of our sources as obtained with *Herschel*-SPIRE at 250, 350, and 500 μm , with JCMT/SCUBA-2 at 850 μm (for eight sources), and with IRAM/Gismo at 2 mm. The light and dark blue curves show the blackbody curves for optically thin and optically thick dust, respectively. Error bars are printed in black, and are smaller than the symbols showing the photometric data points.

6. Signatures of gravitational lensing

6.1. Flux densities and morphologies

The first observational hint that our targets might indeed be strongly gravitationally lensed galaxies is their sheer brightness and small angular size below 18'' (the FWHM of the SPIRE point spread function at the highest frequency, 250 μm), whereas

90% of the 234 *Planck* high- z candidates with *Herschel*/SPIRE follow-up consist of multiple sources. Unlensed high-redshift galaxies with FIR flux densities as high as those of our sources are very rare. For example, for flux densities $S_{350} > 400$ mJy at 350 μm and near the peak of the FIR SEDs of most GEMS, the Béthermin et al. (2012) models predict 3 sources sr^{-1} at $z \geq 2$ that are not, and 53 sources sr^{-1} that are gravitationally lensed. For

9

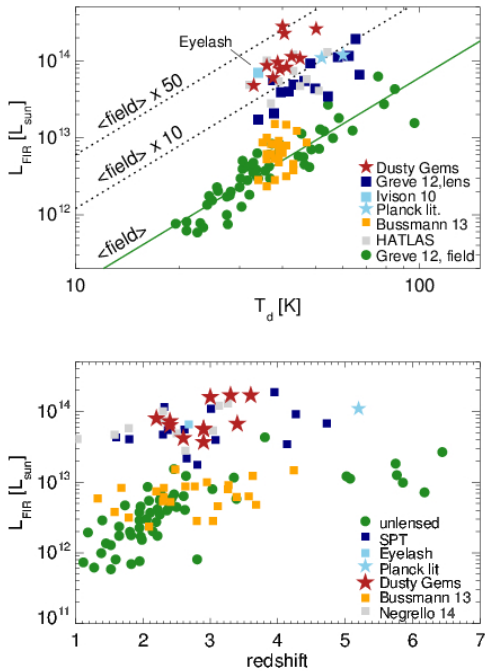


Fig. 5. Characterizing our sources by their FIR luminosities, dust temperatures, and redshifts. *Top:* FIR luminosities versus redshifts. The Dusty GEMS targets are shown as red stars on top of the comparison samples of strongly lensed sources taken from the literature (see Greve et al. 2012, and references therein), lens candidates from the SPT survey (Vieira et al. 2013), the Eyelash (Ivison et al. 2010b), and the two *Planck* lenses that were discovered prior to our work (Combes et al. 2012; Fu et al. 2012). The solid line shows a fit to the general population, while the dotted lines show magnification factors of 10 and 50. *Bottom:* FIR luminosity as a function of redshift. In the lower panel, our sources fall near the most luminous gravitationally lensed galaxies at similar redshifts; however, these are strongly dominated by AGN, like APM 08279+5255, whereas our sources are bona fide starbursts, at least in the image plane. This explains the greater luminosities at lower dust temperatures seen in the top panel.

a given source at these flux densities, it is therefore much more likely to find a gravitationally lensed galaxy than a galaxy in the field. We emphasize that this is true only for galaxies with confirmed high redshifts like the GEMS. The overall population of bright FIR galaxies is at much lower redshifts and has bluer FIR colors.

Given that more typical high- z galaxies in the field have FIR flux densities of few 10s mJy, the observed flux densities of our sources make us expect magnification factors of at least a few and perhaps greater than 10, even if these were intrinsically amongst the most luminous sources on the sky. For more moderate, more typical intrinsic flux densities, the gravitational magnification would be accordingly higher. The one alternative interpretation could be that these are multiple, highly concen-

trated galaxies within projected distances of a few tens of kpc, so that they are not resolved into individual galaxies by the SPIRE beam, which corresponds to about 120 kpc at $z \approx 2$ (for an example see Ivison et al. 2013).

More direct evidence that our sources indeed have a lensing nature comes from their morphologies. Strongly gravitationally lensed galaxies may either be single or multiple compact images seen near the intervening foreground lensing source, giant arcs extending over several arcseconds, or even partial or complete Einstein rings. However, reaching the required spatial resolutions of about $1\text{--}2''$ or better requires either deep optical or near-infrared imaging for sources that are not too heavily obscured, or, alternatively, submm or millimetre interferometry.

Fig. 1 shows the *Herschel* image as contours overlaid on optical imaging, and Fig. 2 the dust morphology obtained with the SMA at $850\ \mu\text{m}$. These figures clearly show that our sources are either single, compact objects at $2''$ resolution (as is the case for, e.g., PLCK_G244.8+54.9 and PLCK_G138.6+62.0), or giant arcs (e.g., PLCK_G145.2+50.9 and PLCK_G080.2+49.8). PLCK_G244.8+54.9 and PLCK_G138.6+62.0 have flux densities of 1054 ± 10 and 664 ± 8 mJy, respectively, making it implausible that these are individual high-redshift galaxies if not benefiting from a strong boost from gravitational lensing through a massive foreground source. At a $2''$ beam, intrinsic source sizes of unlensed galaxies would be at most 16 kpc, making it implausible to see a small group of high-redshift galaxies within a single beam.

Our sources are associated with overdensities of massive intervening galaxies at intermediate redshift, either galaxy groups or clusters. Table 1 lists the redshifts of the brightest intervening galaxies along the line of sight to our targets, which were taken from the SDSS. They are either photometric redshifts or (in a few individual cases highlighted in Table 1), spectroscopic redshifts. A detailed analysis of the lensing structure based on our own proprietary optical/NIR photometry obtained at the CFHT and the VLT is on-going. The only target associated with a foreground object for which we currently have no good redshift estimate is G145.2+50.9, which forms a near-complete Einstein ring with a diameter of $10''$ around a very red foreground source, which we currently only detect in the J-band. For this galaxy, our optical/NIR photometry is not yet complete, and we must therefore defer a detailed analysis of the foreground source to a later publication.

In the rest of this section we will present additional empirical evidence to illustrate that all of our sample consists of strongly gravitationally lensed galaxies, including those for which we do not yet have morphological constraints.

6.2. FIR dust continuum

Greve et al. (2012) suggested the use of the relationship between T_d and L_{FIR} as an empirical indicator of whether a source is strongly gravitationally lensed. According to the Stefan-Boltzmann law, the luminosity emitted by a modified blackbody at a given temperature depends only on the size of the emitting surface and the emissivity. Therefore, if our galaxies form a subset of the generic population of dusty, intensely star-forming high-redshift galaxies, the gravitational magnification factor should lead to an apparent increase in dust luminosity at a given temperature for gravitationally lensed galaxies, compared to unlensed galaxies.

In Fig. 5 we show where our sources fall on a plot of dust temperature versus FIR luminosity, compared to the galaxies of Greve et al. (2012) and other sources from the literature. It is

Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS

immediately clear that our sources are significantly brighter at a given temperature than galaxies in the field, and even brighter than most of the previously known gravitationally lensed galaxies. The dashed lines illustrate luminosities that are 10 times and 50 times brighter than expected from a simple least square fit to the population of field galaxies (green solid line). We highlight the Cosmic Eyelash of Swinbank et al. (2010) and the two previously confirmed gravitationally lensed galaxies with *Planck* counterparts (Fu et al. 2012; Combes et al. 2012).

For a more explicit, although not necessarily very precise estimate that exploits this relationship between dust temperature, luminosity, and source size, we can use the Stefan-Boltzmann law directly to infer the magnification factor from the observed luminosity and dust temperature. The approach is described in detail in Greve et al. (2012). Given the somewhat higher dust temperatures of our lens candidates compared to the SPT sources of Greve et al. (2012), we have a larger range of “effective” Stefan-Boltzmann constants (which correct for the lower emissivity of a modified relative to a genuine blackbody), $\sigma_{\text{eff}}/\sigma = 0.5\text{--}0.65$, and apparent emitting surfaces that are between 8 and 40 times larger than those of typical FIR galaxies, implying magnification factors that are roughly similar. These results are also shown in Fig. 5. We note that the estimates are very uncertain, since they assume that each high-redshift galaxy has a similar emissivity, that the dust becomes optically thick at similar wavelengths, and that the interstellar medium (ISM) of the galaxies is dominated by a uniform dust component with a single temperature. Each of these assumptions can only be approximately true, and this will lead to uncertainties of at least factors of a few in this estimate. This is illustrated by the magnification factor of about 10 of the “Cosmic Eyelash,” which we constrained with the same approach, and which falls into a very similar region of the diagram as our sources. The “Cosmic Eyelash” has intrinsic magnification factors of 20–60 (Swinbank et al. 2011), with an average factor of 32.5. In spite of these caveats, Fig. 5 provides additional indirect support that our sources are indeed strongly gravitationally lensed galaxies.

6.3. Molecular gas lines

More empirical evidence for strong gravitational magnification of our galaxies comes from the emission-line properties that we measured with EMIR on the IRAM 30-m telescope. To demonstrate that their galaxies discovered through the H-ATLAS survey are indeed strongly gravitationally lensed, Harris et al. (2012) compiled the CO(1-0) line luminosities L' and FWHMs of high-redshift galaxies, finding that typical galaxies follow a broad trend between luminosity and line width (Fig. 6). Their own galaxies and other strongly gravitationally lensed galaxies from the literature stand out by 1–2 orders of magnitude above this relationship, owing to the boost in line luminosity by the gravitational lens. In contrast, lines are expected to be as broad as in field galaxies (or narrower, because smaller regions of the large-scale velocity field of the galaxy are being observed). If a small region in a galaxy is magnified by strong gravitational lensing, then only parts of the rotation curve will be sampled, and turbulent motion will also be smaller. Therefore, observed line widths should be narrower than if galaxy-wide radii are probed, as in field galaxies.

Fig. 6, inspired by Figure 7 of Harris et al. (2012), shows where our sources fall relative to the Harris et al. sample and those in the literature. Our sources span a large range in FWHM in this diagram, but are all clearly within the regime of gravitationally lensed galaxies. The FWHMs of some of our targets may

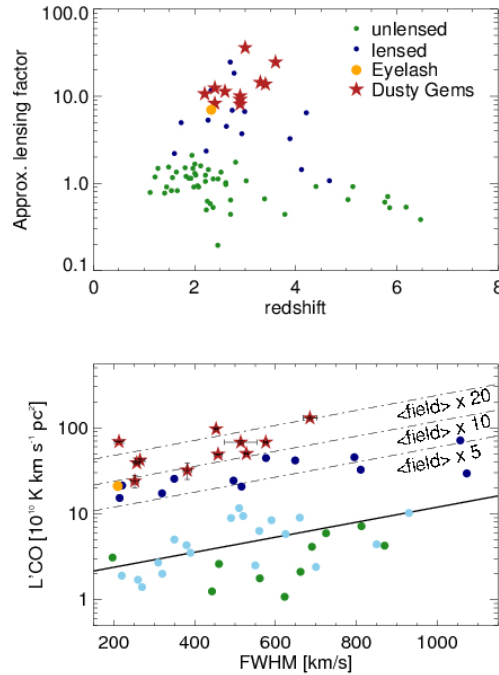


Fig. 6. *Top:* Order-of-magnitude estimate of the gravitational magnification factor derived from the dust temperature and FIR luminosity of our sources compared to FIR/submm galaxies in the field (see Sect. 6.2 for details). *Bottom:* CO emission-line luminosity as a function of FWHM line width, using the same symbols as in the top panel, with additional light blue dots showing those sources of Bothwell et al. (2013), which are neither gravitationally lensed nor AGN hosts. The solid and dashed lines show the best linear fit to the sample of field galaxies, as well as shifts of this line corresponding to magnification factors of 5, 10, and 20. Error bars show the 1σ uncertainties of our single-component Gaussian line fits.

be as large as those of overdensities of multiple lensed sources that are at best moderately gravitationally lensed like the example in Ivison et al. (2013). Their luminosities are factors of a few brighter, placing them firmly above the field galaxies, and into the lens regime. The example of the Cosmic Eyelash, which has a magnification factor of 20–60 shows however that the lensing factor derived from the position of a source in this diagram can only be an approximate indicator. The line luminosities and profiles provide additional evidence in support for the lensing hypothesis.

7. Dust heating and AGN content

Many dusty high- z starburst galaxies host powerful AGN. For example Alexander et al. (2005) find that 75% of submillimetre galaxies have AGN detected at X-ray wavelengths (but see also Laird et al. 2010, who find significantly lower fractions of 10–20%). Powerful, obscured AGN could contribute significantly

to L_{FIR} , which would lower the magnification factors that are needed to explain the extraordinary apparent brightness of our targets. The inferred dust temperatures of our sources are akin to those of other high- z starburst galaxies and would be very low compared to those of obscured quasars, which are typically above 70 K, often far above. However, our estimates may be biased towards low temperatures because of the absence of mid-infrared constraints shortward of 50-80 μm in our data sets. This makes it worthwhile to investigate in more depth what the possible AGN contribution might be to the infrared luminosity budget of our targets.

Not all AGN play a significant role for the total infrared luminosity budget of their host galaxies. Ideally, searching for obscured AGN activity in our targets would require PACS or at least deep Spitzer 24- μm photometry, to sample the dust SED shortward of about 100 μm in the rest-frame. Since our sample was only discovered with SPIRE in the last weeks of the *Herschel* mission, such data sets are not available. Additionally, in spite of their exceptional brightness (for high-redshift targets), they are still too faint to obtain robust mid-IR photometric constraints with *SOFIA*. We might therefore not be able to give tight constraints on the presence of weak AGN activity in all of our sources, however, most important for our purposes here is to show that AGN radiation is not energetically dominant in our sources (i.e., they do not contribute $> 0.5 L_{\text{bol}}$), which would have important implications for the estimated star formation rates, plausible ranges of intrinsic infrared luminosities, and gas excitation.

7.1. WISE 22 μm photometry

The *Wide-Field Infrared Survey Explorer* (*WISE*) in the 22- μm band covers rest-frame wavelengths between 4 and 7 μm for our sources, i.e., the far blue tail of hot dust emission from powerful AGN. Consequently, *WISE* has been successfully used to identify heavily obscured AGN at high- z (e.g., Yan et al. 2013). All of our sources are bright enough to be detected in *WISE* imaging at 22 μm , and seven are included in the *WISE* catalogues. The remaining four can be seen as very faint sources in the *WISE* images, but are not bright enough to obtain robust flux measurements. We will in the following use the flux measurements from the *WISE* catalogs and treat the 5σ rms of this catalog at 5.4 mJy as upper limit for the fainter sources. Individual flux densities are listed for all sources in Table 1.

Although we do detect nearby bluer sources in each case at 3.4 μm , 4.6 μm , and 12 μm , the spectral energy distribution in all but one source falls off too steeply in the three blue *WISE* bands to contribute significantly to the 22 μm detections. Their colours suggest that these are low-to-intermediate-redshift objects, which we consider part of the intervening lensing structure.

7.2. Constraining AGN dust heating with DecompIR

We used the publicly available package DecompIR (Mullaney et al. 2011) to constrain the potential contribution from AGN emission to the infrared SED, using our six available data points between 22 μm and 2 mm, as listed in Table 1. DecompIR performs χ^2 fits to infrared SEDs using composites of empirically constructed templates of starburst galaxies and AGN. We only have six photometric data points, but we sample the Rayleigh-Jeans tail and the peak of the spectral energy distribution of the emission from the coldest dust component, and therefore con-

strain the most abundant dust component well. We have spectroscopic redshifts and hence can estimate robust dust temperatures, and therefore we consider this part of the SED to be well constrained. Our main uncertainties are blueward of the dust peak, which we only sample with the 22 μm data point from *WISE* and the 250 μm data point from SPIRE. The 250 μm band corresponds to 50-80 μm in the rest-frame for our targets, is slightly blueward of the peak of the dust emission in most of our sources (Fig. 4), and falls near the expected peak of the infrared emission from hot dust in the AGN torus in most templates (e.g., Polletta et al. 2007; Nenkova et al. 2008). The SEDs of powerful AGN host galaxies at high redshifts are typically dominated by AGN emission at these wavelengths (e.g., Sajina et al. 2012; Drouart et al. 2014).

The DecompIR software package provides a small set of SED templates, derived from nearby starburst galaxies. One complication in using these templates for our sources is that we find a range of dust temperatures, which are not all well represented by existing templates. This would lead to considerable (but somewhat artificial) discrepancies in the template fitting that would be hard to overcome without a self-consistent model of the mid-to-far-infrared SED of high-redshift galaxies, which does not yet exist. To avoid such mismatches, while make optimal use of our existing constraints without overinterpreting the mid-IR data, we therefore constructed a simple starburst template for each of our galaxies from the ‘‘SB2’’ template of DecompIR (corresponding to the spectral energy distribution of NGC7252, Mullaney et al. 2011), but correcting for the mismatch in dust temperatures. We therefore fitted and removed from the template the modified blackbody contribution from cold dust in the FIR. The residual is a template of the SED in the mid-infrared only, to which we added the modified blackbody emission obtained from our FIR fits, using the measured temperature for each source. We selected this particular template, because it provided the best match to the FIR and sub-millimeter measurements of the dust peak and Rayleigh-Jeans tail, with no regard of the goodness of fit of the 22 μm observations. For the AGN component, we simply used the Polletta et al. (2007) type-2 QSO template which is already part of DecompIR.

Fig. 7 shows that we can rule out a bolometrically dominant AGN contribution from buried quasars, in all cases. Only three galaxies have best-fit results formally inconsistent with pure starbursts. In PLCK_G092.5+42.9 and PLCK_G244.8+54.9, the putative AGN contribution to the FIR luminosity is below 10%, and it is below 30% in PLCK_G145.2+50.9. In all other cases, DecompIR finds the best fit for a pure starburst SED.

Fig. 7 also shows the 90% completeness limits of the IRAS faint source survey (Moshir et al. 1992), 120 mJy and 440 mJy at 60 μm and 100 μm , respectively (green downward arrows). Although these limits are not constraining for the SED fits that we obtained with SPIRE, SCUBA-2, GISM0, and WISE (and were therefore not included in our DecompIR fits) they do illustrate that a hypothetical bright quasar component would have led to a 60 μm detection at least in our brightest targets. In Fig. 8 we illustrate the impact of fiducial AGN contribution of 0.1, 0.3, and $0.5 \times L_{\text{FIR}}$ on the example of G138.6+62.0, a source with rather average FIR brightness and 250-to-350 μm color in our sample.

Obviously, these fits are uncertain, given that they cover the far blue wing of the dust SED expected from bright AGN, and a spectral range that has important contributions from rich mid-infrared spectral features, in particular from Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAH), which dominate the infrared spectral energy distributions of starburst galaxies between about 3 μm and 10 μm (e.g., Armus et al. 2007).

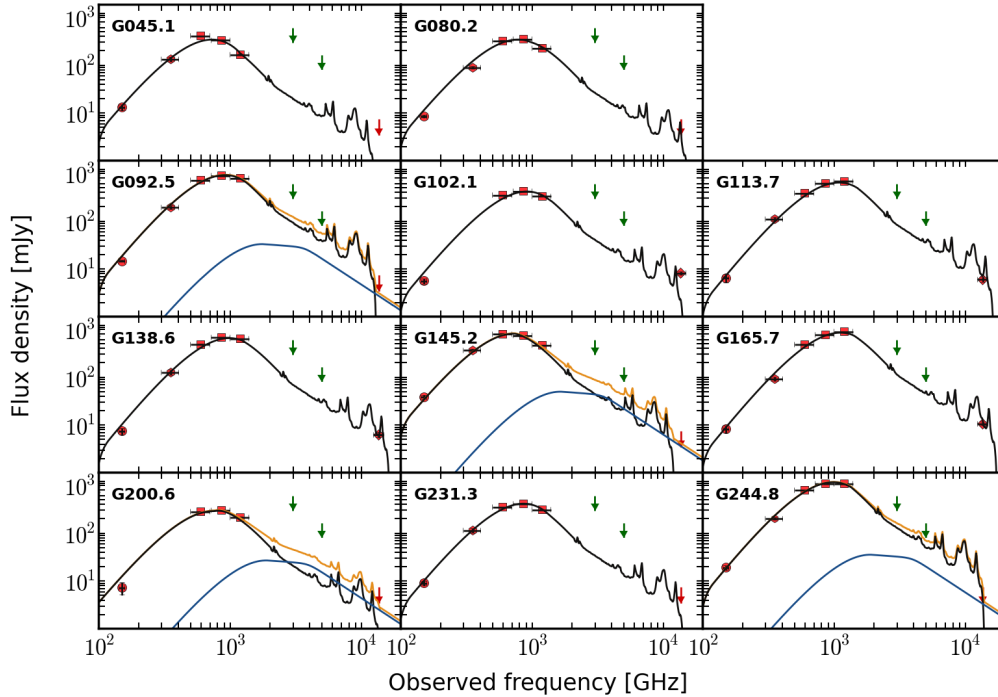
Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS

Fig. 7. Infrared-to-millimetre spectral energy distributions of all of our 11 sources obtained using *DecompIR* (Mullaney et al. 2011). Red dots show our data points, where the error bars along the abscissa indicate the width of each band. The error bars along the ordinate are often smaller than the symbol size. Green downward arrows show the 90% completeness limit of the IRAS all-sky survey at 60 and 100 μm , respectively. Red downward arrows at 22 μm show the 5σ upper limits provided by the WISE catalogs, where the counterparts were fainter than the 5.4 mJy flux limit of the WISE catalog. Black, blue, and yellow lines show the starburst and AGN component (if an AGN was fitted), and the sum of both, respectively.

The equivalent widths of the PAH bands have a wide dispersion in high-redshift galaxies (e.g., Fiolet et al. 2010), and are generally larger than those measured in low-redshift ULIRGs, including NGC 7252, which we used as template in our *DecompIR* fits. Additional uncertainties come from the stellar continuum, which reaches comparable strength to the dust continuum in the wavelength range covered by the 22 μm observations, about 5–7 μm , and whose shape depends strongly on the specific star-formation rate, star-formation history, and geometry of dust obscuration in the host galaxy. Compared to the average mid-infrared SED of starburst galaxies (Brandl et al. 2006), the stellar continuum in NGC 7252 seems relatively faint, and Sajina et al. (2012) also found that the mid-IR continuum of high-redshift starburst galaxies seems to be brighter than in low-redshift galaxies. Other spectral features might also contribute to boosting the observed 22 μm flux density. For example Fiolet et al. (2010) report the detection of warm H_2 line emission at 6.9 μm in the rest-frame. Moreover, the foreground galaxies may also contribute to the 22 μm flux, given the 12'' beam of WISE. However, all these uncertainties would only act to lower the pu-

tative intrinsic contribution of AGN heating relative to what we observe. It will of course be very interesting to study the mid-infrared spectral properties of our sources in depth once that JWST/MIRI will become available.

Relying upon these arguments, we conclude that the dust heating in our sources is not dominated by heavily obscured quasars, but that the *Planck* Dusty GEMS are genuine starburst galaxies with at most a minor contribution of AGN heating to the dust emission and the bolometric energy budget of our sources. Of course this only refers to the regions that we are seeing under the gravitational microscope of the foreground lensing systems. The global energy budgets of AGN and star formation in these galaxies may be different, if the AGN lies along a line of sight that is not strongly magnified (see also Serjeant 2012).

8. FIR-radio correlation

Given the extraordinary brightness of our targets on the sky, we can use the 1.4 GHz VLA survey of the northern sky, FIRST (Becker et al. 1995), to search for counterparts of our sources at an observed frequency of 1.4 GHz (between 4.5 and 6.4 GHz in

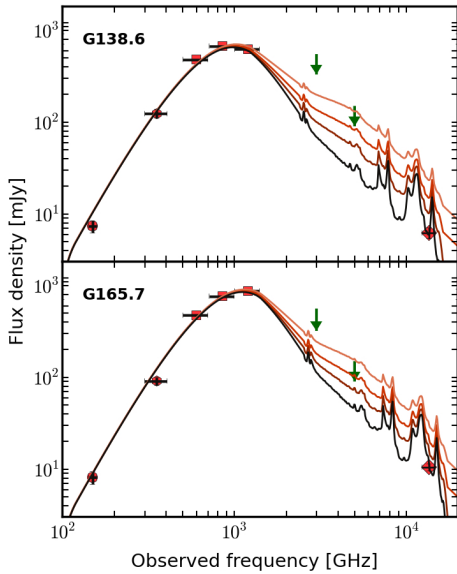


Fig. 8. A schematic illustrating the impact of 0.1, 0.3, and $0.5 \times L_{FIR}$ of AGN contamination to the shape of the SED of our sources, on the example of G138.6+62.0 and G165.7+67.0.

the rest-frame). We find that six of our sources have counterparts within $5''$ of a source in the FIRST catalogue, and the other five have sensitive upper limits (see Table 4). Here $5''$ corresponds to the beam size of FIRST. We assume a radio spectral index $\alpha_{1.4} = -0.8$ (as is appropriate for star-forming regions, Condon 1992) to convert these flux densities to a monochromatic radio flux density at rest-frame 1.4 GHz, as well as to estimate a radio power. For galaxies without detections we use the 3σ upper limits implied by the rms given in the FIRST catalogue. Results for individual sources are listed in Table 4. All sources are listed in the FIRST catalog as marginally resolved, with deconvolved sizes between $1.5''$ and $7''$. The $5''$ beam of FIRST is not always sufficiently small to rule out contamination from a radio nucleus in the foreground lensing galaxy. However, most sources are isolated enough to conclude that the radio counterpart is at the position of the high-redshift galaxy, and not coincident with a massive, intermediate-redshift galaxy that could host a radio-loud AGN. This is particularly the case for PLCK_G244.8+54.9.

The far-infrared radio correlation is commonly parametrized as $q = \log L_{IR} / (3.75 \times 10^{12} \text{ W}) - \log L_{1.4} / (\text{W Hz}^{-1})$, where L_{IR} is measured in the range 8–1000 μm in the rest-frame, and the centimetre continuum at a rest-frame frequency of 1.4 GHz. Early *Herschel* results suggest $\langle q \rangle = 2.4 \pm 0.12$ in the local Universe (Jarvis et al. 2010), although values can change considerably even within individual galaxies (e.g., Tabatabaei et al. 2013). Towards higher redshifts, results show less of a consensus. Kovács et al. (2006), Vlahakis et al. (2007), Michałowski et al. (2010), and Bourne et al. (2011) report an increase in radio power at a given FIR luminosity at $z \gtrsim 1$, with $\langle q \rangle = 2.0$. However, several studies (Ivison et al. 2010a,c; Sargent et al.

Table 4. Radio continuum properties extracted from the FIRST catalogue. The columns are: source name; relative distance between the SPIRE position at $250 \mu\text{m}$ and the position of the FIRST counterpart, if detected within $5''$; integrated flux density at 1.4 GHz from the FIRST catalogue and gravitational magnification factor of the radio component, $\mu_{1.4}$; radio luminosity at 1.4 GHz in the rest-frame and gravitational magnification factor of that component, $\mu_{1.4}$, for sources without 1.4 GHz detections, the luminosities are derived from $3 \times$ the rms given in column 3; the luminosities are derived from $3 \times$ the rms given in column 3; the Ratio between radio and FIR luminosity (see Sect. 8), i.e. the q -parameter.

Source	Dist. [arcsec]	$\mu_{1.4} S_{1.4}^{\text{int}}$ [mJy]	$\mu_{1.4} L_{1.4}$ [$10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$]	q
PLCK_G045.1+61.1		<0.135	<3.2	>2.4
PLCK_G080.2+49.8		<0.135	<1.8	>2.4
PLCK_G092.5+42.9	0.9	1.50 ± 0.16	11.2	2.35 ± 0.11
PLCK_G102.1+53.6		<0.149	<2.5	>2.5
PLCK_G113.7+61.0	3.0	1.9 ± 0.14	6.9	2.2 ± 0.08
PLCK_G138.6+62.0	2.7	2.01 ± 0.16	7.3	2.1 ± 0.08
PLCK_G145.2+50.9		<0.144	<3.9	>2.8
PLCK_G165.7+67.0	4.1	3.41 ± 0.15	10.1	2.0 ± 0.04
PLCK_G200.6+46.1	1.1	1.23 ± 0.14	6.9	1.9 ± 0.11
PLCK_G231.3+72.2		<0.151	<2.5	>2.5
PLCK_G244.8+54.9	3.2	2.26 ± 0.14	13.6	2.3 ± 0.06

2010; Thomson et al. 2014, e.g.,) find average values in the range $q = 2.4$ – 2.7 , out to $z \approx 2$. Most of these studies use stacking analyses to overcome the inherent faintness of high-redshift galaxies in the FIR/submm and in the radio, and are based on ground-based data that do not sample the FIR dust SED very well. In the Cosmic Eyelash, a single, strongly lensed galaxy at $z = 2.4$ with *Herschel*-SPIRE coverage, Ivison et al. (2010b) find $q = 2.4$.

In Fig. 9 we show where our sources fall relative to the local FIR-radio correlation, assuming that differential lensing between the FIR and radio synchrotron emission does not play a major role in our case. Four of our sources are brighter by up to about 0.4 dex in the radio, and fall outside the 1σ scatter around the distribution of q parameters of low-redshift galaxies. Six galaxies fall within 1σ from this relationship, however, three of these galaxies only have upper limits on q , and would fall outside the 1σ scatter if we had adopted 1σ , instead of 3σ upper limits. One galaxy has $q > 2.7$ at 3σ .

If the 1.4 GHz emission is caused by star formation, then the lower q values cannot be caused by our assumption of the spectral index $\alpha_{1.4} = -0.8$. Only for flat radio spectral energy distributions ($\alpha_{1.4} = -0.2$ or above, which would only be possible for an AGN) would our highest- q sources be consistent with the FIR-correlation and $q = 2.4$. If this were the case, our sources with the highest q parameters (i.e., the brightest sources in the FIR relative to the radio) would fall well above $q = 3$.

One way of obtaining lower q -values, as has been pointed out several times before (e.g., Vlahakis et al. 2007; Bourne et al. 2011) is through radio emission from a central AGN. This has an interesting theoretical aspect, since it has been proposed (e.g., Silk & Norman 2009) that gas compression caused by expanding radio sources in massive high- z galaxies may in fact contribute to boosting the star-formation efficiency in intense high- z starbursts. However, although contamination with nuclear radio emission may be a particular concern for stacking analyses (where one or a few relatively bright radio sources may affect

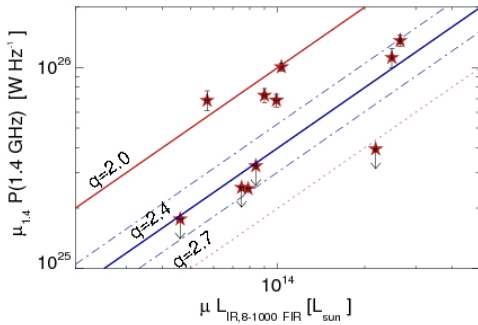
Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS

Fig. 9. Far-infrared radio correlation of our sources, as discussed in Sect. 8. μ_{IR} and $\mu_{1.4}$ correspond to the magnification factors appropriate for the dusty and 1.4 GHz synchrotron emission, respectively. Solid blue and red lines show the relationship for $q = 2.4$ and 2.0 , respectively, while the red dotted line is for $q = 2.7$. The dot-dashed lines show the $\pm 1\sigma$ scatter about $q = 2.4$ at low redshift from Jarvis et al. (2010).

the average result of the overall sample), in our case this explanation seems to be less likely. First, the radio sources are spatially resolved in FIRST, suggesting they are extended, just like the star formation. Even if the Dusty GEMS have extended radio sources, the gravitational lensing would need to amplify the radio emission by similar amounts to that of the star formation in most of our sources; this appears relatively unlikely, given that the AGN radio morphologies of high- z galaxies are very different from those of the dust and stellar components (e.g. Sajina et al. 2007).

As a second counter argument, our SED fits have already disfavoured the presence of very luminous AGN. Although galaxies are known to host central radio sources without bright bolometric emission, the host galaxies of such AGN tend to have little dust, gas, and on-going star formation. And although relatively faint AGN may be present without leaving strong signatures in the dust SEDs, only a subset of those should be radio loud. Even optimistic results (e.g., from Sajina et al. 2007), imply that only up to about 30% of dusty high- z starburst galaxies may host moderately bright ($P_{1.4} \approx 10^{25}$ W Hz $^{-1}$, comparable to our sources for magnification factors of order 10) nuclear radio sources that are as bright or brighter than the star formation itself. In addition, these sources are classified as AGN in the mid-infrared. We note that we have not found any obvious trends between the q -parameter and possible probes of AGN contamination like dust temperature or L_{FIR} . We also do not find a correlation between the flux density at $22\mu\text{m}$ and the 1.4 GHz radio emission.

As an alternative, the offsets towards larger and smaller q -parameters may be caused by the star-forming environments themselves. Lacki & Thompson (2010) suggest that enhanced synchrotron emission from cosmic rays in star-forming galaxies at high redshift could be one outcome of the strong turbulence observed in these galaxies (e.g., Förster Schreiber et al. 2009; Lehnert et al. 2009; Swinbank et al. 2011), which enhances the scale height of the gas, and lowers their volume density. In this case, energy loss of cosmic rays through synchrotron radiation, bremsstrahlung, and other processes could be either enhanced or diminished, depending on the local magnetic fields and density

distribution of the ISM; this could either decrease or increase the energy losses of the cosmic rays, making our sources either brighter or fainter (e.g., Murphy 2009). Other possible explanations, which might also involve the sources with unusually high q -parameters, include evolution in the dust properties, the age of the starburst (the radio should not probe starbursts with ages of less than a few times 10^7 years or greater than a few times 10^8 years, because of the timing of core-collapse supernovae, Bressan et al. 2002), and a top-heavy initial mass function (e.g., Baugh et al. 2005). It will be interesting to obtain high-resolution centimetre-wave maps of these sources, along with our gas and dust interferometry, to constrain the potential impact of differential lensing and to further elucidate how the q -parameter depends locally on the ISM properties in our sources.

9. Gas masses and gas-to-dust ratios

To determine the molecular gas mass (which is dominated by H_2) from the CO luminosity, we have to assume an empirical conversion factor, which is notoriously difficult to justify from first principles, and which is therefore still heavily debated in the literature, in particular for high-redshift galaxies (e.g., Daddi et al. 2010; Genzel et al. 2010; Glover & Mac Low 2011; Narayanan et al. 2012). The canonical value adopted for most high- z galaxies is $\alpha \approx 0.8 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$. This value was first derived by Downes & Solomon (1998) for the dense, circumnuclear, optically thick molecular gas discs in nearby ULIRGs, and is commonly adopted also for dusty starburst galaxies in the early Universe.

However, several studies in recent years (starting with Daddi et al. 2010 and Genzel et al. 2010) have called into question whether a single CO(1-0)-to- H_2 conversion factor may be appropriate to use for all high- z galaxies. Several attempts have therefore been undertaken to constrain α_{CO} either from dynamical mass estimates, or on theoretical grounds. One empirical approach suited for galaxies with well constrained dust mass measurements like ours, is to assume that high- z galaxies fall onto a similar relationship between gas-to-dust mass ratios and metallicities as found for SINGs galaxies in the local Universe (Leroy et al. 2008). Magdis et al. (2011) used this approach to confirm their α_{CO} determinations, which they previously obtained from dynamical mass estimates.

We can use our measurements of the dust mass, M_d (Sect. 6.2 and Table 2), and the CO line luminosity, L' (Sect. 4.3 and Table 3), to estimate ratios of L'/M_d , which scale with gas-phase metallicity (Leroy et al. 2008; Magdis et al. 2011). Using Fig. 3 of Magdis et al. (2011), we find that our measured range $L'/M_d = 40 - 140$ corresponds to gas-phase metallicities $12 + \log(O/H) \sim 8.9 - 9.3$. These values are appropriate for $\beta = 2.0$ (Sect. 6.2). Furthermore, we adopted a ratio $r_{32/10} = 1$ to convert from the luminosities of the observed mid-J CO lines to CO(1-0). This factor is expected for optically thick gas (e.g., Solomon & Vanden Bout 2005). In the Cosmic Eyelash, Danielson et al. (2011) measured $r_{32/10} = 0.7$.

High gas-phase metallicities correspond to small values of α_{CO} of ≤ 1.0 . For example, if we use the linear fit between α_{CO} and metallicity of Genzel et al. (2012), we find conversion factors of about 0.4 at face value, although with large uncertainties. Likewise, Fig. 3 of Magdis et al. (2011) suggests $\alpha_{\text{CO}} < 1.0 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$ for galaxies with L'/M_d ratios and metallicities as high as in our sources. This suggests that using the ULIRG conversion factor of $\alpha_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$ is more appropriate than much higher factors of $3 - 5 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$, as previously adopted for

15

more moderately star forming, disk-like high-redshift galaxies and the Milky Way. We stress that these results are measured in small regions of high- z galaxies, and are not necessarily representative of the average values in these galaxies (Serjeant 2012).

When using a common conversion factor $\alpha_{\text{CO}} \approx 0.8 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$, we find molecular gas masses of $2\text{--}10 \times 10^{11} \mu^{-1} M_{\odot}$ for *Planck*'s Dusty GEMS (including the gravitational magnification factor μ). Results for individual galaxies are listed in Table 3.

10. Integrated star-formation law

The tight correlation between molecular gas mass surface density and star-formation intensity over scales of around 100 pc to entire galaxies highlights how star formation depends on the available molecular gas reservoirs (i.e., the Schmidt-Kennicutt law, Schmidt 1959; Kennicutt 1998), although there is no consensus about a unique physical mechanism putting this relationship in place.

However, starting with, e.g., Daddi et al. (2010) and Genzel et al. (2010), several studies have emphasized in recent years that not all high-redshift galaxies may strictly obey the same empirical star-formation law, but that at a given gas surface density, starburst galaxies may be more efficient in turning their gas into stars. The reasons for this are still unclear, with possibilities ranging from changes in the stellar initial mass function (Baugh et al. 2005) to different star-formation efficiencies. For example, there may be more star-forming clouds in the ISM than in more quiescent high- z galaxies (Lehnert et al. 2013), or the star-formation efficiency per free-fall time could be higher (Dekel et al. 2009). What we can confidently assert (given the absence of dust with $T \gg 50$ K, faint $22\text{-}\mu\text{m}$ flux density, or excess radio emission) is that AGN do not play a dominant role in boosting the FIR continuum in the strongly amplified regions that we are seeing in our galaxies (Sect. 7). Given the close astrophysical connection between dust and gas in star-forming regions, we see no reason to believe that differential lensing plays an important role for our analysis of the gas conditions in the regions, which are amplified by the gravitational lenses. Of course, we must keep in mind that the gas and dust measurements obtained in small, selectively amplified regions of these galaxies are not necessarily representative of the average gas and dust properties in these galaxies on global scales. (Serjeant 2012).

The relationship of far-infrared luminosity with CO line luminosity is a simple, empirical, and robust way of investigating this “star-formation law.” It is directly related to the integral form of the Schmidt-Kennicutt law, because the far-infrared luminosity probing the emission from warm dust is an excellent tracer of star formation. CO line emission is mainly excited through collisions with H_2 and is the most commonly adopted proxy of the total molecular gas mass (e.g., Omont 2007).

In order to investigate whether our sources are representative of star formation in high- z starburst galaxies or more ordinary, but nonetheless very intensely star-forming galaxies on the “main sequence” (e.g., Elbaz et al. 2011), we use the molecular gas masses estimated from the CO luminosities (M_{H_2}) and far-infrared luminosities (L_{FIR}), shown in Fig. 10, and compare with the correlations found by Daddi et al. (2010) and Genzel et al. (2010) for starburst galaxies, together with the more gradually, but nonetheless intensely star-forming high- z galaxies on the “main sequence.” For this comparison, we use the integrated star-formation rates and molecular gas masses, adopting $\alpha_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$ as justified in Sect. 9.

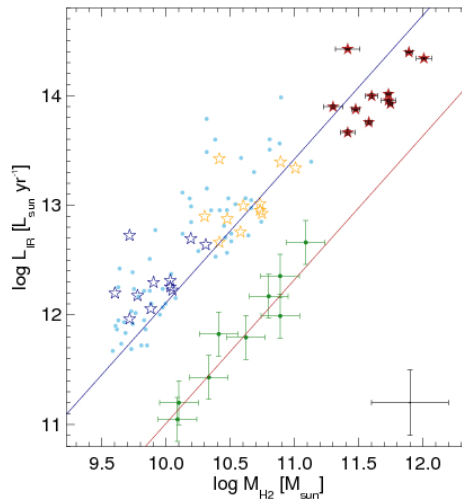


Fig. 10. *Left:* Infrared luminosities (L_{IR}) as a function of molecular gas mass for our sources. Red, yellow, and purple stars indicate the measured values (uncorrected for gravitational amplification), and the same values corrected by fiducial lensing factors of 10 and 50, respectively. In agreement with the dust-to-gas ratios discussed in Sect. 9 we adopt the classical “ULIRG” conversion factor $\alpha_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot}/(\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2)$ for all sources. The blue and red line indicate the relationships for starbursts and “main-sequence” galaxies emphasized by Daddi et al. (2010). Small dots show the low- and high- z samples of Daddi et al. (2010) for comparison. Light blue dots along the upper line show low- and high- z ULIRGs and SMGs, respectively. The filled dark green dots (with error bars) are *BzK* galaxies at $z \sim 2$; for details of these samples see Daddi et al. (2010). All error bars include the measurement uncertainties. The black cross in the lower right corner of the plot shows a fiducial factor 2 in statistical uncertainties.

We find that all sources fall closer to the upper “starburst” than the lower “main sequence” lines in Fig. 10. To illustrate the effects of lensing, i.e., how these sources might appear in the image plane, we plot not only the observed luminosities (red filled stars), but also the luminosities for fiducial magnification factors $\mu = 10$ and $\mu = 50$ (orange and light blue empty stars in Fig. 10). Even without the detailed lens modelling their position in the diagram relative to typical starburst or main-sequence galaxies does not depend sensitively on the precise magnification factor.

We stress that in the present study, we only show integrated measurements, whereas the relationship that underlies the Schmidt-Kennicutt diagram is between the surface density of molecular gas mass and the star-formation rate. Our on-going interferometric follow-up programme will enable us to derive more detailed constraints, and to investigate whether the “starburst” and “main sequence” classifications are unique for each source, or whether each individual Dusty GEM will show a range in star-formation efficiency.

FIR luminosities and gas mass estimates also provide simple, rough constraints on the gas depletion timescale, $t_{\text{dpl}} = M_{\text{gas}}/\text{SFR}$, and hence the time during which the current star

Cañameras et al.: *Planck's* Dusty GEMS

formation intensity can be maintained without replenishing the molecular gas reservoirs. Assuming that star-formation rates are constant, we find short gas depletion timescales, $t_{\text{dpl}} = (0.5-6) \times 10^7$ years, significantly less than the typical stellar age of a far-IR or submm galaxy (a few times 10^8 years, Smail et al. 2004; Lapi et al. 2012), and also somewhat, but not dramatically, shorter than the gas depletion timescales found for unlensed submm galaxies (e.g., Greve et al. 2005). This highlights again the fact that our sources have all the hallmarks of being “ordinary” dusty starburst galaxies placed under particularly powerful cosmic microscopes.

11. Summary

We have presented a first analysis of an extensive multi-wavelength follow-up campaign of a new sample of the brightest high-redshift FIR/submm galaxies, discovered through the unique synergy of the *Planck* and *Herschel* satellites. *Planck's* all-sky nature and multi-frequency coverage allows us to select rare peaks in the submm background and *Herschel* observations lead to sub-sample of strongly lensed candidates – *Planck's* Dusty GEMS. Their FIR peak flux densities are up to $S_{350} = 1130$ mJy at $350 \mu\text{m}$, including six sources that are above the completeness limit of *Planck* at the highest frequencies. Our sample extends the very successful searches for gravitationally lensed high- z galaxies already carried out with *Herschel* and the SPT towards the brightest, rarest targets on the FIR/submm sky, which emphasized the need for a genuine all-sky survey to systematically probe such exceedingly uncommon sources.

All sources in our sample are bright, isolated point sources in SPIRE $250\text{-}\mu\text{m}$ maps ($18''$ FWHM), and have the typical FIR-to-mm SEDs of dusty, intensely star-forming galaxies at high redshift. They have redshifts in the range $z = 2.2-3.6$, based on multiple bright millimetre emission lines obtained with EMIR at the IRAM 30-m telescope. Their dust and gas properties provide firm evidence that they are indeed gravitationally lensed galaxies, as is further supported through interferometric observations of their dust and gas morphologies, already obtained for most sources.

We used the *WISE* survey at $22 \mu\text{m}$ and the 1.4 GHz VLA FIRST survey to show that the far-infrared continuum of the Dusty GEMS is not dominated by the radiation of powerful AGN. In particular, we find that buried quasars cannot make a dominant contribution to their observed FIR SEDs. All SEDs are well fitted with a single modified blackbody distribution with temperatures $T_d = 33-50$ K, covering the range of high-redshift starburst galaxies, as well as more gradually, but still intensely star-forming, high- z galaxies on the “main sequence.” They show a wide scatter about the local far-infrared radio correlation, with q -parameters ranging from 2.0, as has previously been found for high- z galaxies by some authors, to above 2.7, which suggests a considerable excess of FIR relative to synchrotron emission. One plausible interpretation is that this is probably a consequence of their turbulent ISM, but this needs to be confirmed through more detailed studies comparing the resolved radio emission with other source properties. All galaxies have gas-to-dust ratios of 40 – 140, consistent with a low CO-to-H₂ conversion factor, as expected for massive, dusty starburst galaxies with metallicities above solar. A full analysis of the spatially resolved properties of these galaxies, as well as detailed lens modeling, is on-going.

Strongly lensed high-redshift submm galaxies represent an excellent opportunity to study gas heating and acceleration, and

the mechanism driving star formation in the most vigorous starbursts in the early Universe. Detailed observations of the dust, stellar populations, and multiple emission and absorption lines, in particular with submm and millimetre interferometry have already been obtained and will be discussed in future papers.

Acknowledgements

We would like to thank the staff at the IRAM 30-m telescope, in particular N. Billot and S. Trevino for their excellent support during observations. We are also very grateful to the former director of IRAM, P. Cox, the director of the SMA, R. Blundell, the director of the CFHT, D. Simons, and the director of ESO, T. de Zeeuw, for the generous allocation of Director's Discretionary Time. We thank the referee, S. Bussman, for constructive comments that helped improve our manuscript. We would also like to thank A. Sajina and several other colleagues unknown to us and solicited by the *Planck* collaboration as external referees for their valuable comments on an earlier version of the paper. We would also like to thank C. Kramer for having made his CLASS routine FTSPPlatformingCorrection5 available to us. We thank the *Planck* Editorial Board for ensuring that our manuscript is in accordance with the internal *Planck* publication rules and standards. MN acknowledges financial support from ASI/INAF agreement 2014-024-R.0 and from PIRN-INAF 2012 project “Looking into the dust-obscured phase of galaxy formation through cosmic zoom lenses in the *Herschel* Astrophysical Large Area Survey.” IFC, LM and EP acknowledge the support of grant ANR-11-BS56-015.

The largest part of this work is based on observations carried out with the IRAM 30-m Telescope and the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

The Submillimeter Array is a joint project between the Smithsonian Astrophysical Observatory and the Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics and is funded by the Smithsonian Institution and the Academia Sinica.

Based in part on observations obtained with MegaPrime/MegaCam, a joint project of CFHT and CEA/DAPNIA, at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institute National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. Based in part on observations obtained with WIRCam, a joint project of CFHT, Taiwan, Korea, Canada, France, and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT).

The development of *Planck* has been supported by: ESA; CNES and CNRS/INSU-IN2P3-INP (France); ASI, CNR, and INAF (Italy); NASA and DoE (USA); STFC and UKSA (UK); CSIC, MICINN, JA, and RES (Spain); Tekes, AoF, and CSC (Finland); DLR and MPG (Germany); CSA (Canada); DTU Space (Denmark); SER/SSO (Switzerland); RCN (Norway); SFI (Ireland); FCT/MCTES (Portugal); and PRACE (EU). A description of the *Planck* Collaboration and a list of its members, including the technical or scientific activities in which they have been involved, can be found at http://www.rssd.esa.int/index.php?project=PLANCK&page=Planck_Collaboration

The *Herschel* spacecraft was designed, built, tested, and launched under a contract to ESA managed by the *Herschel/Planck* Project team by an industrial consortium under the overall responsibility of the prime contractor Thales Alenia

Space (Cannes), and including Astrium (Friedrichshafen) responsible for the payload module and for system testing at spacecraft level, Thales Alenia Space (Turin) responsible for the service module, and Astrium (Toulouse) responsible for the telescope, with in excess of a hundred subcontractors.

We acknowledge the use of the Galaxies, INterstellar mater & COSmology (GINCO) archive for the Integrated Data & Operation Centre (IDOC) at Institut d'Astrophysique Spatiale and Observatoire des Sciences de l'Univers de l'Université Paris Sud (OSUPS). Support for IDOC is provided by CNRS & CNES.

References

- Alexander, D. M., Bauer, F. E., Chapman, S. C., et al. 2005, *ApJ*, 632, 736
- Armus, L., Charmandaris, V., Bernard-Salas, J., et al. 2007, *ApJ*, 656, 148
- Baugh, C. M., Lacey, C. G., Frenk, C. S., et al. 2005, *MNRAS*, 356, 1191
- Becker, R. H., White, R. L., & Helfand, D. J. 1995, *ApJ*, 450, 559
- Bertin, E. 2010a, SCAMP: Automatic Astrometric and Photometric Calibration, Astrophysics Source Code Library
- Bertin, E. 2010b, SWarp: Resampling and Co-adding FITS Images Together, Astrophysics Source Code Library
- Béthermin, M., Daddi, E., Magdis, G., et al. 2012, *ApJ*, 757, L23
- Blain, A. W., Barnard, V. E., & Chapman, S. C. 2003, *MNRAS*, 338, 733
- Bothwell, M. S., Smail, I., Chapman, S. C., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 3047
- Bourne, N., Dunne, L., Ivison, R. J., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 1155
- Brandl, B. R., Bernard-Salas, J., Spoon, H. W. W., et al. 2006, *ApJ*, 653, 1129
- Bressan, A., Silva, L., & Granato, G. L. 2002, *A&A*, 392, 377
- Bussmann, R. S., Pérez-Fournon, I., Amber, S., et al. 2013, *ApJ*, 779, 25
- Chapin, E. L., Berry, D. S., Gibb, A. G., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 2545
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
- Combes, F., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2012, *A&A*, 538, L4
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Daddi, E., Elbaz, D., Walter, F., et al. 2010, *ApJ*, 714, L118
- Danielson, A. L. R., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2011, *MNRAS*, 410, 1687
- Dekel, A., Sari, R., & Ceverino, D. 2009, *ApJ*, 703, 785
- Dempsey, J. T. et al. 2013, *MNRAS*, 430, 2534
- Diolaiti, E., Bendifelli, O., Bonaccini, D., et al. 2000, *A&S*, 147, 335
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, *A&A*, 451, 417
- Downes, D. & Solomon, P. M. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Drouart, G., De Breuck, C., Vernet, J., et al. 2014, *A&A*, 566, A53
- Egami, E., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2010, *A&A*, 518, L12
- Elbaz, D., Dickinson, M., Hwang, H. S., et al. 2011, *A&A*, 533, A119
- Fiolet, N., Omont, A., Lagache, G., et al. 2010, *A&A*, 524, A33
- Förster Schreiber, N. M., Genzel, R., Bouché, N., et al. 2009, *ApJ*, 706, 1364
- Fu, H., Jullo, E., Cooray, A., et al. 2012, *ApJ*, 753, 134
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Combes, F., et al. 2012, *ApJ*, 746, 69
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Gracia-Carpio, J., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 2091
- GILDAS Team. 2013, GILDAS: Grenoble Image and Line Data Analysis Software, astrophysics Source Code Library
- Glover, S. C. O. & Mac Low, M.-M. 2011, *MNRAS*, 412, 337
- Greve, T. R., Bertoldi, F., Smail, I., et al. 2005, *MNRAS*, 359, 1165
- Greve, T. R., Vieira, J. D., Weiß, A., et al. 2012, *ApJ*, 756, 101
- Harris, A. L., Baker, A. J., Frayer, D. T., et al. 2012, *ApJ*, 752, 152
- Hauser, M. G. & Dwek, E. 2001, *ARA&A*, 39, 249
- Herranz, D., González-Nuevo, J., Clements, D. L., et al. 2013, *A&A*, 549, A31
- Holland, W. S. et al. 2013, *MNRAS*, 430, 2513
- Ivison, R. J., Alexander, D. M., Biggs, A. D., et al. 2010a, *MNRAS*, 402, 245
- Ivison, R. J., Magnelli, B., Ibar, E., et al. 2010b, *A&A*, 518, L31
- Ivison, R. J., Magnelli, B., Ibar, E., et al. 2010c, *A&A*, 518, L31
- Ivison, R. J., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2013, *ApJ*, 772, 137
- Jarvis, M. J., Smith, D. J. B., Bonfield, D. G., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 92
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kovacs, A. 2013, CRUSH: Comprehensive Reduction Utility for SHARC-2, astrophysics Source Code Library
- Kovács, A., Chapman, S. C., Dowell, C. D., et al. 2006, *ApJ*, 650, 592
- Lacki, B. C. & Thompson, T. A. 2010, *ApJ*, 717, 196
- Laird, E. S., Nandra, K., Pope, A., & Scott, D. 2010, *MNRAS*, 401, 2763
- Lapi, A., Negrello, M., González-Nuevo, J., et al. 2012, *ApJ*, 755, 46
- Lehnert, M. D., Le Tiran, N., Nesvadba, N. P. H., et al. 2013, *A&A*, 555, A72
- Lehnert, M. D., Nesvadba, N. P. H., Le Tiran, L., et al. 2009, *ApJ*, 699, 1660
- Leroy, A. K., Walter, F., Brinks, E., et al. 2008, *AJ*, 136, 2782
- Magdis, G. E., Daddi, E., Elbaz, D., et al. 2011, *ApJ*, 740, L15
- Michalowski, M., Hjorth, J., & Watson, D. 2010, *A&A*, 514, A67
- Moshir, M., Kopman, G., & Conrow, T. A. O. 1992, IRAS Faint Source Survey, Explanatory supplement version 2
- Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Goulding, A. D., & Hickox, R. C. 2011, *MNRAS*, 414, 1082
- Murphy, E. J. 2009, *ApJ*, 706, 482
- Narayanan, D., Krumholz, M. R., Ostriker, E. C., & Hernquist, L. 2012, *MNRAS*, 421, 3127
- Negrello, M., Hopwood, R., De Zotti, G., et al. 2010, *Science*, 330, 800
- Negrello, M., Perrotta, F., González-Nuevo, J., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 1557
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Z., & Elitzur, M. 2008, *ApJ*, 685, 160
- Nesvadba, N. P. H., Lehnert, M. D., Genzel, R., et al. 2007, *ApJ*, 657, 725
- Nguyen, H. T., Schulz, B., Levenson, L., et al. 2010, *A&A*, 518, L5
- Omont, A. 2007, Reports on Progress in Physics, 70, 1099
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011, *A&A*, 536, A7
- Planck Collaboration I. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5062
- Planck Collaboration VI. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5067
- Planck Collaboration XXVIII. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5088
- Planck Collaboration Int. XXVII. 2014, *A&A*, submitted
- Polletta, M., Tajer, M., Maraschi, L., et al. 2007, *ApJ*, 663, 81
- Rawle, T. D., Egami, E., Bussmann, R. S., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Sajina, A., Yan, L., Fadda, D., Dasysra, K., & Huynh, M. 2012, *ApJ*, 757, 13
- Sajina, A., Yan, L., Lacy, M., & Huynh, M. 2007, *ApJ*, 667, L17
- Sargent, M. T., Schinnerer, E., Murphy, E., et al. 2010, *ApJ*, 714, L190
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Serjeant, S. 2012, *MNRAS*, 424, 2429
- Silk, J. & Norman, C. 2009, *ApJ*, 700, 262
- Smail, I., Chapman, S. C., Blain, A. W., & Ivison, R. J. 2004, *ApJ*, 616, 71
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Solomon, P. M. & Vanden Bout, P. A. 2005, *ARA&A*, 43, 677
- Soucail, G., Fort, B., Mellier, Y., & Picat, J. P. 1987, *A&A*, 172, L14
- Staguhn, J. G., Benford, D. J., Fixsen, D. J., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8452, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Swinbank, A. M., Chapman, S. C., Smail, I., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 465
- Swinbank, A. M., Papadopoulos, P. P., Cox, P., et al. 2011, *ApJ*, 742, 11
- Swinbank, A. M., Smail, I., Longmore, S., et al. 2010, *Nature*, 464, 733
- Tabatabaei, F. S., Schinnerer, E., Murphy, E. J., et al. 2013, *A&A*, 552, A19
- Thomson, A. P., Ivison, R. J., Simpson, J. M., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 577
- Vieira, J. D., Marrone, D. P., Chapman, S. C., et al. 2013, *Nature*, 495, 344
- Vlahakis, C., Eales, S., & Dunne, L. 2007, *MNRAS*, 379, 1042
- Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *Nature*, 279, 381
- Wardlow, J. L., Cooray, A., De Bernardis, F., et al. 2013, *ApJ*, 762, 59
- Weiß, A., De Breuck, C., Marrone, D. P., et al. 2013, *ApJ*, 767, 88
- Yan, L., Donoso, E., Tsai, C.-W., et al. 2013, *AJ*, 145, 55

Cañameras et al.: *Planck*'s Dusty GEMS

-
- ¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR8617, Université Paris-Sud, bât 121, Orsay, France
 - ² CNRS, Orsay, France
 - ³ Institut Universitaire de France
 - ⁴ Department of Physics & Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, British Columbia, 58 Canada
 - ⁵ Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM), 300 rue de la Piscine, Domaine Universitaire, F-38406 Saint Martin d'Hères, France
 - ⁶ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA 02138, USA
 - ⁷ Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA
 - ⁸ Université de Toulouse, UMS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse cedex 4, France
 - ⁹ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France
 - ¹⁰ INAF, Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, I-35122 Padova, Italy
 - ¹¹ CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
 - ¹² Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR7326, 13388, Marseille, France
 - ¹³ ESAC, ESA, PO Box 78, Villanueva de la Caada, Madrid 28691, Spain
 - ¹⁴ Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, U.S.A.
 - ¹⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Str. 2, D-85748 Garching, Germany
 - ¹⁶ European Southern Observatory, ESO Vitacura, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago, Chile
 - ¹⁷ Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, ALMA Santiago Central Offices, Alonso de Cordova 3107, Vitacura, Casilla 763-0355, Santiago, Chile
 - ¹⁸ School of Earth and Space Exploration, Arizona State University, Tempe, AZ 85287, USA
 - ¹⁹ UPMC Univ Paris 06, UMR7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 75014, Paris, France
 - ²⁰ Department of Physics, University of Oxford, Denys Wilkinson Building, Keble Road, Oxford OX1 3RH, UK

A.3 Multiwavelength characterisation of $z \sim 2$ clustered, dusty, star forming galaxies discovered by Planck

Multiwavelength characterisation of $z \sim 2$ clustered, dusty, star forming galaxies discovered by *Planck*

I. Flores-Cacho^{1,2*}, D. Pierini^{1,2,3}, L. Montier^{1,2}, H. Dole^{4,5}, G. Soucail^{1,2}, E. Pointecouteau^{1,2}, R. Pelló^{1,2}, E. Le Floc^{1,6}, N. Nesvadba⁴, G. Lagache^{7,4}, D. Guéry⁴, and R. Cañameras⁴

(Affiliations can be found after the references)

Preprint online version: January 23, 2015

ABSTRACT

We report the discovery of PLCKHZ G95.5–61.6, a complex structure detected in emission in the *Planck* all-sky survey that corresponds to two over-densities of high-redshift (i.e., $z > 1$) galaxies. This is the first source from the *Planck* catalogue of high- z candidates (proto-clusters and lensed systems) that has been completely characterised with follow-up observations from the optical to the submillimetre (submm) ranges. *Herschel*/SPIRE observations at 250, 350 and 500 μm reveal the existence of five sources producing a 500 μm emission excess that spatially corresponds to the candidate proto-cluster discovered by *Planck*. Further observations at CFHT in the optical bands (g and i) with MegaCam, and in the near infrared (NIR) (J , H and K_s) with WIRCam, plus mid infrared (MIR) observations with IRAC/Spitzer (at 3.6 μm and 4.5 μm), confirm that the submm red excess is associated with an overdensity of colour-selected galaxies ($i - K_s \sim 2.3$ and $J - K \sim 0.8$). Follow-up spectroscopy of 19 galaxies with VLT/X-Shooter establishes the existence of two high- z structures: one at $z \approx 1.7$ (four confirmed member galaxies), the other at $z \approx 2.0$ (five confirmed members plus two likely ones). The spectroscopic members of each sub-structure occupy a circular region of comoving radius smaller than 1 Mpc, supporting the existence of a physical bond among them. Crude estimates of velocity dispersions for our two structures ($\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$) are consistent with the expected velocity dispersions for $z \sim 2$ galaxy proto-clusters. This double structure is also seen in the photometric redshift analysis on a sample of 127 galaxies located within the central 1 arcminute around the *Herschel*/SPIRE sources, where we found a double-peaked excess of galaxies at $z \approx 1.7$ and $z \approx 2.0$, when compared with the surrounding area. These results suggest that PLCKHZ G95.5–61.6 corresponds to two accreting nodes at $z \sim 2$ along the same line-of-sight but not physically linked to each other, embedded in the large scale structure of the Universe. In conclusion, the data, methods and results illustrated in this pilot project confirm that *Planck* data can be used to detect the emission from clustered, dusty star-forming galaxies at high- z and, thus, to pierce through the early growth of structures across the evolving large-scale structure of the Universe.

Key words. cosmology:observations, galaxies:high-redshift, galaxies:clusters, galaxies:clusters:individual:PLCK G95.5–61.6, galaxies:star formation, large scale structure of Universe, submillimeter:galaxies

1. Introduction

Fully understanding the galaxy formation and evolution that give rise to the large scale structure and the Universe we observe today requires systematic studies of high- z galaxies, especially at $z \sim 2 - 3$, where the density of the cosmic star formation rate peaks (Hopkins & Beacom 2006; Sobral et al. 2013). We know that at these redshifts, during the formation of galaxy groups and clusters, there is a strong link between galaxy formation and black hole activities. The feedback of these processes affects the surrounding gas, which is also heated within the deepening potential wells. However, we do not fully know the detailed mechanisms that made the transition from the epoch of galaxy formation to the virialisation of today’s massive halos (Mortonson et al. 2011). And it is thus of crucial interest to have a complete sample of high- z proto-clusters that we can physically characterise.

Observing galaxies at moderate to high redshifts was very demanding until it was realised that the **Rayleigh-Jeans part of the rest-frame far-infrared (FIR) spectral shape of the galaxies counteracted the cosmological dimming, an effect called “negative k -correction” (Blain & Longair 1993; Guiderdoni et al. 1997). As a consequence, the measured flux density of dusty galaxies at a fixed luminosity depends only weakly on redshift,**

allowing us to detect high- z (typically $2 < z < 6$) objects in the millimetre (mm) and sub-millimetre (submm) domains.

Bright high-redshift submm and mm objects such as galaxy clusters/proto-clusters and gravitationally lensed objects, are relative rare on the sky. According to Negrello et al. (2007, 2010), the surface density of sources brighter than 300 mJy at 500 μm is 10^{-2} deg^{-2} for strongly lensed galaxies, $3 \times 10^{-2} \text{ deg}^{-2}$ for AGNs, and 10^{-1} deg^{-2} for late-type galaxies at moderate redshifts. Other models predict similar trends (e.g., Paciga et al. 2009; Lima et al. 2010; Bethermin et al. 2011; Hezaveh et al. 2012). This makes even relatively shallow submm surveys interesting for searches of high-redshift objects, as long as they cover large parts of the sky.

Recent observations with *Herschel* and the South Pole Telescope (SPT) demonstrated that submm and mm observations of extragalactic sources with flux densities greater than a few hundreds of mJy at 500 μm are indeed suited to detect significant numbers of gravitationally lensed objects lying at high redshift (Greve et al. 2010; Negrello et al. 2010; Vieira et al. 2010; Combes et al. 2012; Herranz et al. 2013; Vieira et al. 2013). Other predictions (e.g., Negrello et al. 2007) indicate that many sub-Jy submm sources could be high-redshift clusters or galaxy groups, progenitors of today’s most massive galaxy clusters, in line with the strong clustering of submm galaxies or ULIRGs (Blain et al. 2004; Farrah et al. 2006; Magliocchetti et al. 2007; Viero et al. 2009; Aravena et al. 2010; Amblard et al. 2011).

* Ines.Flores-cacho@irap.omp.eu

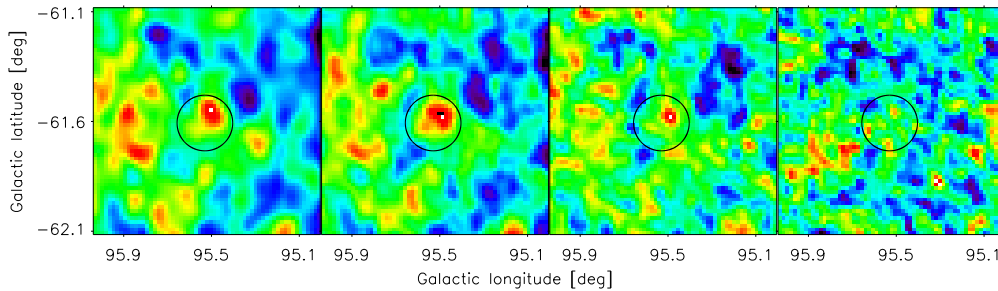


Fig. 1. From left to right: *Planck* $1^\circ \times 1^\circ$ maps at 350, 550, 850 and 1380 μm (i.e., 857, 545, 353 and 217 GHz, respectively) centred on the high- z candidate PLCKHZ G95.5–61.6. The colour scales of the cleaned intensity maps are as follows: $\pm 0.4 \text{ MJy sr}^{-1}$ at 350 μm ; $\pm 0.2 \text{ MJy sr}^{-1}$ at 550 μm ; $\pm 0.1 \text{ MJy sr}^{-1}$ at 850 μm ; and $\pm 0.05 \text{ MJy sr}^{-1}$ at 1380 μm . The circles centred on the *Planck* coordinates have a radius equal to the FWHM of the source (i.e., 7.2 arcmin), measured on the excess after the detection process (see Sects. 2.2 and 2.3).

Most of these objects are thought to be intensely star forming (Le Floch et al. 2005; Caputi et al. 2007; Pope et al. 2008; Berta et al. 2011; Béthermin et al. 2012), in agreement with the high comoving cosmic star formation rate density at $z > 2$ (Hopkins & Beacom 2006; Wall et al. 2008).

In this context, the *Planck*¹ satellite (Planck Collaboration I 2011, 2014), with its full-sky coverage in the submm and mm over 9 frequencies can play a key role in the systematic detection of a population of high- z sources. Of particular interest here is the *Planck* High Frequency Instrument (HFI, Planck Collaboration VI 2014; Planck Collaboration VII 2014; Planck Collaboration VIII 2014; Planck Collaboration IX 2014; Planck Collaboration X 2014), which has a broad wavelength coverage of 0.35–3 mm with moderate resolution (between 5 and 10 arcminutes). HFI data have thus a unique potential of systematically detecting the rarest populations of bright submm galaxies over the whole sky.

Indeed, using a unique method and the full sky coverage of the *Planck* survey, we have identified a sample of roughly 1300 high- z candidates, that are the coldest extra-galactic objects at relatively low signal-to-noise ratio (S/N) close to the confusion limit (Planck Collaboration CPP 2015). Our unique sample complements recent efforts to detect and characterise high- z clusters and protoclusters via their X-ray signature (e.g., Gobat et al. 2011; Santos et al. 2011) or via their optical properties (typically, by detecting an over density of red galaxies and/or tracing their red sequence², with later confirmation of spectroscopic members, such as the works carried out by Gladders & Yee 2000; Stanford et al. 2012; Brodwin et al. 2012; Muzzin et al. 2013). Alternatively, targeted searches around high- z radio galaxies (likely to inhabit dense regions) have also proven to be a very powerful method of detecting high- z (proto)clusters (Venemans et al. 2005; Hatch et al. 2011a,b; Galametz et al. 2010, 2013) In this context, our mm/submm identification of candidates using *Planck* is just the first step towards a full phys-

ical characterisation through a systematic follow-up, in order to provide constraints on a number of actively debated open questions in high-redshift research, from the dynamics of the interstellar medium (ISM) in intensely star-forming galaxies (e.g., Swinbank et al. 2011) to the mechanisms of structure formation (e.g., Mortonson et al. 2011).

A first example of such an effort is presented by Clements et al. (2014), who, combining the *Planck* Early Release Compact Source Catalog (ERCSC, Planck Collaboration VII 2011) and *Herschel* Multitiered Extragalactic Survey (HerMES, Oliver et al. 2012), selected a sample of 16 sources, four of which are confirmed structures at $0.8 \leq z \leq 2.3$. Given the selection process, the ERCSC is not ideally suited for high- z searches whereas our sample of colour selected cold sources is, as shown by the high success rate (93%) of the dedicated effort to follow-up with *Herschel*/SPIRE more than 200 of our candidates (Planck Collaboration Int. XXVII 2015).

This paper presents the discovery, detection and characterisation of PLCKHZ G95.5–61.6, the first proto-cluster candidate detected in emission by *Planck* and followed up photometrically at optical/NIR (CFHT), MIR *Spitzer* and FIR/submm (*Herschel*) wavelengths as well as spectroscopically (VLT). This *Planck* source is confirmed to be associated with two galaxy systems at $z \approx 1.7$ and $z \approx 2.0$. The paper is organised as follows. In Sect. 2 we give a very brief description of the *Planck* survey as well as of our method to select proto-cluster candidates that has led to the discovery of PLCKHZ G95.5–61.6. In Sect. 3 we present all the observations carried out to characterise PLCKHZ G95.5–61.6, from the submm to the optical, including spectroscopy. The subsequent multiwavelength catalogues are then described in Sect. 4. The analysis of the available follow-up observations in terms of the overdensity of colour-selected galaxies is illustrated in Sect. 5, whereas the analysis in terms of photometric and spectroscopic redshifts is presented in Sect. 6. Finally, in Sects. 7 and 8 we discuss our results and provide the conclusions of this pilot study.

Throughout the paper we use a Λ CDM cosmology with $H_0 = 67.3 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.315$ and $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$ (Planck Collaboration XVI 2014) and all magnitudes presented are in the AB system.

¹ *Planck* (<http://www.esa.int/Planck>) is a project of the European Space Agency (ESA) with instruments provided by two scientific consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries France and Italy), with contributions from NASA (USA) and telescope reflectors provided by a collaboration between ESA and a scientific consortium led and funded by Denmark.

² The red sequence method is limited to $z \lesssim 1.5$.

2. High-*z* sources in the *Planck* survey

2.1. The *Planck* survey

Planck (Tauber et al. 2010; Planck Collaboration I 2011) is the third generation space mission to measure the anisotropy of the cosmic microwave background (CMB). *Planck* observes the sky in nine frequency bands covering from 30 to 857 GHz, with high sensitivity and angular resolution from 31 to 5 arcminutes. The Low Frequency Instrument (LFI; Mandolesi et al. 2010; Bersanelli et al. 2010; Mennella et al. 2011) covers the 30, 44, and 70 GHz bands with amplifiers cooled to 20 K. The High Frequency Instrument (HFI; Lamarre et al. 2010; Planck HFI Core Team 2011a) covers the 100, 143, 217, 353, 545, and 857 GHz bands with bolometers cooled to 0.1 K. Early astrophysics results, based on data taken between 13 August 2009 and 7 June 2010 (Planck HFI Core Team 2011b; Zacchei et al. 2011), are given in Planck Collaboration VIII–XXVI 2011. Our results are based on the full mission data, taken between 13 August 2009 and 14 January 2012.

2.2. Method of detection

The detection of high-*z* sources in the submm is extremely challenging despite their negative *k*-correction since they appear entangled in the astrophysical foregrounds (such as CMB anisotropies, cosmic infrared background – CIB – fluctuations³ or Galactic emission). Thus, it is necessary to have information in several wavelengths to extract these very cold sources from the data. *Planck*'s large wavelength coverage (from 3 mm to 350 μm) makes it ideally suited for this task.

In our quest to identify *Planck* high-*z* candidates, we used the six frequency bands of *Planck*-HFI and the IRIS version of the IRAS 100 μm map (Miville-Deschênes & Lagache 2005), restricting ourselves to only the cleanest (i.e., with minimal cirrus contamination given by a hydrogen column density of $N_{\text{HI}} < 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) areas of the sky. Our algorithm uses four steps described in full detail in Planck Collaboration CPP (2015). First, we clean the *Planck* maps of the CMB signal. We use the IRAS map as a dust distribution template to then clean the Galactic cirrus contamination using the *CoCoDeT* algorithm (Montier et al. 2010). Then we build two excess maps (at 550 μm and 850 μm) defined as the difference between the *Planck* clean map and the result of interpolating between neighbouring wavelengths assuming a power law. Finally, we apply an optimised mexican hat wavelet detection method to identify point sources in the excess maps.

2.3. PLCKHZ G95.5–61.6

The detection criteria previously discussed yield a sample of roughly 1300 high-*z* candidates. The true nature of each catalogue entry has to be confirmed, through the photometric-redshift technique or multi-object spectroscopy. In fact, the catalogued *Planck* emission sources may correspond to a CIB over-density, a single ultra-luminous or lensed galaxy, an over-density of high-*z* galaxies or to a chance alignment of lower-redshift structures along the line-of-sight (i.e., a spurious detection). For a thorough discussion and characterisation of the *Planck* emission sources, we refer the interested reader to the catalogue paper (Planck Collaboration CPP 2015).

³ See, e.g., Planck Collaboration XVIII (2011)

PLCKHZ G95.5–61.6 (see Fig. 1) was selected from an earlier *Planck* internal data release as part of a pilot programme to be followed up with *Herschel* due to its high S/N in the excess maps. **However, once compared against the final catalogue obtained from the full *Planck* data, PLCKHZ G95.5–61.6 is not an outstanding candidate, falling below the 25% top percentile of the sample in terms of flux density, S/N and colour. PLCKHZ G95.5–61.6 is partially resolved at high frequencies in the *Planck* beam, since it has a FWHM of 7.2 arcmin, larger than the *Planck*-HFI FWHM of 4.7 arcmin at 550 μm . Its flux densities, as listed in the final catalogue (Planck Collaboration CPP 2015), are $960 \pm 80 \text{ mJy}$, $210 \pm 70 \text{ mJy}$ and $1300 \pm 100 \text{ mJy}$ at 350 μm , 550 μm and 850 μm , respectively.**

3. Follow-up observations

3.1. *Herschel*/SPIRE

The low spatial resolution provided by the 5' beam of *Planck*/HFI between 350 μm and 850 μm does not enable us to distinguish the individual galaxies contributing to the detected emission at FIR/submm wavelengths. We therefore decided to resort to the sub-arcmin resolution offered by *Herschel*/SPIRE, allowing us to confirm the *Planck* detections, and to group our sample of high-*z* candidates according to their nature: either single sources (i.e., lensed galaxy) or multiple sources (i.e., galaxy proto-cluster).

In 2010 we requested (PI: Montier, Programme: OT1_montier_1) to follow up 10 of our candidates within the first open time period OT1. Our observations were completed between 2011 and 2013, with PLCKHZ G95.5–61.6 being the only candidate followed up in 2011.

Each SPIRE map consists of 3147 seconds of observations in the 'Large Map' imaging mode, at 250, 350 and 500 μm , respectively. The *Herschel*/SPIRE data were reduced with the *Herschel* Interactive Processing Environment (HIPE) v8.0.3397, using the standard pipeline⁴. The final SPIRE maps are the result of direct projection onto the sky and averaging of the time-ordered data (the HIPE naive map-making routine). Their 1σ noise levels are 8.1, 6.3 and 6.8 mJy beam⁻¹ at 250, 350 and 500 μm , respectively, and are close to the confusion limits, as expected by Nguyen et al. (2010). We rely on the *Herschel* calibration⁵ of the data.

The $19' \times 19'$ maps are shown in Fig. 2. For illustration purposes, the three SPIRE images have been resampled to match the 250 μm image.

3.2. *Spitzer*/IRAC

We were also granted 5 hours of observing time with *Spitzer*/IRAC (Fazio et al. 2004) for broad band imaging in the 3.6 μm and 4.5 μm channels of PLCKHZ G95.5–61.6 (plus other four high-*z* candidates), through programme 80238 (PI: Dole). We observed PLCKHZ G95.5–61.6 using a 12 point dithering pattern, with 100 s exposure frames. This yields a total exposure of 1200 s per pixel at the centre of the field and 200–500 s per pixel at the edges. The images provided were fully re-

⁴ HIPE is a joint development by the *Herschel* Science Ground Segment Consortium, consisting of ESA, the NASA *Herschel* Science Center, and the HIFI, PACS and SPIRE consortia.

⁵ Cf. Sect. 5.2.8 of the SPIRE User Manual available at: <http://herschel.esac.esa.int/Docs/SPIRE/html/>

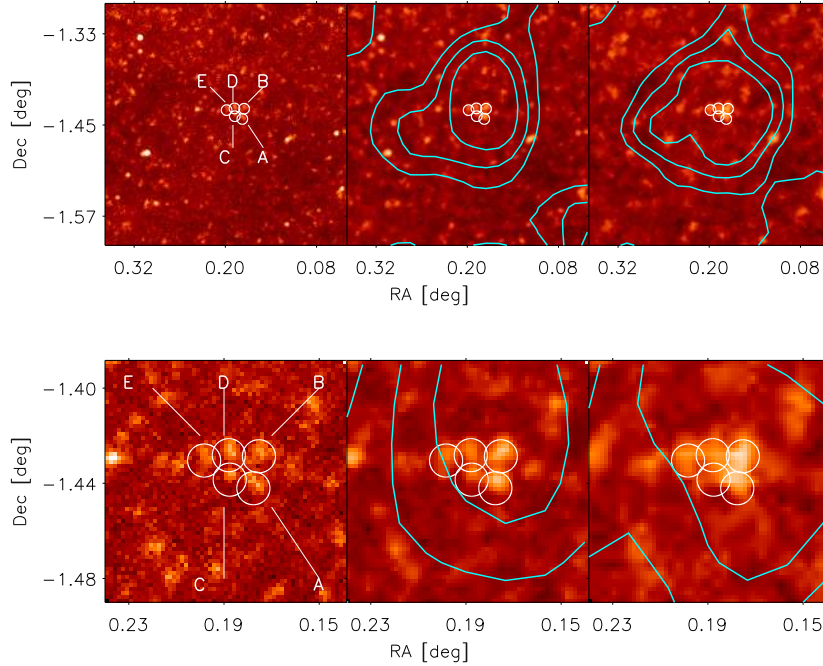


Fig. 2. *Top row:* From left to right: *Herschel*/SPIRE $19' \times 19'$ images at $250 \mu\text{m}$, $350 \mu\text{m}$, and $500 \mu\text{m}$ around PLCKHZ G95.5–61.6. The colour scales of these maps go from 0 to 10.0 MJy sr^{-1} , 5.5 MJy sr^{-1} and 2.5 MJy sr^{-1} for $250 \mu\text{m}$, $350 \mu\text{m}$, and $500 \mu\text{m}$, respectively. The contours of the cleaned *Planck* maps at $350 \mu\text{m}$ and $550 \mu\text{m}$ are overplotted in cyan onto the SPIRE $350 \mu\text{m}$ and $500 \mu\text{m}$ maps, respectively. The three levels correspond to 60%, 40% and 20% of the local maximum in the *Planck* maps. The *Herschel*/SPIRE point sources within the *Planck* $\sim 5'$ beam are marked with white circles, and labelled A, B, C, D and E on the $250 \mu\text{m}$ map. *Bottom row:* Same as top row but zoomed in into an area of $6' \times 6'$ around the detection. An additional level to the *Planck* contours (80%) has been added.

duced (level-2, post-BCDs⁶) using the IRAC Pipeline and the MOPEX (Makovoz & Khan 2005) software, that includes sky dark subtraction, flat fielding, scattered light removal, flux calibration, correction of cosmetic defects (such as cosmic rays), and combining the individual AORs (Astronomical Observation Requests) to a mosaic with a pixel scale of $0.6''$. These post-BCDs have 3 sigma limiting magnitudes of 23.3 and 23.1 for $3.6 \mu\text{m}$ and $4.5 \mu\text{m}$, respectively. The final reduced images, centred at PLCKHZ G95.5–61.6 are shown in Fig. 3.

3.3. CFHT/WIRCam and MegaCam

For PLCKHZ G95.5–61.6, we obtained a total of 9 hours of imaging at five optical and NIR wavelengths with the wide-field cameras MegaCam (Boulade et al. 2003, - *g* and *i* bands) and WIRCam (Puget et al. 2004, - *J*, *H* and K_s bands) mounted on the Canada-France Hawaii Telescope (CFHT) through programmes 11BF11 and 11BF99 (PI: Nesvadba).

All data were obtained under good and stable atmospheric conditions with seeing $< 1.0''$ on the nights of 14 March 2012 (MegaCam) and 19 March 2012 (WIRCam). For imaging in the

g and *i* filters, the total exposure time was 1 hour, with individual exposures of 300 s. Individual NIR images had exposure times ranging from 15 to 59 s, resulting in a total exposure of 1 hour for K_s -band and 3 hours for *H*- and *J*-bands. Data were reduced using standard procedures in TERAPIX (Traitement Élémentaire, Réduction et Analyse des PIXels, Bertin et al. 2002).

Our final images have 3σ limiting magnitudes (i.e., magnitude for a source with a flux S/N of 3.0, measured with an aperture radius of 1.9 arcseconds) equal to 25.7 mag, 24.5 mag, 24.3 mag, 23.9 mag, and 23.4 mag in the *g*, *i*, *J*, *H*, and K_s bands, respectively.

Out of the full coverage of 1 deg^2 and 0.13 deg^2 from MegaCam and WIRCam, respectively, we extracted square patches of $20'$ a side centred at the location of the *Herschel*/SPIRE sources, which were reprojected to the MegaCam pixelisation ($0.186''/\text{pix}$) for the analysis with SWarp within the TERAPIX package. In Fig. 4 we show a colour-composite image of the *g*, *i* and K_s images around PLCKHZ G95.5–61.6.

⁶ BCD stands for Basic Calibrated Data.

I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high-*z* dusty galaxies

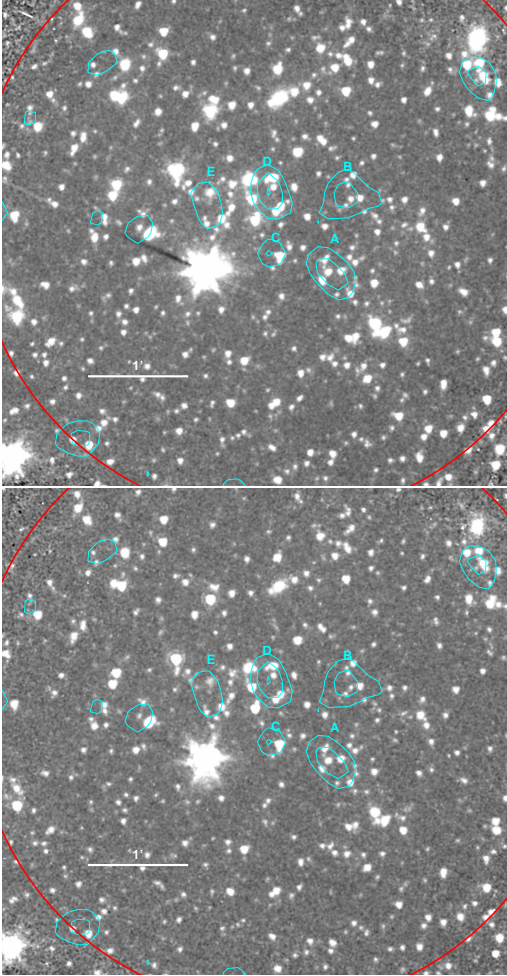


Fig. 3. IRAC 3.6 μm (top) and 4.5 μm (bottom) $5' \times 5'$ images around PLCKHZ G95.5–61.6, with the contours of the *Herschel*/SPIRE 250 μm map overplotted in cyan. **These contours correspond to deviations of 2, 3 and 4 σ .** The five *Herschel*/SPIRE sources are labelled. The five-arcminute radius red circle shows the area free of big systematics and common to the two channels that we have used for the analysis. North is up and East is left.

3.4. VLT/X-Shooter

We have used 14 hours (programmes 287.A-5063 and 089.A-0276, PI: Nesvadba) of observing time with the optical/NIR echelle spectrograph X-Shooter (Vernet et al. 2011), mounted at VLT, in order to spectroscopically confirm the nature of PLCKHZ G95.5–61.6. We acquired long-slit spectroscopy from the ultraviolet (UV) atmospheric cutoff to the thermal cutoff at the red end of the NIR K_s band and with a spectral resolving power ~ 5000 , for 18 targets (see Sect. 6.2 for the details on the

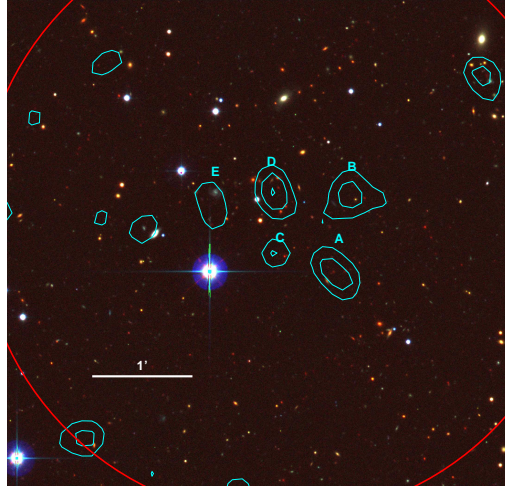


Fig. 4. False colour $5' \times 5'$ image centred around PLCKHZ G95.5–61.6, with the RGB channels corresponding to K_s , i and g , respectively. The contours of the 250 μm *Herschel*/SPIRE map are overplotted in cyan (see Fig. 3), including labels for the 5 sources in the *Planck* beam. North is up and East is left.

target selection). Owing to the unique (simultaneous) spectral coverage and sensitivity of VLT/X-Shooter, various emission lines, absorption features and/or spectral breaks are expected to be detected for galaxies deemed at redshifts between 1.5 and 3.

Data were obtained in two runs, through programmes (PI: Nesvadba) 287.A-5063 (DDT, 5 sources) and 089.A-0276 (14 sources plus deeper observations on one of the sources in the previous programme, D2). The observations were carried out in service mode on 27–28 September 2011, and between 4 September 2012 and 12 November 2012, respectively. We used slits of 1.6'', 1.5'', and 1.2'' for the UV, optical, and NIR arms, respectively, and a 2×1 binning for the UV and optical arms. Each orientation of the slit had a total exposure of 50 minutes per arm (300 seconds per frame), taken in nodding mode (alternating between two positions of the sources along the slit, separated roughly 5 arcseconds) to ensure a good sky subtraction in the NIR. The full set of slit orientations, including the two programmes can be seen in Fig. 5. Atmospheric conditions were good and stable in both runs, with a seeing better than 1''.

We reduced the data with the ESO X-Shooter pipeline (Reflex-based, version 2.3.0 Modigliani et al. 2010; Freudling et al. 2013), with the physical flexure modelling of Bristow et al. (2011). The one-dimensional spectra were extracted manually, as our sources are too faint to successfully allow us to use the automatic extraction within the pipeline. We used a fixed aperture equal to the slit width to fold the 2D spectra into one-dimensional spectra. Possible losses of flux outside the slit have not been accounted for and, therefore, **quantities derived from the integrated flux of spectral lines (such as the H_α SFRs)** should be considered as lower limits. Our manually extracted one-dimensional spectra were then flux calibrated (using standard stars observed each night, which were processed exactly the same way as our sources), prior to the analysis.

For three slit orientations, we had observations from separate observing blocks (OBs, taken several days – or even a year –

5

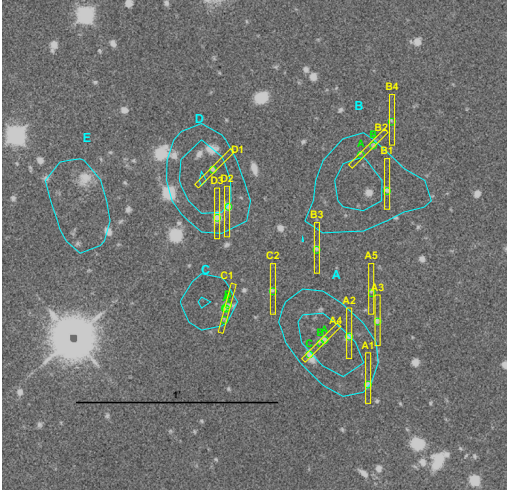


Fig. 5. Positions of the slits (yellow) used for the X-Shooter observations overlotted on the K_s CFHT image (grayscale). The positions of the sources are marked with green circles, and labelled where several sources fall in the same slit. The contours from the $250\ \mu\text{m}$ SPIRE image showing the FIR sources are included for reference (cyan). North is up and East is left.

apart). These OBs were fully reduced independently and then, the flux-calibrated one-dimensional spectra were combined into a single spectrum, using the uncertainties as weights to account for the different quality of observations in the different days⁷.

The final reduced one-dimensional spectra are shown in Fig. 6.

4. Optical and near infrared catalogues

4.1. Construction of a multiwavelength source catalogue

We have built a multi-wavelength catalogue of galaxies within 5 arcminutes of PLCKHZ G95.5–61.6 with SExtractor (Bertin & Armouts 1996) in its double image mode, using the K_s image for the detection (to favour the detection of red sources as they are more likely high-*z* objects). For the optical-NIR data from CFHT, the TERAPIX reduction already provides all the images in a common grid, which is a requirement for running SExtractor in the double image mode. However, we had to reproject the IRAC images to the K_s image grid using SWarp (from the TERAPIX pipeline).

We used the standard settings for SExtractor, with a circular aperture radius of 1.9 arcseconds. This large aperture radius is due to the moderate resolution of IRAC (FWHM= $1.7''$) with respect to the WIRCam data (FWHM= $0.7''$). Even though the IRAC handbook⁸ establishes that the optimal aperture is $3.6''$ (and this aperture has been used in several studies, see, e.g., Laher et al. 2012), we deemed this aperture too large for our purposes, as it was prone to enclose several sources within it. Thus, we followed the approach that Ilbert et al. (2009) applied

for the COSMOS data, with a fixed aperture radius of $1.9''$ for all bands. To these aperture fluxes we then applied an aperture correction that accounts for the loss of flux outside the aperture radius and converted to AB magnitudes using the tabulated zero-points. Finally, all magnitudes are corrected for Galactic extinction⁹ (Fitzpatrick 1999). We also added an additional flag to account for nearby sources that might contaminate the flux within the aperture.

Since the region of the sky imaged with IRAC (see Fig. 3) does not fully cover the circular region with a 5 arcmin-radius centred on the *Planck* position of PLCKHZ G95.5–61.6, we restricted the analysis to a smaller region, within a source-centric distance of 3 arcmin (red circle in Fig. 3).

4.2. Validation of the catalogue

In order to eliminate any possible source of bias or systematic errors in the catalogue, we have completed a thorough validation of the multiwavelength catalogue. The first step was comparing the optical/NIR data against archive data (SDSS, 2MASS), obtaining an extremely good 1:1 correlation in all bands (the worse being J, with a median ratio between 2MASS and our catalogue of 0.9977), within the limiting magnitudes of the archive data (and selecting only non-saturated objects in our images). This allowed us to confirm the accuracy of the zero-points below a 0.03 magnitude error. In addition, to guarantee that there were no systematics in colours, we selected a sample of 20 non-saturated stars from the Guide Star Catalogue at CADC (Canadian Astronomy Data Centre) without nearby sources in our catalogue, and fitted their spectral energy distributions (SEDs) to a blackbody energy distribution. This fit allowed us to further assess if there were any offsets in the zero-points or any relative colour issues. The median deviations are all compatible with a null offset in the zero-points in all bands, within their dispersion.

As the sample of stars used to further validate the photometry was somewhat limited, we decided to also assess the accuracy and depths of our catalogue with a MonteCarlo (MC) approach. We injected into the images 2000 Gaussian sources, with magnitudes ranging from 15 to 30 in all bands (fainter than the saturation level and beyond our limiting magnitudes), with a PSF matching the experimental FWHM of the images. The coordinates for the injection of these *mock* sources were randomly selected over a $20'$ patch around PLCK G95.5–61.6. Then we ran SExtractor on these images with *mock* sources and compared the recovered magnitudes against the input magnitudes. This process was repeated 3 times. The results are summarised in Table 1.

Even when there is a nearby source within the aperture that might contaminate the photometry measurement (which occurs in roughly 12% of the injected sources), the flux recovered is statistically consistent with the injected flux with a very high level of accuracy (as shown in the last two columns of Table 1). With this MC simulations, we also analysed whether or not there is a bias in the colours of these injected sources. Our results show consistent colours between injected and recovered sources within the photometric uncertainties. The depth of the images (i.e., the limiting magnitude) has also been confirmed with this MC simulation, obtaining recovery rates of 99% for magnitudes

⁷ Even if the atmospheric conditions were good and stable, there were differences in the S/N of the spectra.

⁸ See the IRAC instrument Handbook.

⁹ We obtained the average $E(B-V)$ in $2\ \text{deg}^2$ around the source from <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>, using the values from Schlafly & Finkbeiner (2011). Then we applied the standard visual extinction to reddening $A_v = 3.1E(B-V)F_\lambda$.

I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

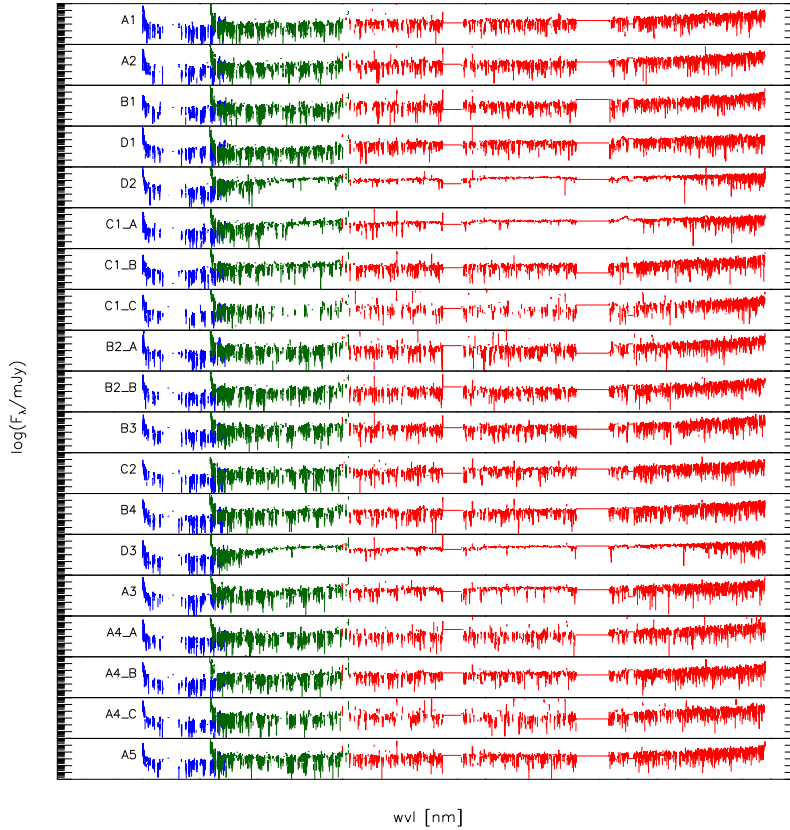


Fig. 6. One-dimensional spectra of our X-Shooter observed galaxies, showing the full wavelength coverage (from ~ 350 nm to ~ 2500 nm). The UV, visible and NIR wavelength domains are plotted in blue, green and red, respectively. For clarity, the atmospheric extinction for Paranal has been used to mask the heavily absorbed regions at ~ 1450 nm and ~ 1900 nm. Sky lines have been masked. The spectra have been boxcar smoothed to a resolution of 1 nm.

of 25.0 mag, 23.9 mag, 23.6 mag, 23.4 mag, and 22.8 mag in the g , i , J , H , and K_s bands, respectively. These are slightly lower (0.1 to 0.2 magnitudes) than our estimates based on flux, most likely due to the loss of sources falling on top of (or near to) pre-existing sources in the images.

4.3. Photometric redshift calibration

Since obtaining accurate spectroscopy of the full field included in the catalogue is unfeasible, we need to use photometric redshifts to assess the nature of the structure causing the signal in PLCKHZ G95.5–61.6 detected by *Planck*. We used three independent codes of photometric redshift estimation, based on template fitting (BPZ, Benitez 2000; HyperZ, Bolzonella et al. 2000; and *LePhare*, Arnouts et al. 1999; Ilbert et al. 2006), on our multiwavelength catalogue.

In order to estimate how accurate the resulting photometric redshifts are, we have selected seven of the 14 galaxies for which

we obtained reliable redshift measurements with X-Shooter. These seven sources are ideal candidates, with very clean photometry (no contamination from nearby sources or flags in the SExtractor photometry).

The results in all three codes show the limitations of our observational approach **even in this best-case scenario**. Our photometric redshift estimations (independently of the code) show large uncertainties (due to broad and/or multi-peaked probability distributions in the photometric redshift space). The mean dispersion (given by $\langle |z_{\text{spec}} - z_{\text{photo}}| / (1 + z_{\text{spec}}) \rangle$) is typically $\sim 10\%$ (see Fig. 7).

Even though *LePhare* provides smaller error bars for the photometric redshift estimations, BPZ is the code with a smaller mean dispersion (8.5% versus 9.1% for BPZ and *LePhare*, respectively) with respect to the spectroscopic redshifts (without applying any prior constraints). In addition, BPZ is the code with fewer sources with a dispersion ($|z_{\text{spec}} - z_{\text{photo}}| / (1 + z_{\text{spec}})$) greater than 10%. Thus, hereafter, the results on the photometric redshift analysis are obtained using BPZ.

7

Table 1. Results of the MC injection of sources. We use the magnitude ratio $r \equiv (m_{\text{injected}})/(m_{\text{recovered}})$ to assess the success of the recovery process. The columns in the table are: (1) Band; (2) Median ratio; (3) Median absolute deviation (MAD) of the ratio. Columns 4 and 5 show the median ratio and its MAD for the sources that have a nearby (within the aperture radius) source that might contaminate the photometry (indicated by r_{NS}).

Band	\bar{r}	$MAD(r)$	\bar{r}_{NS}	$MAD(r_{\text{NS}})$
<i>g</i>	1.0000	0.00046	1.0000	0.0021
<i>i</i>	1.0000	0.00077	1.0000	0.0030
<i>J</i>	1.0000	0.0022	1.0006	0.0038
<i>H</i>	1.0000	0.0029	0.9999	0.0056
<i>K_s</i>	1.0000	0.0028	1.002	0.016
3.6 μm	1.0138	0.0028	1.0128	0.0061
4.5 μm	1.0155	0.0030	1.0153	0.0034

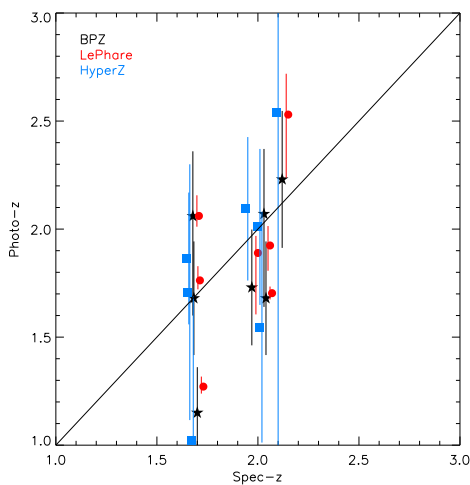


Fig. 7. Comparison of the photometric redshift estimates derived by three methods of template fitting (BPZ in black stars, *LePhare* in red circles and *HyperZ* in blue squares) against the spectroscopic redshift obtained from X-Shooter 2D spectroscopy. Note that the *LePhare* and *HyperZ* data have been shifted horizontally by ± 0.03 to ease the visualisation.

5. Galaxy overdensity in colour

5.1. Red excess in the submm

The *Planck* imaging of PLCKHZ G95.5–61.6 (see Fig. 1), shows a clear excess in surface brightness at 550 μm , typical of a high-redshift source, as the dust emission typically peaks at 100 – 160 μm (rest-frame).

From the *Herschel* images, we have extracted a catalogue with the FASTPHOT software (Bethermin et al. 2010). Imposing a S/N threshold of 2.5 in all SPIRE bands, our catalogue comprises 28 sources within 12' of the image centre, out of which five are found within the *Planck* beam, labelled A, B, C, D and E in the left panel of Fig. 2. This large number of SPIRE sources clustered around the centre of the *Planck* beam represents a

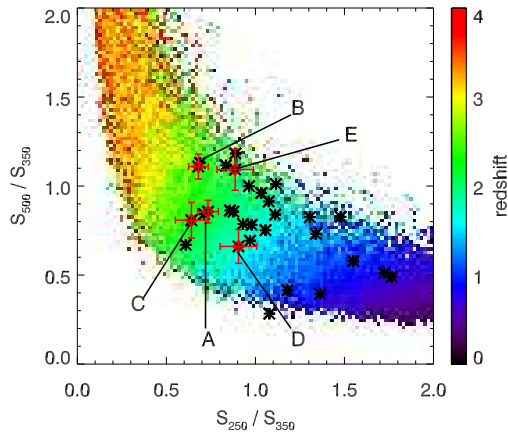


Fig. 8. Colour-colour diagram of *Herschel*/SPIRE sources around PLCKHZ G95.5–61.6. The coloured background indicates the average redshift in this colour-colour space for 10^6 randomly generated synthetic SEDs (Amblard et al. 2010), modelled as modified blackbody with dust spectral indices randomly spanning from 1 to 2, and dust temperatures ranging from 10 K to 40 K. Sources detected above 2.5σ in all SPIRE bands are plotted as black stars. The five *Herschel*/SPIRE sources at 250 μm located within the *Planck* beam around PLCKHZ G95.5–61.6 are marked with red diamonds and labelled A, B, C, D and E, as in Fig. 2.

deviation of 3.4σ with respect to the rest of the field in terms of the number density of SPIRE sources.

The colour-colour plot of the *Herschel*/SPIRE sources around PLCKHZ G95.5–61.6 (see Fig. 8) was compared with the loci of average redshift obtained by Amblard et al. (2010) over 10^6 randomly generated SEDs. Following the prescription of Amblard et al. (2010), the random SEDs are defined as modified blackbody SEDs with a spectral index randomly spanning from 1 to 2, and dust temperature ranging from 10 K to 40 K. Amongst the five sources located within the *Planck* beam (marked with red diamonds in Fig. 8), two (A and C) show very similar colour-colour ratios, consistent with them being at $z \sim 2$.

We have constructed a “red excess” map (M_{RX}) from *Herschel*/SPIRE 350 (M_{350}) and 500 μm (M_{500}) maps defined as:

$$M_{\text{RX}} = M_{500} - M_{350} \times \left\langle \frac{M_{500}}{M_{350}} \right\rangle_{\text{bkg}}. \quad (1)$$

where $\langle M_{500}/M_{350} \rangle_{\text{bkg}}$ is the average colour computed over the background area. This area is defined as the region beyond the FWHM of the source flux profile measured in the *Planck* 550 μm map.

Positive fluctuations of M_{RX} trace structures with colours that are redder than the average value of the CIB, which can be explained by higher redshifts or colder SEDs. These “red” fluctuations may be single galaxies at high redshift or alignments of fainter galaxies distributed at various redshifts along the line-of-sight.

I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

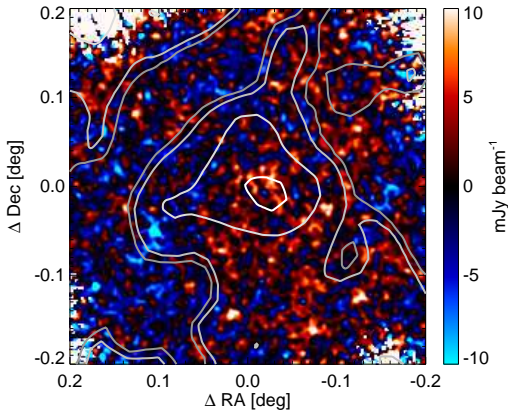


Fig. 9. SPIRE “red excess” map (M_{RX}) at $500\ \mu\text{m}$. The contours of the cleaned *Planck* map at $550\ \mu\text{m}$ are overlaid as grey lines at four levels: 0, 10, 50 and 90% of the local maximum.

The SPIRE “red excess” map at $500\ \mu\text{m}$ is shown in Fig. 9. We find a strong red excess at the position of the *Planck* source (shown as contours), confirming the presence of an overdensity of “red” structures in the *Herschel*/SPIRE data, spatially correlated with PLCKHZ G95.5–61.6. However, the red excess map shows other red peaks that are not correlated with our candidate. Thus, we have assessed the significance of the central “red” peak against Monte Carlo simulations performed on the public HerMES fields¹⁰ (HerMES Collaboration et al. 2012). The central “red excess” is significant at 99.23% (or roughly 2.7σ). For details on the computation of this significance see Planck Collaboration CPP (2015).

5.2. Optical and NIR overdensity of red galaxies

We used the multi-wavelength photometric catalogue of galaxies built out of the CFHT and Spitzer imaging of PLCKHZ G95.5–61.6 to compute over-density maps of colour-selected galaxies at $1'$ resolution. Figure 10 shows the over-density map for galaxy colours in the range $0.75 < J - K_s < 2.25$ ¹¹. The over-density (δ) map is given by the ratio between the galaxy number density map in the colour bin and the average galaxy number density computed, for the same colour bin, in the background, i.e., over a square area of $15'$ a side, masking a square area of $4'$ a side centred on PLCKHZ G95.5–61.6. It reveals an overdensity of sources centred on the *Herschel*/SPIRE A peak, which is 1.75 times higher than the average in the field and that represents a deviation of 2.9σ , consistent with a concentration of high-redshift sources located inside the projected *Planck* beam area, in particular around the *Herschel* source A.

¹⁰ All public HerMES data are available via the HeDaM website: <http://hedam.oamp.fr>.

¹¹ We note that $J - K_s > 1.38$ defines Distant Red Galaxies expected to be, mostly, at $z > 2$ (Franx et al. 2003; Pierini et al. 2005)

The fact that most of the *Herschel* sources associated with PLCKHZ G95.5–61.6 do not spatially coincide with any overdensity of colour-selected galaxies in a strict sense, but are located in its outskirts, is not disturbing. In fact, studies of X-ray selected clusters at low, intermediate and high redshifts have shown that such evolved, massive halos can host a population of far-IR/submm bright sources at the boundaries of their virialized regions (Braglia et al. 2011; Santos et al. 2013) or in their matter-feeding filaments (Biviano et al. 2011). Furthermore, there is growing evidence that infalling galaxies can experience significant episodes of star-formation activity on the outskirts of clusters and, in general, along filamentary structures up to $z \approx 1$ (e.g., Porter & Raychaudhury 2007; Braglia et al. 2007; Porter et al. 2008; Darvish et al. 2014). A physical explanation for this phenomenon has been recently given by Mahajan et al. (2012): according to these authors, “a relatively high galaxy density in the infall regions of clusters promotes interactions amongst galaxies, leading to momentary bursts of star formation”. The presence of a few submm bright sources (each one potentially associated with just one galaxy or with a few galaxies at most) at the boundaries of the galaxy distribution in PLCKHZ G95.5–61.6 is fully consistent with both the previous observational results and this new astrophysical scenario in galaxy evolution.

When using a colour selection based on $i - K_s$, we clearly detect an over-density of galaxies with $i - K_s > 1.8$ ¹² centred on the *Herschel*/SPIRE A source. There, the average density of such red galaxies is roughly 7 times higher than that in the field (10σ deviation).

In addition, the distribution of galaxies in the $J - K_s$ vs $i - K_s$ colour-colour diagram suggests the presence of an over-density of dusty starbursts at $1 \leq z \leq 2$ (Pozzetti & Mannucci 2000; Pierini et al. 2004). To analyse the overdensity of red sources around the position of PLCKHZ G95.5–61.6 in the colour-colour diagram, we have divided the colour-colour space in a regular grid with a bin of 0.05 magnitudes and applied the nearest-neighbour method (to the 5th, 8th and 10th nearest neighbour) to compute the number density at each pixel. We have applied this method to two separate samples based on their distance to the *Herschel*/SPIRE sources: i) an ‘on-source’ sample that includes all sources located within $1.0'$ of PLCKHZ G95.5–61.6 (ρ_{source}); and ii) a ‘field’ (i.e., control area) sample (in an annulus that goes from a radius of $1.5'$ to a radius of $4.0'$, ρ_{field}). Both samples have been normalised by the surface used for selecting the samples. The excess map is then given by:

$$\epsilon = \frac{\rho_{\text{source}} - \rho_{\text{bkg}}}{\rho_{\text{field}}}, \quad (2)$$

In Fig. 11 we find a strong excess (3.8 times higher) of colour-selected sources ($i - K_s \sim 2.35$, $J - K_s \sim 0.80$) spatially correlated with PLCKHZ G95.5–61.6, when using the 10th nearest-neighbour as the cut in our computation. This result is robust if we change the number of neighbours considered (from 5 to 10), as the location of the peak does not shift more than 0.05 magnitudes (1 pixel) in any direction and the excess ‘on-source’ remains, in all cases, at least 3.5 times higher than the field¹³. For reference, we compare this map to the tracks of three mean template SEDs of local galaxies, from $z = 0$ to $z = 4$. The elliptical galaxy template and

¹² We note that $i - K_s > 2.61$ defines Extremely Red Objects at $1 \leq z \leq 2$ (Pozzetti & Mannucci 2000)

¹³ For visualisation purposes, Fig. 11 has been smoothed with a gaussian beam of two pixels, thus lowering slightly the peak of the excess.

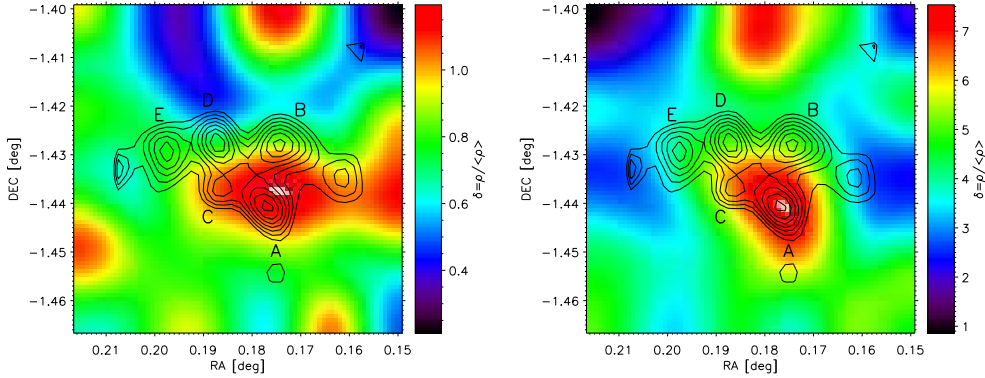


Fig. 10. Overdensity maps of CFHT sources with colours of $0.75 < J - K_s < 2.25$ (left) and $1.75 < i - K_s < 3.25$ (right). The *Herschel*/SPIRE contours are overplotted in black, showing the location of the SPIRE sources (labelled).

the barred spiral galaxy template come from Coleman et al. (1980), whereas the starburst galaxy template comes from the Bruzual & Charlot (1993) library as described in Benítez et al. (2004). Even without any correction to this redshifted tracks (e.g., no extinction has been applied to the templates), the position in the colour-colour diagram of the excess that we detect is consistent with high- z galaxies.

6. Redshift measurements

6.1. Photometric redshift results

The multi-wavelength catalogue from the CFHT and Spitzer observations has been run through BPZ (Benítez 2000) to obtain photometric redshifts of all sources, by fitting the multi-wavelength flux densities to a library of 30 SEDs. We did not impose any prior on the data. In addition to providing an estimation of the photometric redshift, BPZ yields the redshift probability distribution function (PDF) for each source, as well as a two-fold assessment of the reliability of the estimation of the z_{photo} via the χ^2 of the fit and the odds that the solution of the fit is unique.

Using the catalogue with the photometric redshifts, we obtained the galaxy number density maps grouping the galaxies in redshift bins with $\Delta z_{\text{photo}} = 0.3$ to account for the intrinsic uncertainty (derived during the calibration of the photometric redshift estimates, see Sect. 4.3 above). We find overdensities of galaxies at the location of PLCKHZ G95.5–61.6 in the three redshift bins that cover the range $1.65 < z_{\text{photo}} < 2.10$ (see Fig. 12). These overdensities seem to be correlated with the double structure we see in the spectroscopic distribution of the galaxies (see Sect. 6.2 below) and roughly match the physical locations of the *Herschel*/SPIRE sources. However, the uncertainties in the photometric redshifts are large and thus, these overdensities are broad both in terms of redshift resolution and in terms of distance.

Moreover, when we compare the redshift distribution of the galaxy number density around PLCKHZ G95.5–61.6 to that in the rest of the field, we find an excess of sources at high- z . This excess is computed as the difference in the galaxy number density between the innermost region (within $1'$ radius) and a surrounding circular annulus (normalising by

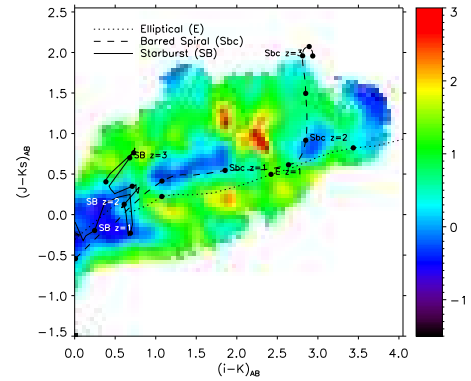


Fig. 11. Comparison of the colour-colour ($i - K_s$ versus $J - K_s$) distribution in the innermost $1'$ radius around the *Herschel*/SPIRE sources and the rest of the field. An excess (ϵ , see Eq. 2) of colour-selected galaxies ($i - K_s \sim 2.3$, $J - K_s \sim 0.8$) is detected at the location of PLCKHZ G95.5–61.6 with respect to the field (see the text for details on the construction of the map). We show overplotted the tracks from $z = 0$ to $z = 4$ for three mean SED templates of local galaxies. Two of them, the elliptical (E, dotted line) and the barred spiral (Sbc, dashed line) come from Coleman et al. (1980); the young starburst template (SB, solid line) comes from the Bruzual & Charlot (1993) library as described in Benítez et al. (2004). For each track, filled black circles mark the loci at a redshift step of 0.5, with added labels at redshifts 1, 2 and 3. This figure is consistent with Fig. 2 from Franx et al. (2003), when scaled to Vega magnitudes.

the area) extending out to a radius of $3'$, at each redshift bin (with a bin size of $\Delta z_{\text{photo}} = 0.1$). With this computation, we find two peaks in the excess distribution, one at $z_{\text{photo}} \approx 1.70$ (3.2σ deviation, excess of 10 galaxies) and another at $z_{\text{photo}} \approx 2.05$ (2.1σ , excess of 5 galaxies, see Fig. 13).

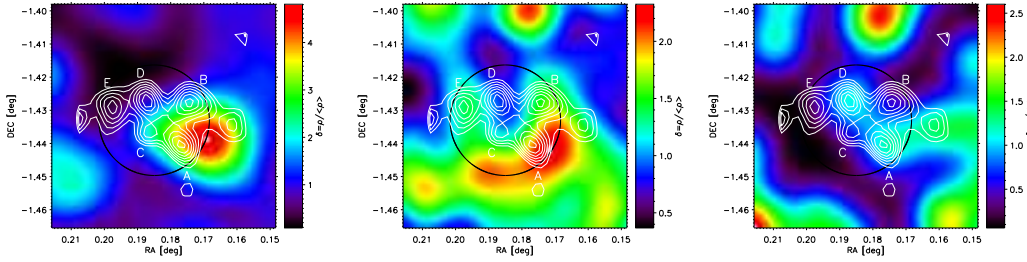
I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

Fig. 12. Galaxy overdensity maps in the photometric redshift bins $1.65 < z_{\text{photo}} < 1.80$ (left), $1.80 < z_{\text{photo}} < 1.95$ (centre) and $1.95 < z_{\text{photo}} < 2.10$ (right). The white contours show the location of the 5 *Herschel*/SPIRE sources whereas the black circle shows a 1 arcminute radius centred on the blob.

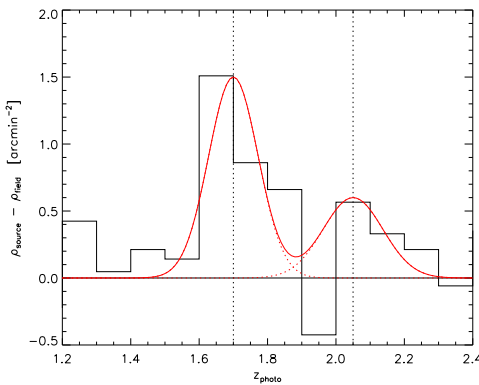


Fig. 13. Excess in the photometric redshift distribution of galaxies within $1'$ of PLCKHZ G95.5–61.6 with respect to the rest of the field. Two possible clumps matching the spectroscopic redshifts of the X-Shooter observed galaxies (vertical dashed lines) are suggested by this figure. Overplotted in red, we show two Gaussian distributions centred at $z_{\text{photo}} \approx 1.70$ and $z_{\text{photo}} \approx 2.05$, with FWHM of 0.170 and 0.205, respectively, consistent with the 10% uncertainty of the photometric redshift estimation. The significance of these two clumps is 3.25σ (excess of 10 galaxies) and 2.06σ (excess of 5 galaxies) for the peaks at $z_{\text{photo}} \approx 1.70$ and $z_{\text{photo}} \approx 2.05$, respectively.

This is in good agreement with the results obtained from the galaxies spectroscopically observed with X-Shooter (see Sect. 6.2 below). However, it should be noted that given the low significance of the second peak and the large uncertainties in the photometric redshift estimations, we cannot, from these data alone, establish whether the excess of high- z galaxies is caused by one or two separate high- z systems.

From the photo- z code, we can also assess the overdensity of galaxies spectroscopically classified as starburst at the location of the *Herschel*/SPIRE sources with respect to the rest of the field. We find that for the structure at $z_{\text{photo}} \approx 1.70$, the number of starburst-like galaxies around PLCKHZ G95.5–61.6 is 4 times that in the field (and they are the most abundant type resulting from the template fitting). For the structure at $z_{\text{photo}} \approx 2.05$, the results are similar, with starbursts at the posi-

tion of the *Herschel*/SPIRE sources being 3 times more abundant than in the field. However, in this case, there is also a significant overdensity of galaxies spectroscopically classified as Sd (disc galaxies with diffuse arms and a faint to non-existent central bulge).

6.2. Spectroscopic confirmation of the high- z nature of PLCKHZ G95.5–61.6

We obtained optical/NIR spectra of 19 targets (shown in Fig. 5, which were chosen using three general criteria:

- they had to be close to one of the *Herschel*/SPIRE $250 \mu\text{m}$ sources;
- they had to be fainter than magnitude 19 in the K_s band;
- they had to be red in the $J - K_s$ colour (≥ 1).

These criteria were meant to select, as our spectroscopic targets, candidate dusty star forming galaxies at high redshift whose combined emission could be responsible for the signal detected with *Planck*. Specifically, these colour criteria favour the selection of galaxies with $1.0 < z_{\text{photo}} < 3.4$ when applied to the COSMOS photometric redshift catalogue¹⁴ (Ilbert et al. 2009), consistent with our target galaxies.

There are two exceptions to the colour requirement: B2a and A4c, which were simply targets of opportunity, as a smart orientation of the slit allowed us to obtain additional spectra without requiring additional exposure time. In addition, C1a and C1b are fully blended in our aperture photometry catalogue and were selected despite this fact.

Our observations provided reliable estimations of the redshift of 14 of our 19 targets (listed in Table 2, with their magnitudes in the optical, NIR and MIR bands), all with redshifts between ~ 1.61 and ~ 2.1 . Most of these redshift determinations arise from two or more spectral features. The only exceptions are A2, C1a, A4c, B2b, for which we reasonably assume that the brightest (single) emission line that we see is H_α . This confirms that PLCKHZ G95.5–61.6 is indeed at high redshift. Out of the remaining spectroscopic targets, two did not show any identifiable lines whereas the other three show faint features that do not allow the spectroscopic redshifts to be reliably estimated.

Figure 14 shows the two-dimensional spectra of the sources found at the locations of the two substructures, presenting the velocity offset with respect to a fixed reference frame at $z =$

¹⁴ <http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd>

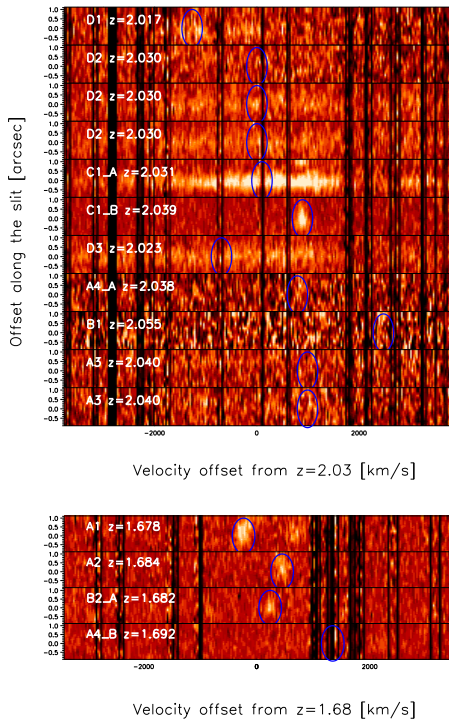


Fig. 14. 2D spectra obtained with VLT/X-Shooter of the sources with strong recognisable features and redshifts compatible with those of the two structures identified (at $z \approx 2.03$ and $z \approx 1.68$). The spectra are separated in these two groups and shifted in those reference frames to show the velocity offset with respect to those redshifts around the position of the H_α line (in emission), marked with a blue ellipse. For A1, D1, C1b, and D3, the contiguous [NII] $\lambda 6583$ emission line can also be seen in the spectra. Note that for D2 and A3, all OBs are shown as independent spectra. For A4a the H_α line is not very strong, but the [OIII] $\lambda 5007$ line is clearly identifiable. For B1 and A3, the features are just hinted and we do not consider our redshift estimation to be fully reliable. For display purposes, known sky lines have been masked, with a width of 0.2 nm, and the colour range has been adapted for each source to maximise clarity. **However, we have consistently identified the spectral features in non-masked versions of the spectra.**

2.03 and $z = 1.68$, to account for the two high- z objects. At $z \approx 2.03$, we clearly detect H_α in emission for D1, D2, C1a, C1b, D3. For A4a, there is only a faint H_α emission, but this source also shows strong [O III] $\lambda 5007$ emission, compatible with the same redshift. In addition, there are hints of line emission at this same redshift for B1 and A3, but the features are too faint to consider them reliable. At $z \approx 1.68$, the emission from H_α is very strong for A1, A2 and B2a, but is obscured by sky lines for A4b. For A1, in particular, we can also see the emission arising from [N II] $\lambda 6583$, which cannot be seen for A2 as it coincides with a bright telluric line.

In several of these sources we see other emission lines in the spectra, including the aforementioned [N II] $\lambda 6583$ (A1, A4b, D1, D3) and [O III] $\lambda 5007$ lines (A1, B2a, C1b, A4a) that are typical in galaxies with high star formation rates; and faint detections of H_β (D3, B3), the [S II] $\lambda 6717$ -6731 doublet (D2, A5) and a possible detection of He II $\lambda 6686$ (D2). In all cases these lines are consistent with the redshift determined from the observation of H_α . However, given the intrinsic faintness of our sources, most of these lines are weak and/or noisy and thus cannot be used to further constrain the physical properties of the galaxies.

We have fitted the associated one-dimensional spectra of these sources to obtain more accurate redshift estimates, as shown in Figs. 15 and 16. For the fit, we have assumed a Gaussian profile for the H_α line plus a continuum and added, where necessary, the presence of emission coming from the [N II] $\lambda 6583$ line. This fit also allows us to estimate the width of the H_α line, which, in the discussion in Sect. 7 below, is used to derive the SFR in each of these galaxies. All these results are summarised in Table 3.

7. Discussion

Our analysis shows an overdensity of high- z sources, detected from the optical to the IR and confirmed spectroscopically at the location of the *Planck* high- z candidate PLCKHZ G95.5–61.6. All the indicators used in the present analysis lead to the same global picture: *Planck* detected the combined emission of high- z galaxies, which are found in the redshift range between 1.7 and 2.0, within a 1-arcminute radius of the detection, mostly associated with two structures.

It should be noted here that there is a gap in the atmospheric window in the NIR, where the atmospheric transmission is very low. This makes it difficult to spectroscopically confirm the presence of galaxies at $1.8 \leq z \leq 2.0$ and could, in principle, bias a spectroscopic study towards a double-peaked structure irrespective of the intrinsic redshift distribution. **However, given that we do detect three galaxies at redshifts intermediate between our two high- z structures and that the lower redshift structure is located at $z \approx 1.7$ (well below the atmospheric cut) we are confident that we are indeed detecting two separate structures aligned along the line of sight. The photometric redshift distribution also seem to point to two structures, but the significance of the excess at $z \sim 2.0$ is too low to confirm the two structures using photometric redshifts alone.**

7.1. 3D spatial distribution of the galaxies

Based on the redshift distributions we obtained, the two structures are not physically linked with each other. However, given that we find a few interlopers at redshifts in between those of the two structures, we are likely looking at two collapsing nodes of the Cosmic web. On the other hand, the galaxy members of each node do seem to be physically linked to each other and belong to the same potential well, as, in both cases, the galaxies are all encompassed within a comoving radius of $\lesssim 1.0$ Mpc (see Fig. 17). This size is compatible with the virial sizes of local clusters and recently discovered proto-clusters at $z > 1.5$ (e.g., Castellano et al. 2007; Andreon & Huertas-Company 2010, 2011; Gobat et al. 2013).

I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

Table 2. Positions, optical (MegaCam), NIR (WIRCam) and MIR (IRAC) magnitudes and spectroscopic redshifts of the 19 sources followed-up with VLT/X-Shooter. All magnitudes are in the AB system. For clarity, we have separated the table in three groups: members of the structure at $z \simeq 1.7$, members of the structure at $z \simeq 2.0$, and non-members of either groups (and, in all cases, ordered from lower to higher redshift). The redshifts here are provided with only two digits of precision as they are derived from the visual inspection of the spectra. For the galaxy that are members of the two high- z structures, we provide better redshift estimations in Table 3.

ID	RA	Dec	g	i	J	H	K_s	IRAC 3.6 μm	IRAC 4.5 μm	z_{spec}
A1	00:00:41.98	-01:26:40.23	24.91 \pm 0.20	23.39 \pm 0.15	21.94 \pm 0.04	21.34 \pm 0.04	20.92 \pm 0.04	20.25 \pm 0.04	19.99 \pm 0.04	1.68
A2	00:00:42.35	-01:26:26.73	24.67 \pm 0.15	23.78 \pm 0.18	22.08 \pm 0.05	21.33 \pm 0.04	20.88 \pm 0.04	20.13 \pm 0.03	19.78 \pm 0.03	1.68
B2a	00:00:42.12	-01:25:32.08	27.15 \pm 1.44	...	22.71 \pm 0.09	22.36 \pm 0.09	22.35 \pm 0.15	21.54 \pm 0.05	21.49 \pm 0.08	1.68
A4b	00:00:42.92	-01:26:27.98	24.79 \pm 0.20	24.52 \pm 0.39	22.58 \pm 0.08	22.13 \pm 0.08	21.80 \pm 0.09	20.97 \pm 0.05	20.80 \pm 0.06	1.70
D1	00:00:45.04	-01:25:36.51	25.56 \pm 0.36	24.53 \pm 0.40	22.46 \pm 0.07	21.78 \pm 0.06	21.41 \pm 0.07	20.48 \pm 0.04	20.31 \pm 0.04	2.02
D3	00:00:44.94	-01:25:50.97	26.14 \pm 0.59	22.04 \pm 0.04	20.57 \pm 0.02	20.09 \pm 0.02	19.65 \pm 0.02	19.35 \pm 0.03	19.67 \pm 0.03	2.02
D2	00:00:44.74	-01:25:47.48	24.71 \pm 0.16	22.74 \pm 0.08	21.09 \pm 0.03	20.62 \pm 0.03	20.17 \pm 0.03	19.62 \pm 0.03	19.66 \pm 0.03	2.03
C1a ^a	00:00:44.78	-01:26:17.73	24.75 \pm 0.16	23.16 \pm 0.11	21.23 \pm 0.03	20.57 \pm 0.02	20.08 \pm 0.03	19.25 \pm 0.03	18.80 \pm 0.03	2.03
C1b ^a	00:00:44.75	-01:26:16.65	24.75 \pm 0.16	23.16 \pm 0.11	21.23 \pm 0.03	20.57 \pm 0.02	20.08 \pm 0.03	19.25 \pm 0.03	18.80 \pm 0.03	2.04
A3	00:00:41.79	-01:26:21.52	27.44 \pm 2.00	24.01 \pm 0.23	21.76 \pm 0.04	21.28 \pm 0.04	21.14 \pm 0.05	20.69 \pm 0.04	20.54 \pm 0.04	2.04 ^b
A4a	00:00:42.83	-01:26:27.03	24.45 \pm 0.13	23.67 \pm 0.17	21.98 \pm 0.05	21.44 \pm 0.04	21.08 \pm 0.05	20.32 \pm 0.04	20.11 \pm 0.04	2.04
B1	00:00:41.60	-01:25:42.83	26.38 \pm 0.72	24.89 \pm 0.54	22.51 \pm 0.07	21.88 \pm 0.06	20.97 \pm 0.04	20.04 \pm 0.03	19.87 \pm 0.03	2.06 ^b
A4c	00:00:43.14	-01:26:31.31	22.48 \pm 0.03	20.97 \pm 0.02	20.43 \pm 0.02	20.09 \pm 0.02	19.88 \pm 0.02	20.08 \pm 0.03	20.49 \pm 0.04	1.61
B2b	00:00:41.87	-01:25:29.34	25.43 \pm 0.30	24.41 \pm 0.33	22.51 \pm 0.07	21.98 \pm 0.06	21.70 \pm 0.08	20.69 \pm 0.04	20.39 \pm 0.04	1.92
B4	00:00:41.51	-01:25:22.26	25.47 \pm 0.34	24.08 \pm 0.26	22.48 \pm 0.07	21.91 \pm 0.06	21.85 \pm 0.09	21.63 \pm 0.05	21.93 \pm 0.07	1.96 ^b
B3	00:00:42.99	-01:26:00.27	24.12 \pm 0.09	23.47 \pm 0.13	22.02 \pm 0.05	21.56 \pm 0.04	21.23 \pm 0.05	20.68 \pm 0.04	20.45 \pm 0.04	1.97
A5	00:00:41.90	-01:26:13.08	24.85 \pm 0.18	24.58 \pm 0.40	23.50 \pm 0.17	22.20 \pm 0.08	22.33 \pm 0.13	21.47 \pm 0.05	21.36 \pm 0.06	2.12
C1c	00:00:44.82	-01:26:21.07	27.51 \pm 2.36	25.52 \pm 0.99	24.03 \pm 0.33	22.79 \pm 0.17	22.26 \pm 0.15	20.91 \pm 0.04	20.57 \pm 0.04	...
C2	00:00:43.86	-01:26:12.57	26.38 \pm 0.74	24.44 \pm 0.37	22.38 \pm 0.06	21.84 \pm 0.05	21.62 \pm 0.07	21.07 \pm 0.04	20.94 \pm 0.04	...

^a C1a and C1b are very close together (1.2 arcseconds) and thus are completely blended in our aperture photometry (1.9 arcseconds radius).

^b For these sources, the features that allow us to determine spectroscopic redshifts are very faint. Therefore, these redshifts are not fully reliable.

7.2. Velocity dispersion

From the spectroscopic redshifts, we can obtain a zero-th order approximation of the velocity dispersion for the structure at $z \simeq 2.03$ of $\sigma_v = 1970 \text{ km s}^{-1}$. For the structure at $z \simeq 1.68$, the number of confirmed galaxy members is too small to yield any estimation. This velocity dispersion is about a factor 2 larger than the typical velocity dispersions of clusters in the lower redshifts (e.g., Ruel et al. 2014). However, Venemans et al. (2007) found that galaxy overdensities around powerful radio galaxies (currently the best signposts of massive dark-matter halos at redshifts $z \sim 2$), can span velocity ranges of up to 2000 km s^{-1} (see also Kuiper et al. 2011), in agreement with our estimate.

7.3. Mass and X-ray luminosity estimates

We checked the ROSAT All Sky Survey (RASS, Voges et al. 1999) for X-ray signal at the location of PLCK G95.5–61.6. No signal was detected. From the ROSAT count rate fluctuations around the *Planck* position (i.e., [2–10] arcmin) we defined a 3σ upper limit $5 \times 10^{-5} \text{ cts/s/arcmin}^2$. Assuming the two structures would contribute equally to an X-ray signal and with hot gas temperature within [0.5–3] keV, this up-

per limit translates into upper limit of the X-ray luminosity for each structure of $L_X[0.1 - 2.4] \text{ keV} < 2 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$. Extrapolating to higher redshifts the Reichert et al. (2011) scaling relation between the halo mass and X-ray luminosity, we further derived an upper limit on the mass $M < 2 \times 10^{13} M_\odot$. Using the velocity dispersion computed above leads to mass estimate an order of magnitude larger than this upper limit, thus suggesting that either the our estimate of the velocity dispersion is biased high or the two structures are not virialised.

7.4. Star Formation Rate (SFR) and stellar mass

From the fitted H_α line fluxes and the measured redshifts, using the X-Shooter spectra, we have computed the H_α luminosity (L_{H_α}) and, hence, the SFR estimates for the galaxies that are confirmed members of the proto-clusters following Kennicutt (1998). Our results are summarised in Table 3. The majority of the sources show SFRs of a few tens of $M_\odot \text{ yr}^{-1}$. All of these galaxies are likely still actively collapsing into virialised objects and should not have fully consumed their gas reservoirs and thus,

Table 3. Redshifts, H_α luminosities and SFRs derived from the fit of the spectroscopically observed galaxies associated with the structures at $z \simeq 1.7$ and $z \simeq 2.0$. The H_α luminosities have been corrected for extinction, assuming $A_{H\alpha} = 1.0$ mag. **An order-of-magnitude estimation of the stellar mass ($M_\star^{[3,6]}$)** of each galaxy has been derived from the IRAC $3.6 \mu\text{m}$ photometry. The specific star formation rate (sSFR) is defined as the ratio $\text{SFR}/M_\star^{[3,6]}$.

ID	z_{spec}	$L_{H\alpha}$ [$10^8 L_\odot$]	SFR (H_α) [$M_\odot \text{yr}^{-1}$]	$\chi^2/d.o.f$	$M_\star^{[3,6]}$ [M_\odot]	sSFR(H_α) [yr^{-1}]
A1	1.67766 ± 0.00005	6.7 ± 1.2	20.0 ± 1.5	0.126	6×10^{10}	3.3×10^{-10}
A2	1.68389 ± 0.00009	4.0 ± 1.2	12.0 ± 1.6	0.238	7×10^{10}	1.7×10^{-10}
B2a	1.68199 ± 0.00010	2.5 ± 0.4	7.7 ± 1.7	0.331	2×10^{10}	3.9×10^{-10}
A4b	1.7002 ± 0.0006	2.3 ± 1.0	7 ± 3	0.418	4×10^{10}	1.8×10^{-10}
D1	2.0167 ± 0.0004	8.4 ± 2.5	25 ± 8	0.329	6×10^{10}	4.2×10^{-10}
D2	2.0322 ± 0.0005	6.9 ± 2.2	21 ± 7	1.075	2×10^{11}	1.1×10^{-10}
C1a ^a	2.0326 ± 0.0003	0.441	2×10^{11}	...
C1b	2.03871 ± 0.00004	15.8 ± 1.0	48 ± 3	0.243	2×10^{11}	2.4×10^{-10}
D3	2.0236 ± 0.0005	6.1 ± 2.1	19 ± 7	0.478	3×10^{11}	6.3×10^{-11}
A4a ^b	2.03850 ± 0.00010	2.4 ± 1.3	7 ± 4	0.171	6×10^{10}	1.2×10^{-10}

^a For C1a, due to a very strong continuum, we have large uncertainties in the fit of the H_α emission and thus, we cannot provide reliable estimations of the $L_{H\alpha}$ and thus, nor for the SFR or the sSFR.

^b For A4a, the redshift determination comes from the [OIII] λ 5007 line as the H_α emission is faint. However, from the fit to H_α the redshift is fully compatible ($z_{\text{spec},H\alpha} = 2.0383 \pm 0.0003$). The rest of the parameters are indeed derived from the fit of the H_α emission line.

are expected to be still actively forming stars, even if they are not bona-fide starburst galaxies.

As a first approximation to the order of magnitude of the stellar mass of these galaxies, we have used the relation from [McGaugh & Schombert \(2014\)](#) that relies on the IRAC $3.6 \mu\text{m}$ luminosity as a direct estimator. This approach, has indeed large uncertainties (in particular in terms of dust attenuation) but [Wilkins et al. \(2013\)](#) showed that MIR luminosity as a direct probe of the stellar mass of galaxies was compatible with SED fitting methods, specially at high- z , without observing redshift dependencies. Thus, we feel confident that applying the [McGaugh & Schombert \(2014\)](#) relation (which is derived for $z = 0$) to obtain an order-of-magnitude estimation of the stellar mass of our galaxies does not significantly increase the uncertainties. Our estimations put all these galaxies firmly in the “main sequence” part of the SFR vs stellar mass diagram (see Fig. 1 of [Rodighiero et al. 2011](#)), in agreement with the moderate optical colour we see. Hence, these galaxies represent average star forming galaxies at $z \sim 2$.

For an independent estimation of the SFR we have used the *Herschel*/SPIRE data following the same technique described in detail in [Cañameras et al. \(2015\)](#). We have fitted the data to a single-component modified blackbody SED (in an optically thick case scenario), obtaining a dust temperature (T_{dust}) for each source (with a fixed emissivity index of $\beta = 1.6$). We then obtained the infrared luminosities by integrating over this best-fit SED between 8 and $1000 \mu\text{m}$ (rest frame) and derived the SFR for each source following [Kennicutt \(1998\)](#). This process is done assuming that all the SPIRE signal arises from galaxies belonging only to one of

the two subsystems (either at $z = 1.7$ or at $z = 2.0$, thus yielding upper and lower limits for the FIR estimates. The results of this process are listed in [Table 4](#).

We find that the FIR SFRs largely exceed the H_α SFRs. This difference could be explained with a larger extinction: if we increase the extinction from 1.0 mag to 2.2 (a reasonable assumption for IR-selected galaxies), the H_α SFRs would increase by a factor of ~ 3 . In addition, given that we only measure H_α fluxes (with a possible flux loss outside the slit) for a few galaxies per SPIRE source (and thus, we cannot discard contributions to the SFR from other galaxies not yet observed spectroscopically), we are confident that these results could be compatible given the uncertainties.

The integrated FIR SFR in the *Planck* beam yields $\sim 2000 - 3000 M_\odot \text{yr}^{-1}$. This integrated SFR is of same order of magnitude as the results from [Clements et al. \(2014\)](#), who found a SFR of $4924 M_\odot \text{yr}^{-1}$ for a protocluster at $z = 2.05$.

We have also SED-fitted the photometric data of the spectroscopically followed up galaxies to constrain their stellar masses, star formation rates and bolometric dust luminosities. We have used the publicly available model package MAGPHYS¹⁵ (“Multi-wavelength Analysis of Galaxy Physical Properties”) that builds on the works by [Bruzual & Charlot \(2003\)](#); [Charlot & Fall \(2000\)](#). The code works in a two step process (see [da Cunha et al. 2008](#), for a full description): 1) a library of model SEDs is assembled for a wide range of physical parameters (characterising both the stellar

¹⁵ MAGPHYS is maintained by E. da Cunha and S. Charlot. It is available at: <http://www.iap.fr/magphys/magphys/MAGPHYS.html>.

I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

and interstellar components) and the redshifts and broad-band filters of the observed galaxies; and 2) a marginalised likelihood distribution is built for each physical parameter of each galaxy through comparison of the observed SED with all the synthetic ones in the library.

From this process we obtain likelihood estimations for the SFR, stellar mass, and dust luminosity, with only a best-fit estimation for the metallicity. The results are listed in Table 5. We see that the SED-fitting estimates for the stellar mass (once rescaled from a Chabrier (2003) initial mass function – IMF – to a ? IMF) are roughly consistent with the order-of-magnitude estimation derived from the the IRAC $3.6\mu\text{m}$. The SFR derived from the SED are more consistent with the results derived from the SPIRE data (Table 4) than those derived from the H_α flux alone. This was expected for two reasons: i) the possible loss of flux outside the slit; and ii) since MAGPHYS uses the photometric data (obtained with a large aperture), the possible contribution of secondary nearby sources is included (which is not the case in the H_α flux).

The stellar masses, star-formation rates and bolometric dust luminosities listed in Table 5 suggest that some of our targets could be classified as luminous/ultra-luminous infrared galaxies (LIRGs/ULIRGs, Daddi et al. 2005)¹⁶, and are thus likely responsible for a significant fraction of the fluxes of the individual SPIRE sources. In particular, the two galaxies A1 and A4a are candidate counterparts to SPIRE source A. Galaxy B1 likely produces most of the observed flux densities from SPIRE source B, whereas the two galaxies B2b and B3 likely make additional substantial contributions to this emission. Furthermore, the close pair C1a and C1b is a strong candidate for being associated with SPIRE source C, whereas the galaxy D2 seem to dominate the emission from SPIRE source D. We note that the galaxies A1, A4a, B1, C1a, C1b and D1 are both candidate ULIRGs and spectroscopic members of either galaxy structure associated with PLCKHZ G95.5–61.6.

The number of galaxies (one to three) that are likely counterparts to each SPIRE source is consistent with an educated guess based on our estimates of the total SFRs of the individual SPIRE sources (see Table 4) and the sky surface density and median SFR value of BzK -selected star forming galaxies (Daddi et al. 2004) with $1.5 \leq z \leq 2.5$ in the field that we retrieve from Oteo et al. (2014). Further analysis on the one-to-one counterparts of the *Herschel*/SPIRE sources in the optical/NIR data will be published in a forthcoming paper (Pierini et al. 2015 in prep.).

7.5. Metallicity and dust content of individual galaxies

Following a standard approach, we estimate values of the oxygen abundance in the gas phase ($12 + \log(O/H)$, in solar units) from the $N2$ index¹⁷ as in Pettini & Pagel (2004). As for the amount of dust, we use the flux (intensity) ratio of the two Balmer lines H_α and H_β to estimate the attenuation at V band (A_V), the reddening of the stellar continuum for the B- and V-bands ($E(B - V)_*$) and the attenuation-correction factor for the observed H_α line emission as in Calzetti (2001); for a recent study on the ratio

¹⁶ By definition, LIRGs and ULIRGs exhibit bolometric dust luminosities (from 8 to $1000\mu\text{m}$) above 10^{11} and $[1 - 2] \times 10^{12} L_{\text{sun}}$, respectively.

¹⁷ As shown by Asplund et al. (2004), the $N2$ index saturates for metallicities around the solar value $12 + \log(O/H) = 8.66$.

Table 4. Dust temperature, FIR luminosities and FIR SFRs for the *Herschel*/SPIRE sources within the *Planck* beam. We provide two estimations for each of these quantities assuming that all the FIR signal is arising from sources at $z = 1.7$ (top part of the table) or at $z = 2.0$ (bottom), which serve as lower and upper limits (respectively) to the expected FIR estimations.

ID	T_{dust} [K]	L_{FIR} [$10^{12} L_\odot$]	SFR [$M_\odot \text{yr}^{-1}$]
A ($z = 1.7$)	25.9 ± 2.9	2.8 ± 0.4	482 ± 69
B ($z = 1.7$)	26.3 ± 3.0	2.7 ± 0.4	465 ± 69
C ($z = 1.7$)	32.0 ± 7.8	2.2 ± 0.8	379 ± 138
D ($z = 1.7$)	31.7 ± 7.0	2.7 ± 0.8	465 ± 138
E ($z = 1.7$)	26.4 ± 5.5	2.1 ± 0.5	362 ± 86
A ($z = 2.0$)	29.5 ± 3.5	4.3 ± 0.6	740 ± 103
B ($z = 2.0$)	29.5 ± 3.4	4.1 ± 0.5	706 ± 86
C ($z = 2.0$)	36.3 ± 9.0	3.3 ± 1.5	568 ± 258
D ($z = 2.0$)	35.9 ± 8.2	4.0 ± 1.3	689 ± 223
E ($z = 2.0$)	30.1 ± 6.7	3.1 ± 0.7	534 ± 121

between nebular and stellar extinction for high- z galaxies see Kashino et al. (2013).

In particular, for the $[\text{N II}]\lambda 6583$ and H_β emission lines, we make use either of measurements or of upper limits (3σ values) that are computed from the noise statistics in a narrow spectral region encompassing each of these features. If both the $[\text{N II}]\lambda 6583$ (H_β) and H_α emission lines are not marred by telluric line emission or bad pixels and are detected, the ratio of their measured fluxes is adopted. If only the H_α line is detected, we adopt an upper limit for the $[\text{N II}]\lambda 6583$ (H_β) line peak-intensity and compute $[\text{N II}]$ (the Balmer decrement) as a peak-intensity ratio under the assumption that both lines have the same profile. The latter case applies to almost all our spectroscopic targets. We note that Ly α -selected, star-forming galaxies at $2 < z < 3$ tend to exhibit weak H_β and $[\text{N II}]\lambda 6583$ emission lines (e.g., Guaita et al. 2013), as do most of our sources.

Starting from the structure at $z \approx 1.7$, we estimate a value of $12 + \log(O/H)$ equal to 8.58 ± 0.08 ($8.58^{+0.09}_{-0.11}$) for the galaxy A1, the $[\text{N II}]\lambda 6583$ line being unfortunately blended with sky lines for all three other members. For the same reason, we can only set an upper limit of 8.70 to the value of $12 + \log(O/H)$ for the galaxy D2 associated with the structure at $z \approx 2.0$. Furthermore, only a constraint ($12 + \log(O/H) < 8.59$) can be derived for the vigorously star-forming galaxy A5 at $z \approx 2.1$. Star forming galaxies with metallicities around the solar value are not uncommon at $z \sim 1.4 - 2.2$ (cf., e.g., Mannucci et al. 2010).

As for the amount of attenuation (as parameterised by A_V) the upper limits on the H_β line intensity are too large to provide meaningful constraints from the line ratio H_α/H_β . Only for the galaxy A5, we can compute values of $A_V = 0.37 \pm 0.76$ mag ($A_V = 0.37^{+1.58}_{-0}$ mag), $E(B - V)_* = 0.09 \pm 0.19$ mag ($E(B - V)_* = 0.09^{+0.39}_{-0}$ mag) and a correction factor to the observed H_α line flux equal to 1.91 ± 2.5 ($1.91^{+5.12}_{-1}$), both the H_α and H_β lines being detected. With values of $\log([\text{O III}]\lambda 5007/H_\beta) = 0.27 \pm 0.27$ and $\log([\text{N II}]\lambda 6583/H_\alpha) < -0.42$, the identification of this galaxy as either an AGN or a LINER can be robustly rejected (Kauffmann et al. 2003).

15

Table 5. MAGPHYS 16%-84% ranges for the SFR, stellar mass, dust luminosity and specific SFR derived from fitting the optical/NIR SED of the spectroscopic targets. The metallicity (Z) listed here corresponds to the best-fit value for each galaxy. These quantities have been obtained using the **Chabrier (2003) initial mass function (IMF)**. To rescale them to a **Salpeter (1955) IMF**, an average factor of 1.4 should be applied to the SFRs and stellar masses. In the cases of A4c, B4 and C2, the algorithm could only provide best-fit parameters without likelihood estimations and are thus presented here without uncertainties.

ID	SFR [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]	L_{dust} [L_{\odot}]	M_{\star} [M_{\odot}]	sSFR [yr^{-1}]	Z [Z_{\odot}]
A1	23.3 – 571.5	$(0.34 - 6.02) \times 10^{12}$	$(0.83 - 1.29) \times 10^{11}$	$(0.19 - 6.68) \times 10^{-9}$	1.250
A2	15.5 – 49.8	$(2.0 - 7.1) \times 10^{11}$	$(1.26 - 1.74) \times 10^{11}$	$(1.1 - 3.3) \times 10^{-10}$	1.991
A3	2.4 – 13.4	$(0.7 - 3.2) \times 10^{11}$	$(7.1 - 8.1) \times 10^{10}$	$(0.3 - 1.7) \times 10^{-10}$	0.307
A4a	47.0 – 119.4	$(0.59 - 1.48) \times 10^{12}$	$(1.10 - 1.38) \times 10^{11}$	$(0.37 - 1.06) \times 10^{-9}$	0.707
A4b	7.8 – 22.7	$(0.7 - 2.6) \times 10^{11}$	$(3.6 - 5.1) \times 10^{10}$	$(1.7 - 5.9) \times 10^{-10}$	1.377
A5	7.7 – 17.1	$(0.6 - 1.8) \times 10^{11}$	$(3.5 - 4.6) \times 10^{10}$	$(1.9 - 4.2) \times 10^{-10}$	0.445
B1	99.3 – 527.2	$(1.99 - 9.33) \times 10^{12}$	$(3.02 - 4.26) \times 10^{11}$	$(0.30 - 1.68) \times 10^{-9}$	0.087
B2a	1.2 – 2.8	$(1.0 - 4.0) \times 10^{10}$	$(1.8 - 2.3) \times 10^{10}$	$(0.7 - 1.5) \times 10^{-10}$	1.301
B2b	31.8 – 116.7	$(0.42 - 1.38) \times 10^{12}$	$(6.9 - 9.3) \times 10^{10}$	$(0.37 - 1.50) \times 10^{-9}$	1.068
B3	26.7 – 59.8	$(3.0 - 7.2) \times 10^{11}$	$(6.3 - 8.3) \times 10^{10}$	$(3.7 - 8.4) \times 10^{-10}$	1.293
C1a	219.8 – 981.7	$(0.31 - 1.00) \times 10^{13}$	$(2.04 - 2.57) \times 10^{11}$	$(0.94 - 4.73) \times 10^{-9}$	1.986
C1b	230.1 – 993.1	$(0.32 - 1.00) \times 10^{13}$	$(2.09 - 2.57) \times 10^{11}$	$(0.94 - 5.31) \times 10^{-9}$	1.986
D1	18.7 – 98.2	$(0.28 - 1.35) \times 10^{12}$	$(0.98 - 1.41) \times 10^{11}$	$(1.5 - 8.4) \times 10^{-10}$	1.532
D3	14.5 – 66.4	$(0.59 - 2.75) \times 10^{12}$	$(3.16 - 3.98) \times 10^{11}$	$(0.5 - 1.7) \times 10^{-10}$	0.078
A4c	34.8	3.0×10^{11}	1.02×10^{11}	3.3×10^{-10}	0.022
B4	2.2	2.0×10^{10}	4.2×10^{10}	5.0×10^{-11}	0.039
D2	826.0	7.41×10^{12}	2.57×10^{11}	3.35×10^{-9}	1.030

8. Conclusions

We combined the *Planck*/HFI and *IRAS* all-sky maps to identify the brightest, and intrinsically rarest, submm emitters in the distant Universe over the cleanest 35% of the sky. We used colour-colour criteria plus flux density and S/N threshold to build a sample of several hundreds of *Planck* high-redshift candidates, amongst which we found PLCKHZ G95.5–61.6. We presented here the full characterisation of this candidate, used as the benchmark for an ongoing follow-up programme on the full catalogue.

Our analysis shows that the excess signal detected by *Planck* for PLCKHZ G95.5–61.6 is indeed correlated to an overdensity of “red sources” as seen by *Herschel*. The analysis of the optical and IR data from CFHT and *Spitzer* shows that the IR excess seen by SPIRE is caused by an excess of galaxies with typical colours of $i - K_s \sim 2.5$ and $J - K_s \sim 1.0$, consistent with being dusty, star forming galaxies at $z \sim 2$. Photometric and spectroscopic redshifts of the galaxies in the field further support that the *Planck* detection is caused by an overabundance of high- z galaxies. However, they are not part of a single high- z object, but rather two clumps aligned with the line of sight, and located at $z \approx 1.7$ and $z \approx 2.0$.

The physical size (~ 1 Mpc), velocity dispersion ($< 2000 \text{ km s}^{-1}$) and upper limits on their virial masses ($\sim 1 - 2 \times 10^{13} M_{\odot}$) and X-ray luminosities ($1 - 2 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$) of our proto-cluster candidates are all consistent with known proto-clusters/groups at $1 \leq z \leq 2$, even if some of these are crude estimations that need further confirmation. In addition, the SFRs of the spectroscopic members suggest that our proto-clusters host intense star formation activity, consistent with the models that predict a peak in the SFR at $z \sim 2$.

Thus, PLCKHZ G95.5–61.6 has not only proven *Planck*'s potential for detecting high- z objects but also that the observational strategy we have applied for the follow-up of these sources is appropriate for understanding their nature. Moreover, our re-

sults show that PLCKHZ G95.5–61.6 is a unique and extremely interesting alignment of two high- z proto-clusters along the line of sight (not physically linked to each other), which host intense star formation activity.

References

- Amblard, A., Cooray, A., Serra, P., et al. 2011, *Nature*, 470, 510
Amblard, A., Cooray, A., Serra, P., et al. 2010, *Herschel-ATLAS: Dust temperature and redshift distribution of SPIRE and PACS detected sources using submillimetre colours*, arXiv:1005.2412
Andreone, S. & Huertas-Company, M. 2010, *ArXiv e-prints*
Andreone, S. & Huertas-Company, M. 2011, *A&A*, 526, A11
Aravena, M., Younger, J. D., Fazio, G. G., et al. 2010, *ApJ*, 719, L15
Arnouts, S., Cristiani, S., Moscardini, L., et al. 1999, *MNRAS*, 310, 540
Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Kiselman, D. 2004, *A&A*, 417, 751
Benítez, N. 2000, *ApJ*, 536, 571
Benítez, N., Ford, H., Bouwens, R., et al. 2004, *ApJS*, 150, 1
Bersanelli, M., Mandolesi, N., Butler, R. C., et al. 2010, *A&A*, 520, A4
Berta, S., Magnelli, B., Nordon, R., et al. 2011, *A&A*, 532, A49
Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
Bertin, E., Mellier, Y., Radovich, M., et al. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 281, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XI*, ed. D. A. Bohlender, D. Durand, & T. H. Handley, 228
Bethermin, M., Dole, H., Beelen, A., & Aussel, H. 2010, *A&A*, 512, 78
Bethermin, M., Dole, H., Lagache, G., Le Borgne, D., & Penin, A. 2011, *A&A*, 529, 4
Bethermin, M., Le Floch, E., Ilbert, O., et al. 2012, *A&A*, 542, A58
Biviano, A., Fadda, D., Durret, F., Edwards, L. O. V., & Marleau, F. 2011, *A&A*, 532, A77
Blain, A. W., Chapman, S. C., Smail, I., & Ivison, R. 2004, *ApJ*, 611, 725
Blain, A. W. & Longair, M. S. 1993, *MNRAS*, 264, 509
Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
Boulade, O., Charlot, X., Abbon, P., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4841, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 72–81
Braglia, F., Pierini, D., & Böhringer, H. 2007, *A&A*, 470, 425
Braglia, F. G., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 1187

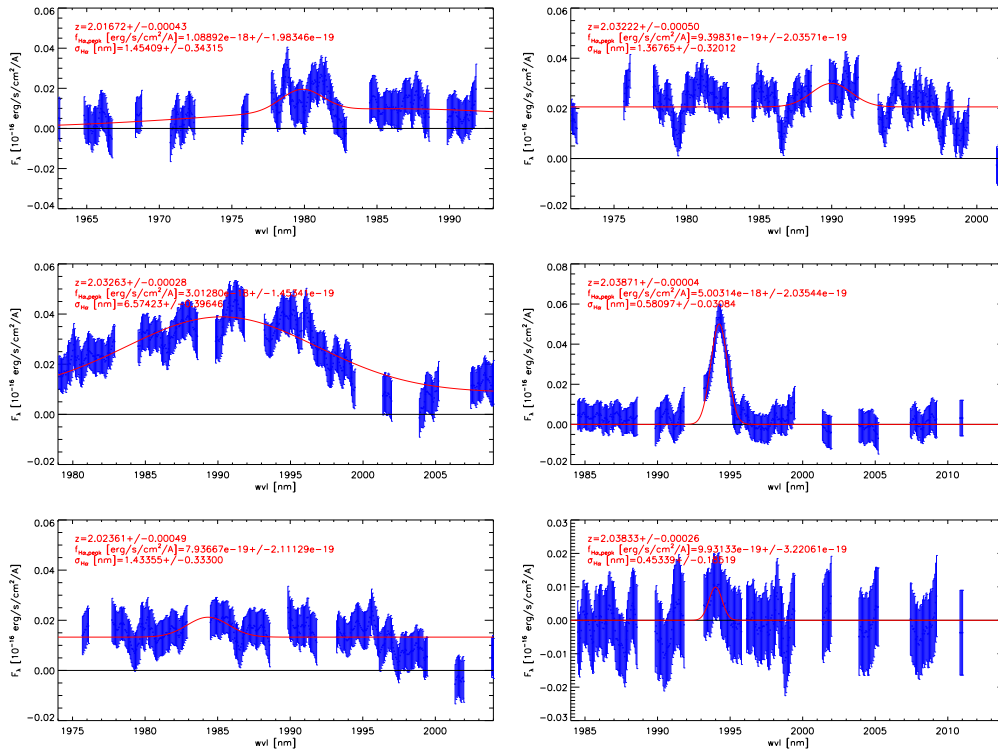
I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high-*z* dusty galaxies

Fig. 15. One-dimensional flux-calibrated spectra obtained with VLT/X-Shooter of the H_{α} emission for the galaxies located at $z \approx 2.0$ (blue dots with error bars). From left to right and from top to bottom, they correspond to D1, D2, C1a, C1b, D3 and A4a. Sky lines have been masked with a width of 1.0nm and the spectra have been boxcar smoothed to a resolution of 0.5nm. The observed points have been fitted to a theoretical model where the emission form H_{α} is assumed to be Gaussian and adding, where necessary, a continuum component or the emission from the [N II] λ 6583 line. This fit is shown as a solid red line.

Bristow, P., Vernet, J., & Modigliani, A. 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 224
 Brodwin, M., Gonzalez, A. H., Stanford, S. A., et al. 2012, *ApJ*, 753, 162
 Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
 Bruzual, A. G. & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
 Cañameras, R., Nesvadba, N., Guery, D., et al. 2015, *A&A*, submitted.
 Calzetti, D. 2001, *PASP*, 113, 1449
 Caputi, K. I., Lagache, G., Yan, L., et al. 2007, *ApJ*, 660, 97
 Castellano, M., Salimbeni, S., Trevese, D., et al. 2007, *ApJ*, 671, 1497
 Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
 Charlot, S. & Fall, S. M. 2000, *ApJ*, 539, 718
 Clements, D. L., Braglia, F. G., Hyde, A. K., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 1193
 Coleman, G. D., Wu, C.-C., & Weedman, D. W. 1980, *ApJS*, 43, 393
 Combes, F., Rex, M., Rawle, T. D., et al. 2012, *A&A*, 538, L4
 da Cunha, E., Charlot, S., & Elbaz, D. 2008, *MNRAS*, 388, 1595
 Daddi, E., Cimatti, A., Renzini, A., et al. 2004, *ApJ*, 617, 746
 Daddi, E., Renzini, A., Pirzkal, N., et al. 2005, *ApJ*, 626, 680
 Darvish, B., Sobral, D., Mobasher, B., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
 Farrah, D., Lonsdale, C. J., Borys, C., et al. 2006, *ApJ*, 641, L17
 Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, *ApJS*, 154, 10
 Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
 Franx, M., Labbé, I., Rudnick, G., et al. 2003, *ApJ*, 587, L79
 Freudling, W., Romaniello, M., Bramich, D. M., et al. 2013, *A&A*, 559, A96
 Galametz, A., Stern, D., Pentericci, L., et al. 2013, *A&A*, 559, A2
 Galametz, A., Stern, D., Stanford, S. A., et al. 2010, *A&A*, 516, A101
 Gladders, M. D. & Yee, H. K. C. 2000, *AJ*, 120, 2148
 Gobat, R., Daddi, E., Onodera, M., et al. 2011, *A&A*, 526, A133

Gobat, R., Strazzullo, V., Daddi, E., et al. 2013, *ApJ*, 776, 9
 Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, *ApJ*, 622, 759
 Greve, T. R., Weiß, A., Walter, F., et al. 2010, *ApJ*, 719, 483
 Guaita, L., Francke, H., Gawiser, E., et al. 2013, *A&A*, 551, A93
 Guiderdoni, B., Bouchet, F. R., Puget, J.-L., Lagache, G., & Hivon, E. 1997, *Nature*, 390, 257
 Hatch, N. A., De Breuck, C., Galametz, A., et al. 2011a, *MNRAS*, 410, 1537
 Hatch, N. A., Kurk, J. D., Pentericci, L., et al. 2011b, *MNRAS*, 415, 2993
 HerMES Collaboration, Oliver, S. J., Bock, J., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
 Herranz, D., González-Nuevo, J., Clements, D. L., et al. 2013, *A&A*, 549, A31
 Hezaveh, Y. D., Marrone, D. P., & Holder, G. P. 2012, *ApJ*, 761, 20
 Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
 Ilbert, O., Arnouts, S., McCracken, H. J., et al. 2006, *A&A*, 457, 841
 Ilbert, O., Capak, P., Salvato, M., et al. 2009, *ApJ*, 690, 1236
 Kashino, D., Silverman, J. D., Rodighiero, G., et al. 2013, *ApJ*, 777, L8
 Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., et al. 2003, *MNRAS*, 346, 1055
 Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
 Kuiper, E., Hatch, N. A., Venemans, B. P., et al. 2011, *MNRAS*, 1376, 1376
 Laher, R. R., Rebull, L. M., Gorjian, V., et al. 2012, *PASP*, 124, 764
 Lamarre, J., Puget, J., Ade, P. A. R., et al. 2010, *A&A*, 520, A9
 Le Floc'h, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, *ApJ*, 632, 169
 Lima, M., Jain, B., & Devlin, M. 2010, *MNRAS*, 406, 2352
 Magliocchetti, M., Silva, L., Lapi, A., et al. 2007, *MNRAS*, 375, 1121
 Mahajan, S., Raychaudhury, S., & Pimblett, K. A. 2012, *MNRAS*, 427, 1252
 Makovoz, D. & Khan, I. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 347, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, ed. P. Shopbell, M. Britton, & R. Ebert, 81

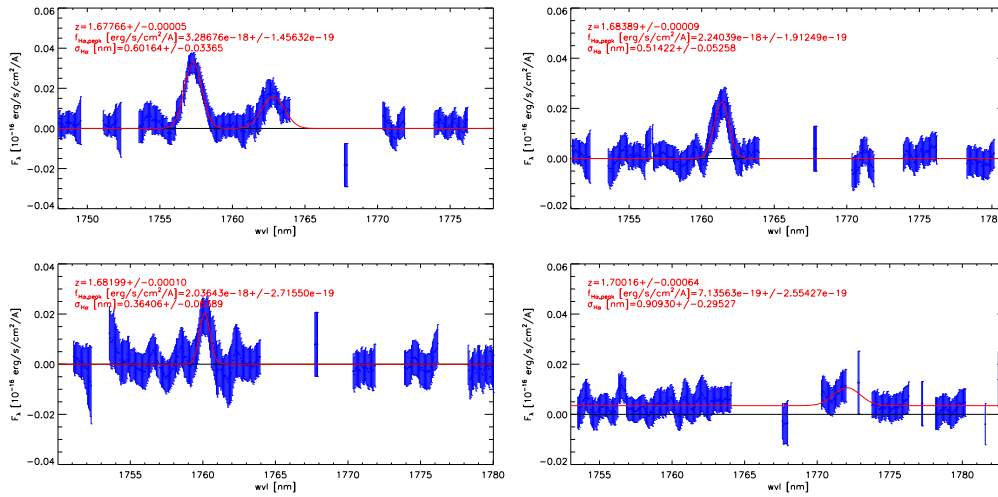
I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

Fig. 16. Same as Fig. 15 but for the galaxies located at $z \approx 1.7$. From left to right and from top to bottom, they correspond to A1, A2, B2a and A4b.

Mandolesi, N., Bersanelli, M., Butler, R. C., et al. 2010, *A&A*, 520, A3
Mannucci, F., Cresci, G., Maiolino, R., Marconi, A., & Gnerucci, A. 2010, *MNRAS*, 408, 2115
McCaugh, S. S. & Schombert, J. M. 2014, *AJ*, 148, 77
Mennella, A., Butler, R. C., Curto, A., et al. 2011, *A&A*, 536, A3
Miville-Deschênes, M. & Lagache, G. 2005, *ApJS*, 157, 302
Modigliani, A., Goldoni, P., Royer, F., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7737, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
Montier, L. A., Pelkonen, V. M., Juvela, M., Ristorcelli, I., & Marshall, D. J. 2010, *A&A*, 522, 83
Mortonson, M. J., Hu, W., & Huterer, D. 2011, *Physical Review D*, 83, 3015
Muzzin, A., Wilson, G., Demarco, R., et al. 2013, *ApJ*, 767, 39
Negrello, M., Hopwood, R., De Zotti, G., et al. 2010, *Science*, 330, 800
Negrello, M., Perrotta, F., González-Nuevo, J., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 1557
Nguyen, H. T., Schulz, B., Levenson, L., et al. 2010, *A&A*, 518, L5
Oliver, S. J., Bock, J., Altieri, B., et al. 2012, *MNRAS*, 424, 1614
Oteo, I., Bongiovanni, A., Magdis, G., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 1337
Paciga, G., Scott, D., & Chapin, E. L. 2009, *MNRAS*, 395, 1153
Pettini, M. & Pagel, B. E. J. 2004, *MNRAS*, 348, L59
Pierini, D., Flores-Cacho, I., Montier, L., et al. 2015 in prep.
Pierini, D., Maraston, C., Bender, R., & Witt, A. N. 2004, *MNRAS*, 347, 1
Pierini, D., Maraston, C., Gordon, K. D., & Witt, A. N. 2005, *MNRAS*, 363, 131
Planck HFI Core Team. 2011a, *A&A*, 536, A4
Planck HFI Core Team. 2011b, *A&A*, 536, A6
Planck Collaboration I. 2011, *A&A*, 536, A1
Planck Collaboration VII. 2011, *A&A*, 536, A7
Planck Collaboration XVIII. 2011, *A&A*, 536, A18
Planck Collaboration I. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5062
Planck Collaboration VI. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5067
Planck Collaboration VII. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5068
Planck Collaboration VIII. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5069
Planck Collaboration IX. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5070
Planck Collaboration X. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5071
Planck Collaboration XVI. 2014, *A&A*, in press, arXiv:1303.5076
Planck Collaboration CPP. 2015, *A&A*, in prep.
Planck Collaboration Int. XXVII. 2015, *A&A*, submitted.
Pope, A., Chary, R. R., Alexander, D. M., et al. 2008, *ApJ*, 675, 1171
Porter, S. C. & Raychaudhury, S. 2007, *MNRAS*, 375, 1409
Porter, S. C., Raychaudhury, S., Pimblet, K. A., & Drinkwater, M. J. 2008, *MNRAS*, 388, 1152
Pozzetti, L. & Mannucci, F. 2000, *MNRAS*, 317, L17
Puget, P., Stadler, E., Doyon, R., et al. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, Ground-based Instrumentation for Astronomy, ed. A. F. M. Moorwood & M. Iye,

978–987
Reichert, A., Böhringer, H., Fassbender, R., & Mühlegger, M. 2011, *A&A*, 535, A4
Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, *ApJ*, 739, L40
Ruel, J., Bazin, G., Bayliss, M., et al. 2014, *ApJ*, 792, 45
Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
Santos, J. S., Altieri, B., Popesso, P., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 1287
Santos, J. S., Fassbender, R., Nastasi, A., et al. 2011, *A&A*, 531, L15
Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
Sobral, D., Smail, I., Best, P. N., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1128
Stanford, S. A., Brodwin, M., Gonzalez, A. H., et al. 2012, *ApJ*, 753, 164
Swinbank, A. M., Papadopoulos, P. P., Cox, P., et al. 2011, *ApJ*, 742, 11
Tauber, J. A., Mandolesi, N., Puget, J., et al. 2010, *A&A*, 520, A1
Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2005, *A&A*, 431, 793
Venemans, B. P., Röttgering, H. J. A., Miley, G. K., et al. 2007, *A&A*, 461, 823
Vernet, J., Dekker, H., D'Odorico, S., et al. 2011, *A&A*, 536, A105
Vieira, J. D., Crawford, T. M., Switzer, E. R., et al. 2010, *ApJ*, 719, 763
Vieira, J. D., Marrone, D. P., Chapman, S. C., et al. 2013, *Nature*, 495, 344
Viero, M. P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al. 2009, *ApJ*, 707, 1766
Voges, W., Aschenbach, B., Böller, T., et al. 1999, *A&A*, 349, 389
Wall, J. V., Pope, A., & Scott, D. 2008, *MNRAS*, 383, 435
Wilkins, S. M., Gonzalez-Perez, V., Baugh, C. M., Lacey, C. G., & Zuntz, J. 2013, *MNRAS*, 431, 430
Zacchei, A., Maino, D., Baccigalupi, C., et al. 2011, *A&A*, 536, A5

Acknowledgements. We are greatly indebted to the staff and directors of IRAM, CFHT, and VLT, for their generous allocation of observing time for PLCKHZ G95.5–61.6 and spectacular help in carrying out or observations promptly and with great success. We would like to thank D. Scott, N. Welikala, M. Béthermin, M. Limousin and M. Polletta for their helpful input discussing this work. We would like to thank the anonymous referee for their useful comments and suggestions that helped to improve the quality of this paper. A description of the Planck Collaboration and a list of its members can be found at the [ESA website](#). The development of *Planck* has been supported by: ESA; CNES and CNRS/INSU-IN2P3-INP (France); ASI, CNR, and INAF (Italy); NASA and DoE (USA); STFC and UKSA (UK); CSIC, MICINN and JA (Spain); Tekes, AoF and CSC (Finland); DLR and MPG (Germany); CSA (Canada); DTU Space (Denmark); SER/SSO (Switzerland); RCN (Norway); SFI (Ireland); FCT/MCTES (Portugal); and DEISA (EU). The Herschel spacecraft was designed, built, tested, and launched under a contract to ESA managed by the *Herschel/Planck* Project team by an industrial consortium under the overall responsibility of the prime contractor Thales Alenia Space (Cannes), and including Astrium (Friedrichshafen) responsible for the payload module and for system testing

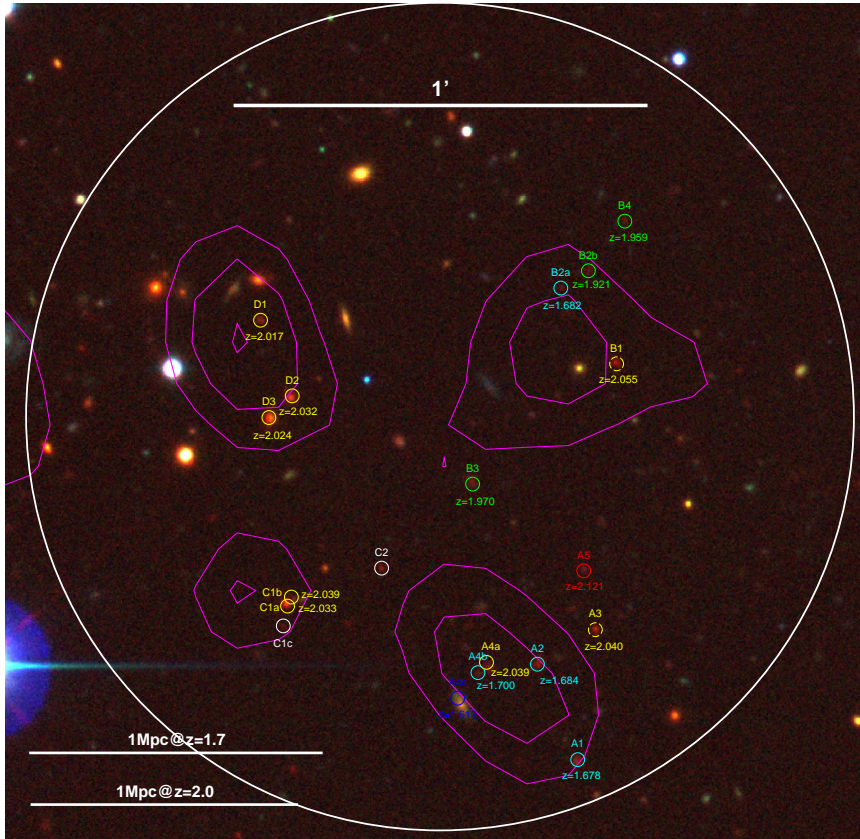
I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high- z dusty galaxies

Fig. 17. Zoom-in from Fig. 4 showing the location of the spectroscopically observed galaxies. The contours of the $250\ \mu\text{m}$ *Herschel*/SPIRE map are overplotted in magenta. These galaxies have been colour-coded according to their spectroscopic redshifts (also included in the figure), from dark blue (closest galaxy, i.e., A4c, $z = 1.613$) to red (farthest, A5, $z = 2.121$). The members of the two high- z structures are then shown in cyan ($z \approx 1.7$) and yellow ($z \approx 2.0$). The two galaxies for which we could not determine their spectroscopic redshifts (C1c and C2) are marked in white. **For reference**, a circle of $1'$ radius centred at RA = 00 : 00 : 43.31 and Dec = -01 : 25 : 50.5 is shown in white. In addition, the scales corresponding to a comoving size of 1 Mpc at $z \approx 1.7$ and $z \approx 2.0$ are also shown in the bottom left corner. North is up and East is left.

at spacecraft level, Thales Alenia Space (Turin) responsible for the service module, and Astrium (Toulouse) responsible for the telescope, with in excess of a hundred subcontractors. This work is based in part on observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. Based on observations obtained at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. Based on observations obtained with WIRCam, a joint project of CFHT, Taiwan, Korea, Canada, France, and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) which is operated by the National Research Council (NRC) of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation. This publication makes use of data products from SDSS. Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National

Science Foundation, and the U.S. Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>. SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration. Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme IDs 287.A-5063 and 089.A-0276. IFC, LM and EP acknowledge the support from grant ANR-11-BD56-015. DP acknowledges the financial support from Labex OCEVU. This work has been carried out thanks to the support of the OCEVU Labex (ANR-11-LABX-0060) and the A*MIDEX project (ANR-11-IDEX-0001-02) funded by the "Investissements d'Avenir" French government program managed by the ANR. We acknowledge the use of the HEALPix software (Górski et al. 2005). We acknowledge the use of the ESO Reflex Environment.

¹ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France

² Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse cedex 4, France

³ Aix-Marseille Université, Jardin du Pharo, 58 bd Charles Livon, F-13284 Marseille Cedex 7, France

I. Flores-Cacho et al.: Multiwavelength characterisation of *Planck*'s high-*z* dusty galaxies

⁴ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS (UMR8617) Université Paris-Sud 11, Bâtiment 121, Orsay, France

⁵ Institut Universitaire de France, 103 bd Saint-Michel, F-75005, Paris, France

⁶ Laboratoire AIM, IRFU/Service d'Astrophysique - CEA/DSM - CNRS - Université Paris Diderot, Bât. 709, CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

⁷ Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, F-13388 Marseille cedex 13, France

A.4 Probing star formation in the dense environments of $z \sim 1$ lensing halos aligned with dusty star-forming galaxies detected with the South Pole Telescope

Probing star formation in the dense environments of $z \sim 1$ lensing halos aligned with dusty star-forming galaxies detected with the South Pole Telescope

N. Welikala^{1*}, M. Béthermin², D. Guéry³, M. Strandet^{4†}, M. Aravena⁶, M. L. N. Ashby⁷, M. Bothwell⁸, A. Beelen³, L. E. Bleem^{9,11}, C. de Breuck², M. Brodwin¹², J. E. Carlstrom^{9,10,11,13,14}, S. C. Chapman¹⁵, T. M. Crawford^{9,13}, H. Dole³, O. Doré^{17,18}, W. Everett¹⁹, I. Flores-Cacho^{20,31}, A. H. Gonzalez²², J. González-Nuevo^{23,24}, T. R. Greve²⁵, B. Gullberg², Y. D. Hezaveh²⁶, G. P. Holder¹⁶, W. L. Holzapfel²¹, R. Keisler²⁶, G. Lagache³, J. Ma²², M. Malkan²⁸, D. P. Marrone²⁹, L. M. Mocanu^{9,13}, L. Montier^{20,31}, E. J. Murphy³², A. Omont³³, E. Pointecouteau^{20,31}, J. L. Puget³, C. L. Reichardt^{21,41}, K. M. Rotermond¹⁵, D. Scott³⁷, P. Serra³, J. S. Spilker²⁹, B. Stalder⁷, A. A. Stark⁷, K. Vanderlinde^{38,39}, J. D. Vieira^{40,18}, A. Weiß⁴

¹ Department of Physics, University of Oxford, Denys Wilkinson Building, Keble Road, OX1 3RH, UK

² European Southern Observatory, Karl Schwarzschild Straße 2, 85748 Garching, Germany

³ Institut d'Astrophysique Spatiale, CNRS (UMR8617) Université Paris-Sud 11, Bâtiment 121, Orsay, France

⁴ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69 D-53121 Bonn, Germany

⁵ University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

⁶ Núcleo de Astronomía, Facultad de Ingeniería, Universidad Diego Portales, Av. Ejército 441, Santiago, Chile

⁷ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

⁸ Cavendish Laboratory, University of Cambridge, JJ Thompson Ave, Cambridge CB3 0HA, UK

⁹ Kavli Institute for Cosmological Physics, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

¹⁰ Enrico Fermi Institute, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

¹¹ Department of Physics, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

¹² Department of Physics and Astronomy, University of Missouri, 5110 Rockhill Road, Kansas City, MO 64110, USA

¹³ Department of Astronomy and Astrophysics, University of Chicago, 5640 South Ellis Avenue, Chicago, IL 60637, USA

¹⁴ Argonne National Laboratory, 9700 S. Cass Avenue, Argonne, IL, USA 60439, USA

¹⁵ Dalhousie University, Halifax, Nova Scotia, Canada

¹⁶ Department of Physics, McGill University, 3600 Rue University, Montreal, Quebec H3A 2T8, Canada

¹⁷ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, California, U.S.A.

¹⁸ California Institute of Technology, 1200 E. California Blvd., Pasadena, CA 91125, USA

¹⁹ Department of Astrophysical and Planetary Sciences and Department of Physics, University of Colorado, Boulder, CO, 80309, USA

²⁰ Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse cedex 4, France

²¹ Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720, USA

²² Department of Astronomy, University of Florida, Gainesville, FL 32611, USA

²³ Instituto de Física de Cantabria (CSIC-Universidad de Cantabria), Avda. de los Castros s/n, Santander, Spain

²⁴ SISSA, Astrophysics Sector, via Bonomea 265, 34136, Trieste, Italy

²⁵ Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, UK

²⁶ Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA

²⁷ Physics Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA

²⁸ Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA 90095-1547, USA

²⁹ Steward Observatory, University of Arizona, 933 North Cherry Avenue, Tucson, AZ 85721, USA

³⁰ Department of Physics, University of Michigan, 450 Church Street, Ann Arbor, MI, 48109, USA

³¹ CNRS, IRAP, 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France

³² Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, MC 314-6, Pasadena, CA 91125, USA

³³ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS (UMR7095), 98 bis Boulevard Arago, F-75014, Paris, France

³⁴ Space Telescope Science Institute, 3700 San Martin Dr., Baltimore, MD 21218, USA

³⁵ Physics Department, Center for Education and Research in Cosmology and Astrophysics, Case Western Reserve University, Cleveland, OH 44106, USA

³⁶ Liberal Arts Department, School of the Art Institute of Chicago, 112 S Michigan Ave, Chicago, IL 60603, USA

³⁷ Department of Physics & Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, British Columbia, Canada

³⁸ Dunlap Institute for Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, 50 St George St, Toronto, Ontario, M5S 3H4, Canada

³⁹ Department of Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, 50 St George St, Toronto, Ontario, M5S 3H4, Canada

⁴⁰ Department of Astronomy and Department of Physics, University of Illinois, 1002 West Green Street, Urbana, IL 61801, USA

⁴¹ School of Physics, University of Melbourne, Parkville, VIC 3010, Australia

ABSTRACT

In this paper, we probe star formation in the environments of massive ($\sim 10^{13} M_{\odot}$) dark matter halos at redshifts of $z \sim 1$. The star formation in these dense environments is linked to a sub-millimetre clustering signal which we detect in maps of the *Planck* High Frequency Instrument that are stacked at the positions of a sample of high-redshift ($z > 2$) strongly-lensed dusty star-forming galaxies (DSFGs) selected from the South Pole Telescope (SPT) 2500 deg² survey. We find the clustering signal has sub-millimetre colours consistent with the mean redshift of the foreground lensing halos ($z \sim 1$). We report a mean excess of star formation rate (SFR) compared to the field, of $(2700 \pm 700) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ from all galaxies contributing to this clustering signal within a radius of 3.5' from the positions of the SPT DSFGs. The magnitude of the *Planck* excess is in broad agreement with predictions of a current model of the cosmic infrared background that links star formation to dark matter halos. The model predicts that 80% of the excess emission measured by *Planck* originates from galaxies lying in the neighbouring halos of the lensing halo while the rest comes from the lensing halos themselves. Using *Herschel* maps of the same fields, we detect individual sources at high significance ($> 5\sigma$) that contribute to the *Planck* excess. We find a clear excess of such sources, relative to the field, within a radius of 3.5' of the SPT DSFGs, and also find the detected sources have colours that are consistent with the redshifts of the lensing halos. The mean excess SFR compared to the field is measured to be $(370 \pm 40) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ per resolved, clustered source. Our findings suggest that the environments around these massive $z \sim 1$ lensing halos host intense star formation out to about 2 Mpc. The relative clustering contamination of the *Planck* stack, defined as the ratio of the flux from the clustered component in the stack to the flux from the high redshift compact source component, is frequency-dependent: for the four *Planck* channels considered here, it is 0.1 ± 0.6 at 217 GHz, 0.2 ± 0.2 at 353 GHz, 0.6 ± 0.3 at 545 GHz and 1.2 ± 0.5 at 857 GHz. We note that the flux enhancement due to clustering should be taken into account when measuring flux densities of galaxies in *Planck* data.

Key words: Surveys – Galaxies: statistics – Cosmology: Cosmic Infrared Background – Galaxies: star formation – Submillimetre: galaxies

e3

1 INTRODUCTION

Although it is known that the local environment of a galaxy impacts its star formation, the magnitude of the effect is unclear, particularly at high redshifts. Studies in the low redshift ($z \sim 0.1$) Universe show that star formation in galaxies is suppressed in highly dense environments such as in the centres of clusters, consistent with the effects of physical mechanisms such as ram-pressure stripping (e.g., Hogg et al. 2004; Blanton et al. 2005). However, the high-redshift picture is murkier. Some studies – for example, Elbaz et al. (2007), Cooper et al. (2008) and Popesso et al. (2011) – have found that the star formation rate (SFR)-density relation is either reversed or weaker at $z \sim 1$ than at $z \sim 0$. The picture that has emerged from these studies is one of galaxies that are still actively forming stars at $z \sim 1$ in high density environments such as the centres of groups. These may precede the formation of red, passive ellipticals that are observed in the centres of clusters at $z \sim 0$. However, not all studies agree. Feruglio et al. (2010) found no reversal of the SFR-density relation in the Cosmic Evolution Survey (COSMOS), and Ziparo et al. (2014) who investigated the evolution of the SFR-density relation up to $z \sim 1.6$ in the Extended Chandra Deep Field-South Survey (ECDFS) and the Great Observatories Origins Deep Survey (GOODS), also found no reversal.

In this paper, we target dense environments associated with massive ($M \gtrsim 10^{13} M_{\odot}$) dark matter lensing halos at $z \sim 1$ and probe star formation in these dense environments. Our study falls into the context of a known correlation between the Cosmic Infrared Background (CIB, the thermal radiation from UV-heated dust in

distant galaxies) and gravitational lensing (see, e.g., Blake et al. 2006; Wang et al. 2011; Hildebrandt et al. 2013; Holder et al. 2013; Planck Collaboration XVIII 2014). To select the dense environments, we start with a sample of high-redshift ($z > 2$) strongly-lensed dusty star-forming galaxies (DSFGs) discovered with the South Pole Telescope (SPT, Carlstrom et al. 2011). These DSFGs have been strongly lensed by foreground, massive early-type galaxies at $z \sim 1$ which trace high-density environments (Hezaveh et al. 2013; Vieira et al. 2013). Our approach is to stack the *Planck* maps at the positions of the SPT DSFGs and search for an excess of far-infrared emission, relative to the field, in the environments of these foreground halos.

The stacked image contains the sum of a number of astrophysical components: (1) the parent sample of SPT DSFGs, (2) the mean background from the CIB (Lagache et al. 2005; Dole et al. 2006), (3) high-redshift sources clustered around the DSFGs, and (4) foreground sources associated with and clustered around the lensing halo. The first component should be unresolved relative to the point spread function (PSF) of the *Planck* map, and the second component should be a flat DC component in the map. The latter two clustered components would manifest themselves as a radially dependent excess relative to the *Planck* PSF. We use higher-resolution *Herschel* maps to isolate the emission from the background DSFGs and from the clustered signal. *Planck* is well suited to characterising this clustering signal because the beam size of *Planck* is well matched to the angular scale of the excess signal (e.g., Fernandez-Conde et al. 2008, 2010; Berta et al. 2011; Béthermin et al. 2012c; Viero et al. 2013b), and its wide frequency coverage enables an estimate of its mean redshift. At $z \sim 1$, the

© 0000 RAS

* E-mail: niraj.welikala@astro.ox.ac.uk

† Member of the International Max Planck Research School (IMPRS) for Astronomy and Astrophysics at the Universities of Bonn and Cologne

Planck beam probes physical scales of around 2 Mpc. In the context of the halo model (Mo & White 1996; Sheth & Tormen 1999; Benson et al. 2000; Sheth et al. 2001), on these scales, we are probing both the ‘one-halo term’ (which is due to distinct baryonic mass elements that lie within the same dark matter halo and which describes the clustering of galaxies on scales smaller than the virial radius of the halo), and the ‘two-halo term’ (due to pairs of galaxies in separate halos and which gives rise to galaxy clustering on larger scales).

The paper is structured as follows. In Sect. 2, we describe the SPT DSFG sample and the ancillary data that we use for the analysis. We describe our methods in Sect. 3. We show the results in Sect. 4, which is split into two parts. The first part (Sect. 4.1) presents the excess of flux density we observe in the *Planck* stacks we construct relative to the flux densities from higher-resolution data at the same frequencies. We measure the clustered component from the *Planck* stacks, quantify the clustering contamination, obtain an SED and mean photometric redshift of the clustered component, derive a corresponding far-infrared (FIR) luminosity and SFR, and show the radial profiles of the various components of the *Planck* stack. In the second part (Sect. 4.2), we use *Herschel*/SPIRE observations to search for the individual sources that are responsible for the *Planck* excess and to constrain the nature of these sources. In Sect. 5, we interpret the *Planck* excess using a model of the CIB that relates infrared galaxies to dark matter halos. We discuss the implications of our results in Sect. 6 and present our conclusions in Sect. 7. Some supporting analyses and descriptions are presented in the Appendix. We refer to frequency rather than wavelength units throughout this paper. We use a Λ CDM cosmology with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$ and $\Omega_\Lambda = 0.73$.

2 DATA

2.1 South Pole Telescope selection

The South Pole Telescope (SPT, Carlstrom et al. 2011) is a 10-m millimetre/submillimetre (mm/sub-mm) telescope located at the geographic South Pole and is designed for low-noise observations of diffuse, low-contrast sources such as primary and secondary anisotropies in the cosmic microwave background (CMB, e.g., Reichardt et al. 2012; Story et al. 2013). The first generation SPT-SZ camera was a 960-element, three-band (95, 150 and 220 GHz) bolometric receiver. The sensitivity and angular resolution of the SPT make it an excellent instrument for detecting extragalactic sources of emission (Vieira et al. 2010).

The observations, data reduction, flux calibration, and generation of the extragalactic millimetre-wave point source catalogue are described in Vieira et al. (2010) and Mocanu et al. (2013). Sources detected in the SPT maps were classified as dust-dominated or synchrotron-dominated based on the ratio of their 150 GHz and 220 GHz flux densities. Approximating the spectral behaviour of sources between 150 GHz and 220 GHz as a power law, $S_\nu \propto \nu^\alpha$, we estimated the spectral index α for every source. A spectral index $\alpha \approx 3$ is typical for sources dominated by dust emission while $\alpha \approx -1$ is typical for the synchrotron-dominated population (see Vieira et al. 2010, for details). The sample of DSFGs used here is selected from the full 2500 deg² SPT source catalog using a cut on the raw 220 GHz flux density ($S_{220} > 20 \text{ mJy}$) and on spectral index ($\alpha > 1.66$). In addition, sources also found in the Infrared Astronomy Satellite Faint-Source Catalogue (IRAS-FSC, Moshir et al. 1992), which are typically at $z \ll 1$ (median $\langle z \rangle = 0.003$,

were removed from the sample, leaving a population of bright, dust-dominated galaxies without counterparts in IRAS.

In this work, our parent sample comprises 65 DSFGs discovered by SPT over 2500 deg² (Vieira et al. 2010). The 220 GHz source selection in this work exploits the nearly redshift-independent selection function of DSFGs at this frequency (e.g., Blain et al. 2002). The mean redshift of the SPT sample is $\langle z \rangle = 3.5$, as determined by Weiß et al. (2013) through a CO redshift survey conducted with ALMA for a sample of 26 of these DSFGs. ALMA has now confirmed that the majority of the SPT DSFGs are strongly lensed (Hezaveh et al. 2013; Vieira et al. 2013). The lensing dark matter halos which are aligned with the SPT DSFGs are empirically observed to lie in the redshift range $z \sim 0.1\text{--}2.0$, in agreement with the theoretical prediction of $\langle z_{\text{lens}} \rangle = 1.15$ (with a $FWHM = 1.53$) from Hezaveh & Holder (2011). Table 1 summarizes the SPT sample selection, the SPT sky coverage and depths, and the number of sources with ancillary observations that were used in this analysis. These include *Herschel*/SPIRE, APEX/LABOCA and ALMA imaging, the latter used to obtain accurate positions of the SPT sources in the analysis. The ancillary observations are described more fully below.

2.2 Planck

*Planck*¹ (Tauber et al. 2010; Planck Collaboration I 2011, 2014) is the third space mission to measure the anisotropy of the CMB. It observed the sky in nine frequency bands covering 28.5 – 857 GHz with high sensitivity and angular resolution from 32/24 to 4/33. The High Frequency Instrument (HFI Lamarre et al. 2010; Planck HFI Core Team 2011; Planck Collaboration VI 2014) covered the 100, 143, 217, 353, 545, and 857 GHz bands with bolometers cooled to 0.1 K. In the present work we use the public *Planck* HFI maps, which can be obtained from the *Planck* Legacy Archive². The HFI data come from the nominal mission acquired between 13 August 2009 and 27 November 2010. These are converted from units of thermodynamic temperature to intensity units (MJy sr⁻¹, Planck Collaboration IX 2014). From the full-sky *Planck* HEALpix maps (Górski et al. 2005) with a resolution parameter $N_{\text{side}} = 2048$, we extract *Planck* patches (in the tangential plane, using a gnomonic projection) corresponding to each SPT field. The pixel scale in these *Planck* patches is 1'. We then extract $1^\circ \times 1^\circ$ cutouts around each SPT source, centred on the SPT-derived position of the source.

2.3 IRIS

We combine the *Planck*-HFI data with 3000 GHz IRIS photometry (Miville-Deschênes & Lagache 2005). IRIS is a reduction of the IRAS 3000 GHz data (Neugebauer et al. 1984) that benefits from an improved zodiacal light subtraction, and from a calibration and zero level which are compatible with the Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE), and from better de-stripping. At 3000 GHz, IRIS maps are a significant improvement compared to the Schlegel et al. (1998) maps. The angular resolution of the maps is 4.3'. From

¹ *Planck* is a project of the European Space Agency - ESA - with instruments provided by two scientific Consortia funded by ESA member states (in particular the lead countries: France and Italy) with contributions from NASA (USA), and telescope reflectors provided in a collaboration between ESA and a scientific Consortium led and funded by Denmark.

² http://www.sciops.esa.int/index.php?page=Planck_Legacy_Archive&project=planck

4 *N. Welikala et al.***Table 1.** SPT survey parameters and the DSFG sample used in this analysis

Sky coverage in SPT main survey	2500 deg ²
Spatial resolution at 220 GHz	1'
Sensitivity at 220 GHz	3.4 – 4.5 mJy beam ⁻¹ rms
Main sample: number of DSFGs with $S_{220} > 20$ mJy	65
Number of DSFGs observed with APEX/LABOCA	65
Number of DSFGs detected in APEX/LABOCA and with measured LABOCA flux densities	61
Number of DSFGs observed with <i>Herschel</i> SPIRE	65
Number of DSFGs detected in <i>Herschel</i> SPIRE and with measured SPIRE flux densities	62
Number of DSFGs detected in <i>Herschel</i> SPIRE and with ALMA 100 GHz positions	26

the IRIS maps, we extract $1^\circ \times 1^\circ$ cutouts of the SPT sources as in Sect. 2.2.

2.4 APEX continuum imaging

All the SPT sources from the 2500 deg² survey data were imaged at 345 GHz with the Large APEX BOLometer CAmera (LABOCA) at APEX³. LABOCA (Siringo et al. 2009) is a 295-element bolometer array with a field-of-view of 11.4 in diameter and an angular resolution of 19.7" (FWHM). The central frequency of LABOCA is 345 GHz (870 μ m), with a passband FWHM of approximately 60 GHz. The map size is approximately 12'. Observations were carried out under good weather conditions (median precipitable water vapour value of 0.9 mm, with a range of 0.3 mm to 1.5 mm). The data reduction was performed in the same manner as in Greve et al. (2012). Sixty one of the 65 SPT sources in this study were detected in the LABOCA maps and had measured flux densities.

2.5 *Herschel*

We use *Herschel* Spectral and Photometric Imaging Receiver (SPIRE) observations of the SPT DSFGs in order to: (a) look for a statistical excess (relative to the field) of bright, individually detected sources that contribute to the *Planck* excess signal; (b) confirm that these bright, detected sources are associated with the $z \sim 1$ SPT lensing halos; and (c) estimate the mean contribution of these clustered sources to the excess of star formation that is observed in the environments around the lensing halos. The SPIRE instrument, its in-orbit performance and its scientific capabilities are described in Griffin et al. (2010), while its calibration methods and accuracy are outlined in Swinyard et al. (2010). We use two sets of SPIRE maps for this work.

• *SPIRE 10' \times 10' maps:* The SPIRE maps at 1200 GHz (250 μ m), 857 GHz (350 μ m), and 545 GHz (500 μ m) used in this work were made from data taken during observing programmes OT1_jvieira_4, OT2_jvieira_5, DDT_mstrande_1 and DDT_jgreve_2 for the lensed SPT DSFGs that were selected from the 2500 deg² SPT survey. These maps had coverage complete to a radius of 5' from the nominal SPT-derived position. More accurate positions of the SPT DSFGs were then obtained for the analysis on the SPIRE maps (see Sect. 2.6). The maps were produced via the standard reduction pipeline HIPE v9.0, the SPIRE Photometer Interactive Analysis package v1.7, and the calibration product v8.1. The median rms in these maps is 9.7 mJy at 1200 GHz, 8.9 mJy at 857 GHz

and 9.9 mJy at 545 GHz. This is dominated by confusion noise (approximately 6 mJy in each band). All 65 SPT sources were imaged with SPIRE and 62 were detected and had measured flux densities.

• *SPIRE observations of the Lockman-SWIRE field:* We use archival SPIRE data from the *Herschel* Multi-tiered Extragalactic Survey (HerMES, Oliver et al. 2012) of the Lockman-SWIRE field centred on RA=10:48:00.00, Dec=+58:08:00.0 and 18.2 deg² in area⁴. The 5σ confusion noise is 27.5 mJy at 857 GHz (Nguyen et al. 2010) and the total 5σ noise (including instrumental noise) at 857 GHz is approximately 40 mJy.

2.6 ALMA

When performing the analysis on the *Herschel*/SPIRE images, we use the positions of the SPT DSFGs that were derived from ALMA 100 GHz (3 mm) continuum observations whenever they are available. Thus for 26 galaxies, we use the ALMA positions and for the remainder, we use the positions given by LABOCA. The ALMA positions used here were reported in Weiß et al. (2013).

3 METHODS

In this section, we describe our methods for (1) stacking *Planck* HFI maps at the positions of the SPT DSFGs and performing photometry on the stacked maps and (2) performing source detection and photometry on the *Herschel*/SPIRE maps.

3.1 Stacking *Planck* maps at the locations of SPT DSFGs

The noise at the high frequencies in *Planck* is dominated by confusion noise from the CIB (Planck Collaboration XVIII 2011). Stacking the *Planck* maps at the locations of SPT sources enables us to go beyond the confusion noise level that impacts individual detections of DSFGs (e.g., Dole et al. 2006). We also perform simulations to correct for a positional offset of the SPT DSFGs due to the effect of pixelization in the HEALPIX scheme (see Appendix B).

We perform aperture photometry on the stacked maps at each *Planck* HFI frequency within a 3/5 radius of the SPT DSFG locations. This corresponds exactly to the radius of the region over which we perform the *Herschel* detection and photometry of sources around the SPT DSFGs (see Sect. 3.2). We also investigated larger aperture sizes (up to a radius of 5') and found that it produced no significant differences in the results.

We constrain the uncertainties on the average flux densities measured via stacking by performing 1000 bootstrap realizations

³ Based on observations from MPI projects 085.F-0008 (2010), 087.F-0015 (2011), 089.F-0009, 091.F-0031 (2013), and ESO project 089.A-0906A (2012)

⁴ <http://hedam.oamp.fr/HerMES/release.php>

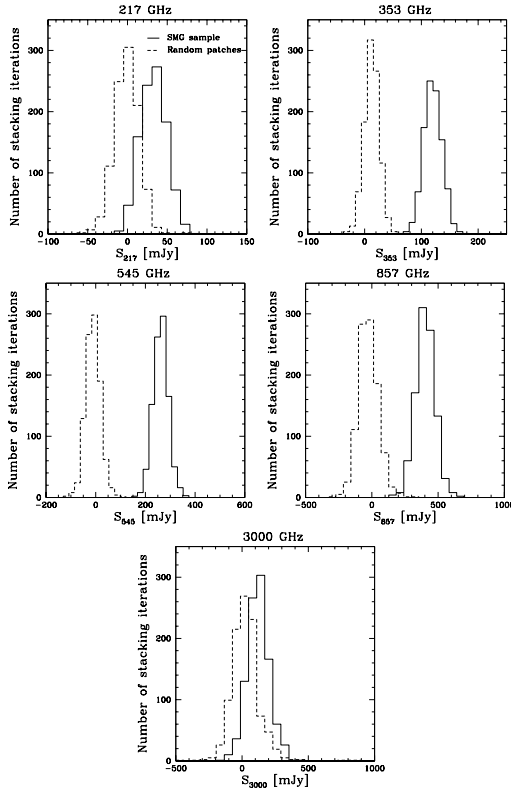


Figure 1. Distribution of *Planck* and IRIS flux densities from aperture photometry within a radius of $3.5'$ over: (1) 1000 bootstrap realizations of the stack of $65\ 1^\circ \times 1^\circ$ patches of the SPT DSFGs (solid line); and (2) 1000 iterations of stacking the same number (65) of $1^\circ \times 1^\circ$ patches selected randomly from the *Planck* maps covering the SPT fields at 217, 353, 545, 857 GHz and from the IRIS maps at 3000 GHz (dashed line). At 217 and 3000 GHz, there is a much larger number of stacks on random locations which have flux densities that are as high as the stacks on the SPT sources, compared to the other frequencies. The 353, 545, and 857 GHz channels are therefore cleaner.

of the stacked sample. Each bootstrap realization is constructed by randomly selecting, with replacement, 65 SPT sources, stacking their *Planck* maps, and measuring the flux density in the resulting image. The scatter is determined by the 68% confidence level in the resulting flux density distribution. Fig. 1 shows the distribution of flux densities obtained after doing aperture photometry on bootstrap realizations of these stacked maps at each *Planck* frequency and at the IRIS frequency. Also shown, for the same frequencies, are the flux density distributions (again after doing aperture photometry with a $3.5'$ aperture radius) for 1000 iterations of stacking the same number (65) of $1^\circ \times 1^\circ$ maps which are selected randomly in the *Planck* sky of the SPT fields. The flux density distributions that result from this null test are all peaked around zero, as expected, and at 353, 545, and 857 GHz, are quite distinct from the distribution of flux densities obtained from the 1000 bootstrap re-

alizations of stacking maps at the positions of the 65 SPT DSFGs. However, at 217 and 3000 GHz, there is a much larger number of stacks in the null test which have flux densities that are as high as those derived from the bootstrap realizations on the SPT sources, compared to the other frequencies. This is due to fluctuations of the Galactic cirrus at 3000 GHz and of the CMB at 217 GHz in the stacked *Planck* and IRIS maps. Our paper therefore focuses on the signal from 857, 545, and 353 GHz. In Appendix A, we show that the bootstrap and photometric uncertainties in the *Planck* flux densities are similar and that the uncertainty due to inhomogeneity in the SPT sample is negligible. We will use the bootstrap uncertainties throughout the analysis.

3.2 *Herschel* source detection and photometry

We create $10'$ -by- $10'$ maps centered on the SPT DSFGs in each SPIRE band. Due to the short size of the scan pass ($10'$), the map-maker does not accurately recover angular scales as large as several arcminutes. This means that these maps are poorly suited to recovering the clustering signal on $3.5'$ scales (as was done with *Planck*). Therefore we focus on individually detected sources in the SPIRE maps.

We extract the resolved sources in the SPIRE maps as well as in the blank HerMES Lockman-SWIRE field (which was used as a reference field) in order to verify that there is indeed an excess of resolved sources that contribute to the large-scale clustering signal observed by *Planck*. We use the STARFINDER algorithm (Diolaiti et al. 2000) which was developed to blindly extract sources from confused maps, for this purpose. In order to avoid an extraction bias (which can vary with position in the maps), we consider only high significance detections: $S_{857} > 50$ mJy, approximately 6σ in the HerMES Lockman SWIRE field and in the SPIRE maps of the SPT sources.

The coverage of the maps of the SPT sources is not homogeneous. We only extract sources within $3.5'$ of the SPT DSFG in order to minimize the effect of inhomogeneity. We have also verified that small changes to this radius (between $2.5'$ – $3.5'$) do not impact our results. We do not use the S_{545}/S_{857} colours in the analysis because the 600 GHz ($500\ \mu\text{m}$) maps (beam FWHM= $36''$) suffer from a larger degree of source confusion than the 1200 GHz (FWHM= $18''$) and 857 GHz (FWHM= $25''$) maps. Hence we focus on the S_{857}/S_{1200} colours in this work.

We compute S_{857}/S_{1200} colours of these 857 GHz-flux-selected galaxies using two different methods, depending on whether or not they are detected independently at 1200 GHz. For objects detected at both frequencies, we take the flux densities reported by STARFINDER at each frequency. Some red objects are not detected at 1200 GHz. For these galaxies, we measure the 1200 GHz flux density at the 857 GHz position using FASTPHOT (Béthermin et al. 2010b), which is designed to deblend sources with known positions. To obtain the most accurate flux densities possible, we also add the other sources in the same field, which are detected at 1200 and 857 GHz, to the list of positions used by FASTPHOT. In general, we recover source flux densities at 3 – 6σ (which is just below the blind detection threshold), and the precision on the colours is between 16.5 and 33.0%. The same algorithm is applied to the maps of the SPT sources and the control field so as to have the same potential residual biases, since our goal is not to obtain an absolute measurement of the colour distribution, but to detect potential differences between the environment of SPT sources and blank fields. In order to check the quality of our source extraction we perform Monte Carlo simulations (Ap-

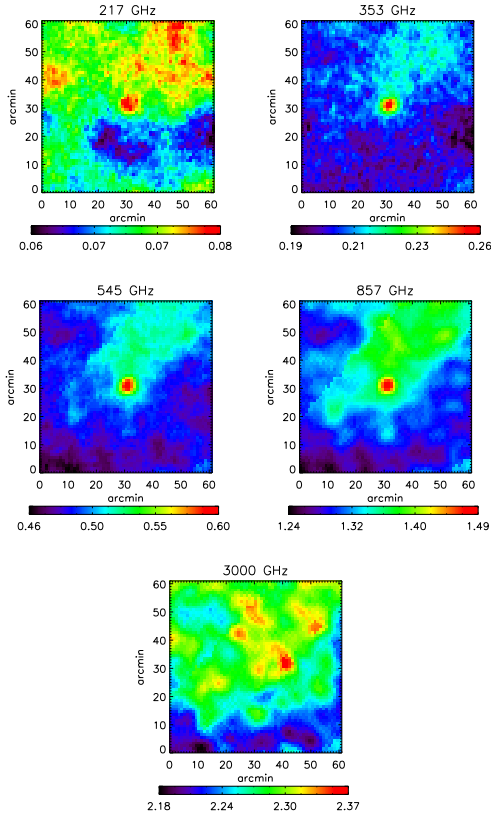
6 *N. Welikala et al.*

Figure 2. $1^\circ \times 1^\circ$ *Planck* and IRIS maps (in units of MJy sr^{-1}) which are stacked at the positions of the SPT DSFGs. Each map that comprises the stack is centered on the SPT-derived position of the DSFG. The signal from the DSFGs is strong at 353, 545, and 857 GHz.

pendix C), injecting sources into both the maps of the SPT sources and the larger HerMES field. We check the output against input flux densities at each frequency. We also examine the completeness as a function of flux density, where completeness is defined as the fraction of recovered sources. For the rather conservative flux density cut at $S_{857} > 50 \text{ mJy}$, the completeness is higher than 95% and flux boosting (due to Malmquist and Eddington bias and from source confusion) is below 5% in both the maps of the SPT sources and the control field.

4 RESULTS

Here, we present our results in two broad divisions: (1) the measurement and analysis of the clustered component from stacking the *Planck* HFI maps at the locations of the SPT DSFGs; and (2) the confirmation, using *Herschel* observations, of the clustering signal and the nature of the sources contributing to this clustering signal.

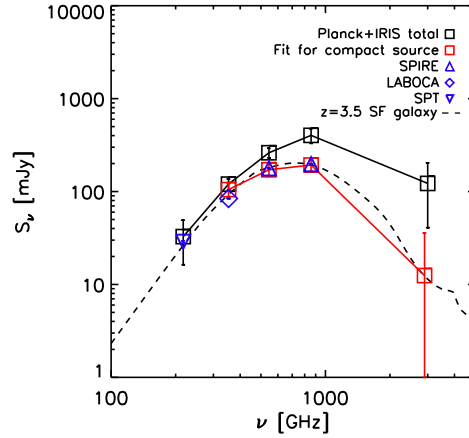


Figure 3. Comparison of the mean *Planck* (217–857 GHz) and IRIS (3000 GHz) flux densities of the SPT sample after stacking the *Planck* and IRIS maps (at the positions of the SPT DSFGs) with: (a) the mean SPT 220 GHz flux density of the sample (blue inverted triangle); (b) the mean APEX/LABOCA flux density at 345 GHz (blue diamond); and (c) the mean *Herschel*/SPIRE flux density at 857 GHz and 545 GHz (blue triangles). The mean *Planck* and IRIS flux densities are estimated from: (i) aperture photometry (black squares and line); and (ii) after fitting simultaneously for the source, clustering and background in the stacked *Planck* and IRIS maps using the formalism given in Appendix D (red squares and line). There is no fitted flux measurement of the compact source component shown at 217 GHz because we have SPT flux measurements for the full SPT sample and we use the mean SPT flux density at 220 GHz to constrain the fitting to the clustered term, as described in Sec. 4.1. *Planck* and IRIS photometric uncertainties are obtained by bootstrapping ($N_{\text{boot}} = 1000$ over the stack). Also shown is an SED of a $z = 3.5$ star-forming galaxy generated from the Magdis et al. (2012) effective templates (dashed line). The SED derived from aperture photometry in the stack (black line) is wider than this typical SED of a star-forming galaxy, because it is a superposition of the SEDs of a high redshift compact component and a low redshift clustered component. Subtracting the best-fit clustered term from the *Planck* flux densities brings them into agreement with the SPIRE and LABOCA flux densities.

4.1 The *Planck* excess

We present the results of the stacking analysis, including the measurement of the clustered component, its SED and photometric redshift, and we estimate the SFR of all the galaxies contributing to the signal. Finally, we present azimuthally-averaged profiles of the different components in the *Planck* stack.

4.1.1 Measuring the clustered component

Figure 2 shows the stacked *Planck* and IRIS maps which are co-added at the positions of the 65 SPT DSFGs. Figure 3 shows the mean spectral energy distribution (SED) of the sample that is derived from *Planck* and IRIS data after performing aperture photometry on the stacked maps (black squares and line). The dashed line in Fig. 3 is a model galaxy SED at $z = 3.5$ generated from the SED library of Magdis et al. (2012). We observe that the mean SED of the sample that is derived from doing aperture photometry on the

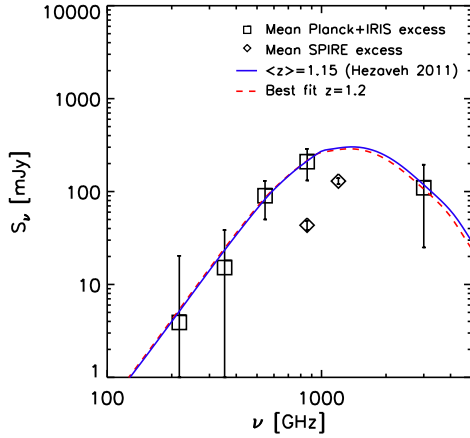


Figure 4. SED of the *Planck* excess (black squares), which is derived from the difference between the total flux density within a $3/5$ radius (black squares in Fig. 3) and the flux density of the compact source in the stack (red squares in Fig. 3). There is no significant evidence of an excess at 220 GHz or 353 GHz; the data are consistent with zero at 1σ . We also compare the *Planck* excess SED with two star-forming galaxy SEDs that are generated from the B12 library (Béthermin et al. 2012a) and redshifted to: (1) the predicted mean redshift ($z \sim 1.15$) of the SPT lensing halos in Hezaveh & Holder (2011) (blue line); (2) the best fitting redshift ($z \sim 1.2$) found by maximizing the probability distribution for the redshift $p(z)$ (red dashed line). The data requires $T_d > 50$ K at 95% confidence if we assume the excess emission originates from $z = 3.5$. On the other hand, if we assume $z = 1.15$, we obtain $T_d = (32 \pm 19)$ K (in addition, $T_d = (33 \pm 20)$ K for $z = 1.2$ from the best fit to the *Planck* excess in Fig. 4) which is within the range of expected dust temperatures of galaxies (see Sect. 4.1.3). Finally, we show the mean excess of flux density S_{excess} at 857 GHz and 1200 GHz from sources that are detected in *Herschel*/SPIRE within $3/5$ of the SPT DSFGs. This excess in flux density is computed relative to all other sources that have been detected at the same flux density threshold in a larger control field (see Sect. 4.2 and Eq. 2). It is expected that the detected SPIRE sources account for a fraction (approximately 20% at 857 GHz) of the *Planck* excess (Béthermin et al. 2012c).

stacked maps is not simply a rescaling of a typical star-forming galaxy SED at $z = 3.5$. As a comparison with the *Planck* flux density measurements, we also show the mean flux density measurements of the DSFGs (with the same selection in S_{220}) at higher resolution, at 220 GHz (the SPT measurement), 345 GHz (LABOCA), 545 GHz and 857 GHz (SPIRE). The LABOCA and SPIRE measurements shown in Fig. 3 are the mean flux densities for all SPT sources which were detected in the LABOCA and SPIRE maps respectively and which had measured flux densities (see Table 1). We observe an excess in the *Planck* flux density particularly at the highest frequencies, compared to the flux density from other observations at the same frequencies (albeit with relatively high uncertainties): 206 ± 73 mJy at 857 GHz, 84 ± 31 mJy at 545 GHz, and 36 ± 16 mJy at 353 GHz. At 220 GHz, the excess is statistically not significant: 4 ± 16 mJy.

One possible source of the excess in the *Planck* maps is sub-mm emission from sources clustered within the *Planck* beam. The stacked signal can therefore be decomposed into two components,

a DSFG contribution and a clustered component. We consider two scenarios here:

- If the clustered component is at the same redshift as the DSFGs and consists itself primarily of DSFGs, the SEDs of both components should be very similar. In particular, the peaks of the SEDs will be at approximately the same frequencies. The excess will thus be constant in frequency modulo some noise due to dust temperature and emissivity variations.
- If the clustered component is at a lower redshift than the DSFGs, then the SED of the clustered component would be expected to peak at a higher frequency than the stacked DSFGs.

The trend of the measured excess signal with frequency is more consistent with the second scenario. This implies that the clustered signal within the *Planck* beam has a much larger contribution from low redshift sources than from any clustered sources in the neighborhood of the DSFGs. Given the fact that the majority of SPT DSFGs are lensed, their positions are correlated with massive dark matter halos at $z \sim 1$, so we expect to detect sub-mm emission from galaxies in the lensing halos.

We next test the hypothesis that there is a clustered signal within the $3/5$ radius aperture. We fit the stacked *Planck* maps to a model following the formalism of Béthermin et al. (2010b, 2012c) and Heinis et al. (2013). The model has 3 components: (1) the compact source, (2) the clustered component, and (3) the background.

The method is described fully in Appendix D. We use this formalism to extract the mean flux density of the compact source (red points and line in Fig. 3) by fitting simultaneously for all three components in the stack. The *Planck* excess is now defined as the difference between the compact source’s flux density and the total flux density within the $3/5$ radius aperture. The same excess is recovered if we apply the above method to first remove the compact source from the raw stacked *Planck* maps and then perform aperture photometry on the residual maps at each frequency (see also Sect. 4.1.5, where we measure radial profiles of the different components). In addition, at 217 GHz, since we have measured SPT flux densities for the full SPT DSFG sample, we remove a compact source from the *Planck* stack where the normalization of that compact source in the fit is fixed by the mean SPT flux density, and then perform aperture photometry on the residual map. This results in a statistical uncertainty in the mean *Planck* excess measured at 220 GHz that is lower than if we did not use this prior.

At 220 GHz and 353 GHz, as seen in Fig. 3, the total flux density in the stack and the flux density from the compact source that is obtained from the model fits, are 0.6σ and 0.5σ apart, respectively, and we find no significant evidence for an excess at these two frequencies. However, at higher frequencies, a clustered component is needed to reconcile the *Planck* flux densities with those obtained from the higher resolution observations in Fig. 3.

4.1.2 Clustering contamination in the stacked flux densities of the DSFGs

We quantify the contribution of the clustered component associated with the foreground lensing halos relative to the measured stacked flux densities of the high redshift lensed galaxies. The enhancement introduced by the clustering signal (Béthermin et al. 2010b; Kurczynski & Gawiser 2010; Béthermin et al. 2012c; Bourne et al. 2012; Viero et al. 2013a) needs to be taken into account in order to obtain a correct estimate of the mean flux density of the background lensed galaxies in the stack. In this study, in particular, the clustering contamination is significant, because the beam size of

8 *N. Welikala et al.*

Table 2. Mean flux densities of the components in the *Planck* stack and the relative clustering contamination values as a function of frequency. The latter is expressed as the ratio of the flux density of the *Planck* excess to the flux density of the compact source component. The flux density of the compact source component is expressed in two different ways: (1) from the high-resolution measurements (SPT, LABOCA and SPIRE: second row) assuming that there is negligible clustering of sources in the SPT, LABOCA and SPIRE beams; (2) from the fits to the components in the *Planck* stack, as described in Appendix D (third row). The flux density of the clustered component (fourth row) is then computed from the difference between the total flux density within a $3'5$ aperture and the fit to the compact source component. In addition, at 217 GHz, since we have measured SPT flux densities for the full SPT DSFG sample, we use the mean SPT flux density in order to constrain the strength of the clustered component at 217 GHz: we remove a compact source from the *Planck* stack where the normalization of that compact source in the fit is fixed by the mean SPT flux density, and then perform aperture photometry on the residual map. As we employ this prior based on the SPT flux density, we do not quote a value for the flux density of the compact source component at 217 GHz obtained from the fits (third row). Finally, the relative clustering contamination is expressed as the ratio of the flux density of the clustered component to that of the compact source component, which are both obtained from the fits. At 217 GHz, this is computed as the ratio of: (1) the clustered component computed with the prior on the SPT flux density and (2) the SPT flux density itself.

Frequency	217 GHz	353 GHz	545 GHz	857 GHz
Total flux density from aperture photometry [mJy]	32.7 ± 16.4	120.1 ± 16.1	261.6 ± 30.9	402.4 ± 72.5
Flux density of the compact source component (high resolution measurements) [mJy]	28.8 ± 0.7	84.1 ± 0.9	177.5 ± 2.0	196.7 ± 2.4
Flux density of the compact source component (fits) [mJy]	-	104.9 ± 16.9	171.4 ± 25.5	192.8 ± 28.9
Flux density of the clustered component (fits) [mJy]	3.9 ± 16.4	15.2 ± 23.3	90.1 ± 40.1	209.6 ± 78.0
Relative clustering contamination	0.1 ± 0.6	0.2 ± 0.2	0.5 ± 0.2	1.1 ± 0.4

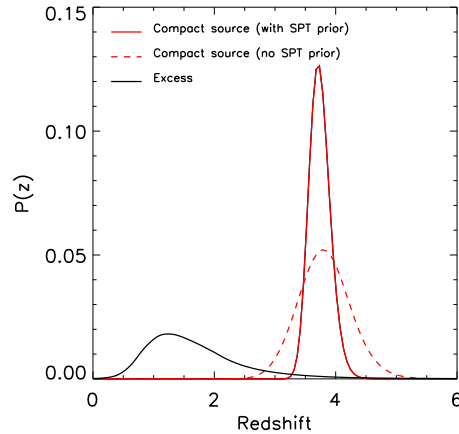
Planck is comparable to the angular scale of the clustering signal. Our aim is therefore to quantify the clustering contamination in the different frequency channels of *Planck* HFI.

The relative clustering contamination can be expressed as the ratio of the flux density of the clustered component to the flux density of the compact source component in the stack. In Table 2, we list the mean flux densities of the clustered component and compact source component in the stack, as well as the relative clustering contamination for the 217, 353, 545, and 857 GHz channels. The flux densities of the compact source component and then the clustered component are obtained from the fits. When fitting the clustered component at 217 GHz, however, we exploit the fact that we have measured SPT flux densities for the full SPT DSFG sample and introduce the mean SPT flux density in the fitting in order to compute the strength of the clustered term, as described in Sec. 4.1. At 220 GHz, therefore, the strength of the clustered term is defined as the flux density of the residual component obtained after removing a compact source (through the same fitting procedure) whose normalization is given by the mean SPT flux density itself.

We find that the relative clustering contamination has a large uncertainty at 220 GHz but thereafter increases with frequency in the *Planck* HFI channels (the beam FWHM is relatively stable among the HFI frequencies, so we focus on the frequency dependence here). This flux density contribution from sources clustered around the foreground lensing halos adds to the stacked flux density of the background lensed galaxies. This boosts the flux density estimates of the background galaxies that are derived from aperture photometry performed on *Planck* data. The clustering contamination should therefore be taken into account in order to obtain the correct flux densities of galaxies (both ensemble-averaged flux densities from stacking but also flux densities of individual galaxies) in *Planck* data.

4.1.3 SED and photometric redshift of the clustered component

In Fig. 4, we show the SED of the excess signal. In order to derive redshifts from the sub-mm SEDs, we use the effective SED library of Béthermin et al. (2012a)⁵, which is based on the Magdis et al. (2012, hereafter M12) SED libraries and the Béthermin et al.



Probability distribution for the mean redshift, $p(z)$ for two components of the *Planck* stack. The dashed red line shows $p(z)$ for the compact source, where the SED is given by the red line in Fig. 3 which is obtained from the fit described in Appendix D using only the 353, 545, 857 and 3000 GHz data. The solid red line is the result of fitting to an SED where we also use a 217 GHz data point, assuming the compact source has the same mean flux density at 217 GHz as the SPT mean flux density of the sample. The black line shows $p(z)$ for the *Planck* excess, the SED for which is shown in Fig. 4 (see also the fifth row of Table 2). The quantity $p(z)$ for each component is derived by fitting SED templates from the Magdis et al. (2012) library in a range of redshifts, to the measured SED of that component, using Eqs. E1–E3 (see Sect. 4.1.3 and Appendix E for details). The distribution $p(z)$ for the compact source component peaks near the mean of the redshift distribution for SPT sources $z \sim 2-6$ found in Weiß et al. (2013), whereas the $p(z)$ for the *Planck* excess has a maximum at $z = 1.2$.

(2012a, hereafter B12) model. These templates are the luminosity-weighted average SED of all the galaxies described by the B12 model at a given redshift. There are two families of templates included – “main-sequence” (MS) and “starburst” (SB) galaxies – and both evolve with redshift. We also assume a scatter in the mean

⁵ <http://irfu.cea.fr/Sap/Phocaea/Page/index.php?id=537>

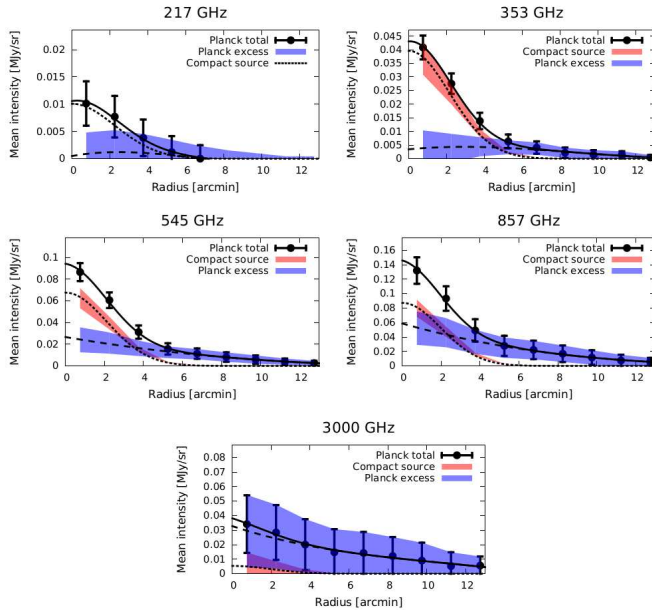


Figure 5. Radial profiles of the different components in the *Planck* and IRIS maps stacked at the positions of the SPT DSFGs. The panels show the azimuthally-averaged mean intensity, at each frequency, of: (a) the stacked map of the DSFGs (filled circles with error bars) – the cumulative flux densities obtained from this profile within a $3/5$ radius aperture are shown in Fig. 1 and in the black line in Fig. 3; (b) the compact source component after fitting a Gaussian profile with a FWHM that is fixed by the effective *Planck* (or IRIS, bottom panel) beam width (1σ uncertainty, red shaded region); and (c) the excess obtained by removing the compact source component from the stack (1σ uncertainty, blue shaded region). For each component of the stack, the uncertainties are derived from the bootstraps at each frequency. The short dashed line is a Gaussian fit (FWHM fixed by the beams) to the compact source profile. The long dashed line is a fit, using a cubic polynomial, to the mean intensity of the *Planck* (or IRIS, bottom panel) excess. The solid line is a sum of the fit to the compact source and the fit to the excess. At 217 GHz, since we have SPT flux density measurements for the full DSFG sample, we obtain the clustered component by fixing the normalization of the compact source component in the fit to the mean SPT flux density of the sample, as described in Sec. 4.1.

radiation field (U) of 0.2 dex (about 0.05 dex in the dust temperature) at fixed redshift for a given family of templates.

We fit the template SEDs as a function of redshift to the SED of: (1) the compact source; and (2) the *Planck* excess (after subtracting the contribution from the compact source). We derive the probability distribution for the redshift, $p(z)$, for these two components (see Appendix E for a full description of how $p(z)$ was computed), as shown in Fig. 4.1.2. The $p(z)$ of the compact source component is narrower than the redshift distribution from $z \sim 2$ –6 found by Weiß et al. (2013) for a subset of the sources analysed here, but has a consistent central value at $z \sim 4$. The $p(z)$ of the excess is quite different and peaks at $z \sim 1.2$, with a tail to higher redshifts. In Fig. 4, we show the template SED redshifted to: (a) the best-fit redshift $z = 1.2$; and (b) the theoretical mean redshift of the lensing halos ($z = 1.15$) predicted by Hezaveh & Holder (2011). Although still uncertain, the agreement supports the hypothesis that the clustered sources are primarily associated with the foreground lenses rather than the DSFGs. In addition, we estimate the dust temperatures of sources contributing to the *Planck* excess by fitting a modified blackbody with spectral index $\beta = 2.0$, to the Rayleigh-Jeans part of the spectrum in Fig. 4 ($\nu \lesssim 857$ GHz) and assuming: (1) $z = 3.5$, consistent with the mean redshift of the DSFGs (Weiß et al. 2013), and (2) $z = 1.15$ for the foreground lenses (Hezaveh

& Holder 2011). The data requires $T_d > 50$ K at 95% confidence if we assume the excess emission originates from the environments around the high-redshift DSFGs. This is incompatible with what is known of high redshift galaxies (see e.g., Hwang et al. 2010; Mag-nelli et al. 2010). On the other hand, if we assume $z = 1.15$, we obtain $T_d = (32 \pm 19)$ K (in addition, $T_d = (33 \pm 20)$ K for $z = 1.2$ from the best fit to the *Planck* excess in Fig. 4) which is within the range of expected dust temperatures of galaxies. This is a further indication that the sources contributing to the *Planck* excess are associated with the foreground lenses rather than the high-redshift DSFGs themselves.

4.1.4 Far-infrared luminosity and SFR of the clustered component

Assuming a mean redshift of $z = 1.15$ for the lenses (consistent with the estimate for SPT DSFG lens redshifts in Hezaveh & Holder 2011), the total far-infrared luminosity L_{IR} (computed between 8 and $1000 \mu\text{m}$ in the rest frame) for the sources contributing to the excess within the *Planck* beam is $(1.5 \pm 0.4) \times 10^{13} L_{\odot}$. Using the relation between SFR computed in the IR and L_{IR} in Kennicutt (1998), $\text{SFR}(M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = 1.7 \times 10^{-10} (L/L_{\odot})$, we obtain a total SFR of $(2700 \pm 700) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ from all galaxies contributing to the clus-

10 *N. Welikala et al.*

tering signal within a radius of $3/5$ from the positions of the SPT DSFGs. In Sect. 4.2, we derive the contribution to this overall SFR from galaxies that are resolved by *Herschel*.

4.1.5 *Components of the Planck stack: radial profiles*

In Fig. 5, we show the azimuthally-averaged intensity profiles (centred at the position of the compact source) of: (1) the original stacked map; (2) the compact source after fitting to the source using the formalism in Appendix D; and (3) the *Planck* excess after removing the source from the stacked map. The aperture photometry flux densities we quote in this work (e.g., Fig. 1 and the black line in Fig. 3) are in fact the cumulative flux densities obtained by integrating profile (1) within a $3/5$ radius aperture. For each component of the stack, the uncertainties come from the bootstraps at each frequency.

If the excess emission measured by *Planck* is indeed associated with the SPT lensing halos at $z \sim 1$ that are along the line of sight to the high redshift compact source and if that excess emission originates from only the lensing halos, we would only detect this emission within the FWHM of the compact source profile (corresponding to a radius of $\sim 2.5'$ at 857 GHz). Instead, the radial profiles suggest that the excess emission is extended on a larger angular scale than that of the high redshift compact source. It follows that the excess emission would, in this case, also extend beyond the foreground lensing halo that is between the observer and the high redshift compact source. In particular, at 857 GHz, where we observe the largest magnitude of the excess emission (Fig. 4), we detect that emission out to a radius of $3.5'$ from the compact source, at 2σ significance (beyond this radius, the significance of the detection decreases with increasing radius). This suggests that the excess emission could have a significant contribution from galaxies in neighbouring halos that surround the lensing halos. A theoretical prediction of the *Planck* excess should therefore take the contribution of these neighbouring halos into account (as we will do in Sect. 5).

4.2 *The sources responsible for the Planck excess*

We use the *Herschel*/SPIRE observations to probe the sources of the excess signal measured by *Planck*. The source detection and photometry are described in Sect. 3.2 and Appendix C. We first investigate if there is a statistical excess of such sources around the SPT DSFGs relative to a Poisson distribution of sources.

We focus on only high significance detections ($S_{857} > 50$ mJy), measuring the number densities of three types of sources: (1) $n_{\text{neighbours}}$ for sources within $3/5$ of the DSFG; (2) n_{null} for sources detected at the same significance ($S_{857} > 50$ mJy) in the larger HerMES Lockman-SWIRE field; and (3) n_{DSFG} for the DSFGs themselves.

The computation of the source densities is described fully in Appendix F. In order to determine if such a clustering of sources is associated with the SPT DSFGs or with foreground structures along the line of sight to the DSFGs, we measure the variation of the number density of these three types of detected sources (DSFG neighbours, HerMES Lockman-SWIRE sources and the DSFGs themselves) as a function of their S_{1200}/S_{857} colours. The result is shown in Fig. 6. The top horizontal axis of the same figure represents the photometric redshifts estimated from the sub-mm colours using the B12 effective template SEDs described in Sect. 4.1.3. We make the following observations:

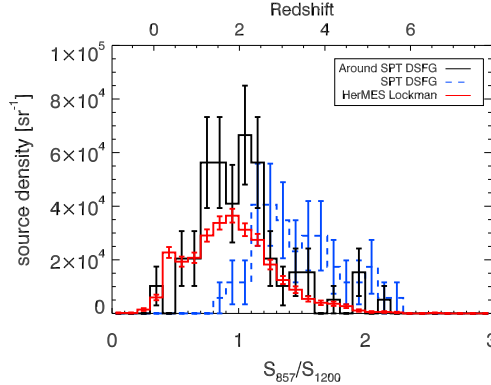


Figure 6. Resolving the excess with *Herschel*/SPIRE: Number density (within a $3/5$ radius from the position of the SPT DSFG) of detected sources by S_{857}/S_{1200} colour bin. The sources considered are (a) sources detected at $S_{857} > 50$ mJy around the SPT DSFGs (black); (b) all sources detected at $S_{857} > 50$ mJy in the HerMES Lockman-SWIRE field (red); and (c) the SPT DSFGs themselves (blue). The horizontal axis on top shows the estimated redshift derived from the colours using a set of star-forming templates from Magdis et al. (2012) (it should be noted that this photometric redshift estimate is model-dependent).

- There is a significant excess of sources within $3/5$ of the DSFG, compared to the null test (using all other sources in the HerMES Lockman-SWIRE field which are detected at the same significance). The excess can also be expressed as the ratio of the mean density of the DSFG neighbours within $3/5$ of the DSFGs to the mean density of the sources in the entire HerMES Lockman-SWIRE field. We obtain a ratio of 2.18 ± 0.15 at 1200 GHz and 1.76 ± 0.19 at 857 GHz. The excess extends over a broad range of photometric redshifts from $z \sim 1$ to $z \sim 2$. This is consistent with the combined spectroscopic and photometric $n(z)$ for the lens galaxies. For the lens galaxies themselves, multi-wavelength imaging and spectroscopy has been obtained for more than 50 of the lensed SPT DSFGs (Rotermund et al. 2014). Spectroscopic redshifts are complete for $\sim 70\%$ of the sample, suggesting the median redshift of the lensing halos is at least $\langle z \rangle = 0.6$, and with photometric redshifts for the remainder of the (optically fainter) sample, the median is close to the estimated SPT lens redshift of $z \sim 1$ in Hezaveh & Holder (2011).

- On average, the sources clustered around the SPT DSFGs are significantly bluer (in sub-mm colours) than the DSFGs themselves. Our SED fits suggest that these sources are at $z \sim 1 - 2$ whereas the DSFGs themselves are at $z > 2$, consistent with $n(z)$ of the DSFG sample reported in Weiß et al. (2013).

We also estimate the mean colours of the three types of sources in Fig. 6. We compute the mean colour of the sources responsible for the *Herschel* excess C_{excess} according to:

$$C_{\text{excess}} = \frac{\sum C_{X,i}(N_{X,i} - N_{\text{null},i})}{\sum (N_{X,i} - N_{\text{null},i})}, \quad (1)$$

where $C_{X,i}$ is the S_{857}/S_{1200} colour of the sources around the DSFG in each interval of colour i in Fig. 6, $N_{X,i}$ is the number of such sources in that same colour interval, and $N_{\text{null},i}$ is the number of HerMES Lockman-SWIRE sources in that same colour interval.

The mean colours are $\langle S_{857}/S_{1200} \rangle = 0.98 \pm 0.01$ for the sources in the Lockman-SWIRE field, $\langle S_{857}/S_{1200} \rangle = 1.10 \pm 0.13$ for C_{excess} and $\langle S_{857}/S_{1200} \rangle = 1.47 \pm 0.05$ for the DSFGs. The sources responsible for the excess observed by *Herschel* thus have the same mean colour, and hence probably the same redshift, as the low redshift sources in HerMES Lockman-SWIRE. However, those sources clustered around the DSFGs are significantly bluer (by $\langle S_{857}/S_{1200} \rangle = 0.4$ on average) compared to the DSFGs.

We also estimate a mean excess in flux density, S_{excess} , of the detected sources around the DSFGs relative to all the other detected sources in the HerMES Lockman-SWIRE field, according to

$$S_{\text{excess}} = \langle S_{\text{neighbours}} \rangle - \langle S_{\text{null}} \rangle, \quad (2)$$

where $\langle S_{\text{neighbours}} \rangle$ is the mean flux density of the detected sources that are within 3/5 of the SPT DSFGs and $\langle S_{\text{null}} \rangle$ is the mean flux density of all the sources detected within an aperture of 3/5 radius in the HerMES Lockman-SWIRE field, with:

$$\langle S_{\text{neighbours}} \rangle = \frac{\sum S_{\text{neighbours}}}{N_{\text{DSFG}}}, \quad (3)$$

where N_{DSFG} is the number of SPIRE maps of the SPT DSFGs (60 in practice, see Table 1 and

$$\langle S_{\text{null}} \rangle = \frac{\sum S_{\text{null}} \times \pi \times (3/5)^2}{A_L}, \quad (4)$$

where A_L is the total area of the Lockman-SWIRE field in square arcminutes.

We obtain S_{excess} of 130 ± 10 mJy and 43 ± 5 mJy at 1200 GHz and 857 GHz, respectively. It is important to note that the *Herschel* observations (with $S_{857} > 50$ mJy) thus recover approximately 20% of the *Planck* excess we measure at 857 GHz, and about 40% at 1200 GHz (see Fig. 4). If we assume $z = 1.15$ for the lenses (Hezaveh & Holder 2011), this resolved excess emission at 857 GHz translates into a mean L_{IR} of $(2.2 \pm 0.2) \times 10^{12} L_{\odot}$ and a mean excess SFR of $(370 \pm 40) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ per resolved source. This suggests that the environments around these massive $z \sim 1$ lensing halos host active star formation and that the galaxies in these environments that are responsible for this excess FIR emission are ultra-luminous infrared galaxies (ULIRGs).

To recover the full excess, we would require deeper imaging at a higher angular resolution (e.g., with ALMA). It is expected that *Herschel* detects this fraction of the extragalactic sources contributing to the CIB (Béthermin et al. 2012c) and the excess we measure with SPIRE (relative to random regions in the Universe) arises from bright, star-forming galaxies which are associated mainly with the foreground lensing halos of the SPT DSFGs. Finally, it should be noted that neither in the *Planck* nor *Herschel* analysis is it possible to pinpoint the sub-mm contribution from the lens galaxy itself. However, the lens galaxies are largely passive elliptical galaxies with no strong star formation (Hezaveh et al. 2013) and their contribution to S_{excess} is expected to be quite small.

5 MODELING THE PLANCK EXCESS

We have shown a large-scale excess of sub-mm emission that is detected out to a distance of $\sim 3.5'$ from the SPT DSFGs. We cannot interpret it as a classical clustering signal between the high redshift sources and their neighbours (Béthermin et al. 2010b, 2012c), because the colour of this excess indicates that the signal corresponds to objects at $z < 2$ (see Sect. 4.1) whereas the SPT DSFGs lie mostly at $z \sim 2-6$ (Vieira et al. 2013; Weiß et al. 2013).

However, both theoretical models (Negrello et al. 2007; Béthermin et al. 2011; Hezaveh & Holder 2011) and observations (Vieira et al. 2013) predict that the large majority of bright SPT DSFGs are lensed. Consequently, there must be relatively massive dark matter halos along the line of sight to the SPT sources. Hezaveh & Holder (2011) predict a median mass of the lensing halos of $10^{13.3} M_{\odot}$. These massive halos are also strongly clustered (Mo & White 1996; Sheth & Tormen 1999; Sheth et al. 2001). The excess we measure with *Planck* could thus be the infrared emission coming mostly from galaxies which are in the neighbouring halos of the lenses.

The exact computation of the excess from a model of galaxy evolution that links the star formation process to the dark matter halo is beyond the scope of this paper. However, an estimate of the expected *Planck* excess can be performed with a more simplified computation. We use the halo model which assumes that all dark matter is bound in halos and provides a formalism for describing the clustering statistics of halos and galaxies (see Cooray & Sheth 2002, and references therein). In this model, the one-halo term (due to distinct baryonic mass elements that lie within the same dark matter halo) dominates the correlation function on scales smaller than the virial radii of halos, while the two-halo term (due to baryonic mass elements in distinct pairs of halos) dominates the correlation function on larger scales. The halo occupation distribution (HOD, see Berlind et al. 2003) describes the clustering of galaxies within the halos – it is the probability that a halo of fixed virial mass hosts N_{gal} galaxies. A standard approach to the HOD is to consider two populations of galaxies in the halos: central galaxies located at the centre of the host halo, and satellite galaxies distributed throughout the halo. In the context of the SPT lenses and their environments, the one-halo term thus takes into account the excess signal coming from the satellite galaxies within the lensing halo. The two-halo term accounts for the excess signal arising from clustering with galaxies in neighbouring halos. The use of the two-halo term is justified here because the *Planck* excess emission we observe extends out to 3/5 from the DSFG, corresponding to a physical distance of 1.7 Mpc from the lensing halo at $z \sim 1$.

We start by computing the angular auto-correlation function $w_{\text{lens}}(\theta)$ of $10^{13.3} M_{\odot}$ halos assuming the redshift distribution given by the Hezaveh & Holder (2011) model (median $z = 1.15$, FWHM = 1.53). The computation is performed using the PMCLib tools (Kilbinger et al. 2011; Coupon et al. 2012). We first estimate the two-halo term contribution by computing the HOD assuming no satellites. The cross-correlation function $\Psi(\theta)$ between the lensing halo and the halo hosting the neighbouring galaxies is then $\Psi(\theta) = b_{\text{CIB}}/b_{\text{lens}} w_{\text{lens}}(\theta)$, where b_{CIB} is the effective bias of sources responsible for the CIB, thus tracing galaxies in the neighbouring halos, and has a value of 2.4 at 857 GHz (Viero et al. 2009). $w_{\text{lens}}(\theta)$ has a typical value of 0.029 at $\theta = 5'$, and b_{lens} is the mean bias of the lensing halos. A mean bias of $b_{\text{lens}} = 3.6$ is used for the median halo mass at the median redshift of the lenses as predicted by Hezaveh & Holder (2011). The simple conversion above comes from the fact that $\Psi \propto b_{\text{CIB}} \times b_{\text{lens}}$ when $w_{\text{lens}} \propto b_{\text{lens}}^2$ (Cooray & Sheth 2002), in the approximation that the redshift distributions of the two components are similar. This is a fair assumption here as Béthermin et al. (2012c) showed that the median redshift of the CIB at 857 GHz is 1.2.

From the auto-correlation function, we can compute the mean number excess, e , of infrared galaxies around the lensing halos:

$$e = \int_{\theta=0}^{3.5'} \Psi(\theta) \theta d\theta. \quad (5)$$

We find an excess in the number density of galaxies of

12 *N. Welikala et al.*

2.3%. The total flux density of all galaxies at 857 GHz in a 3.5 radius can be computed from the total contribution of galaxies to the CIB within this area, which is estimated in [Béthermin et al. \(2012c\)](#) to be 4300 mJy – the measured *Planck* excess at 857 GHz corresponds to 6% of this total contribution to the CIB within the same radius. The expected *Planck* signal from neighbouring halos (the 2-halo term) is thus $0.023 \times 4300 = 99$ mJy.

Having computed the contribution from galaxies hosted by neighbouring halos of the lensing halos, we then compute the one-halo term contribution from galaxies inside the lensing halo itself, using a different formalism. We assume a standard halo-mass-to-infrared-light ratio estimated from abundance matching ([Béthermin et al. 2012b,a](#)) and the satellite mass function of [Tinker & Wetzel \(2010\)](#). By contrast with the two-halo term computation, here we consider both central and satellite galaxies in the lensing halo. For a halo of $10^{13.3} M_{\odot}$ at $z = 1.15$, we find a total flux density from the central and satellite galaxies in the lensing halo of 20 mJy. These predictions are upper limits because the model neglects the environmental quenching of satellites around massive galaxies. The total expected contribution of both the one-halo and two-halo terms is thus 119 mJy at 857 GHz. The prediction from this relatively simple model is in broad agreement with the *Planck* measurement of the excess (210 ± 78 mJy at 857 GHz). In fact, there is a weak indication that the measured value is higher than the model prediction, due to, perhaps, enhanced star formation that could originate from the dense environments around the lensing halos, but the *Planck* signal does not have sufficient signal-to-noise to confirm this. Finally, we also determine how sensitive the predicted amplitude of the emission is to the assumed halo mass. We obtain 50 mJy (one-halo term) and 148 mJy (two-halo term) for a halo mass of $10^{13.8} M_{\odot}$, giving a total predicted excess of 200 mJy for $10^{13.8} M_{\odot}$ halos. We obtain 8 mJy (one-halo term) and 70 mJy (two-halo term) for a halo mass of $10^{12.8} M_{\odot}$, giving a total predicted excess of 80 mJy for $10^{12.8} M_{\odot}$ halos.

6 DISCUSSION

Our results support the picture of active star formation proceeding in dense environments at $z \sim 1$. Using a simple model that connects star formation to dark matter halos, we predict that most of this excess emission (around 80%) that is detected by *Planck* should arise from galaxies in the neighboring halos of the foreground lensing halos (the two-halo term in the context of the halo model). A proportion of the excess emission measured by *Planck* (20% at 857 GHz and 40% at 1200 GHz) is associated with individual sources detected by *Herschel*. The sources that contribute to this resolved excess are consistent with being ULIRGs ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$). The remainder of the excess FIR emission measured by *Planck* but which is not resolved by *Herschel* must therefore come from an excess of fainter infrared galaxies ($L_{\text{IR}} < 10^{12} L_{\odot}$) at $z \sim 1$ that are in these dense environments.

Our results are qualitatively consistent with other studies that find active star formation proceeding in dense environments at $z \sim 1$. [Brodwin et al. \(2013\)](#) investigated star-forming properties of galaxy clusters at $1 < z < 1.5$ and found extensive star formation that increases toward the centres of clusters. [Alberts et al. \(2014\)](#) showed that the SFR in clusters grows more rapidly with increasing redshift than it does in the field, and surpasses the field values around $z \sim 1.4$. In addition, [Feruglio et al. \(2010\)](#) found that although the ULIRG+LIRG fraction decreases with increasing galaxy density

up to $z \sim 1$, the dependence on density flattens from $z = 0.4$ to $z = 1$. They observed that a large fraction of highly star-forming LIRGs is still present in the most dense environments at $z \sim 1$. The dense environments at $z \sim 1$, including those associated with the SPT lensing halos that we probe in this study, may well be the progenitors of the massive galaxies found in the centres of clusters at $z \sim 0$.

An optical follow-up study of the lens environments will investigate the LIRG hypothesis in more detail. [Rotermund et al. \(2014\)](#) have already used spectroscopic and photometric studies to constrain the $N(z)$ of the SPT lensing halos ($z > 0.6$), and have studied the relative overdensities surrounding the lensing galaxies. However, an analysis of star forming galaxies in these environments has yet to be carried out. Finally, we note that the *Planck* survey itself will be able to find overdensities at $z \gtrsim 2$ across the full sub-mm sky by selecting the coldest fluctuations of the CIB ([Dole et al. 2014](#)).

7 CONCLUSIONS

We stack *Planck* HFI maps at the locations of DSFGs identified in SPT data. The stack provides an ensemble average of the flux density of the background DSFGs, the foreground lensing halos at $z \sim 1$, and the surrounding environments. Though the SPT DSFGs lie at much higher redshift ($z \sim 2-6$), they are angularly correlated with massive ($\sim 10^{13} M_{\odot}$) dark matter halos at $z \sim 1$ through strong gravitational lensing. We isolate a clustered component which extends to large angular scales in the stack and demonstrate that it originates from sub-mm emission from star formation in these environments. We exploit *Planck*'s wide frequency coverage to estimate a photometric redshift for the clustered component from the far-infrared colours. We then use higher resolution *Herschel*/SPIRE observations in order to study the sources in these dense environments that contribute to the clustering signal. Our results can be summarized as follows.

- We find a mean excess of star formation rate (SFR) compared to the field, of $(2700 \pm 700) M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ from all galaxies contributing to the clustering signal within a radius of 3.5 from the positions of the SPT DSFGs. The sources responsible for the clustering signal are galaxies clustered within about 2 Mpc around the foreground lensing halo at $z \sim 1$. The magnitude of the measured *Planck* excess due to the clustered component (210 ± 78 mJy at 857 GHz) broadly agrees with the prediction of a model of the CIB that links infrared luminosities with dark matter halos. The measured excess at 857 GHz corresponds to approximately 5% of the total contribution of all galaxies to the CIB within a 3.5 radius. The model predicts that the excess emission (and hence star formation) should be dominated (around 80%) by the two-halo term contribution, due to galaxies in the neighbouring halos which are clustered around the lensing halo itself.

- A fraction (approximately 20% at 857 GHz with $S_{857} > 50$ mJy) of the excess emission from these dense $z \sim 1$ environments is resolved by *Herschel*. The sources contributing to this resolved excess are highly star-forming ULIRGs ($L \sim 10^{12.5} L_{\odot}$). The mean excess of SFR, relative to the field, due to these detected sources is $370 \pm 40 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ per resolved source. The remainder of excess star formation could originate from fainter LIRGs that are in highly dense regions within the neighbouring halos. The overall picture therefore suggests that these dense environments at $z \sim 1$ are still actively forming stars. This is qualitatively consistent with the SFR-density relation reversing at $z \sim 1$ when compared to $z \sim 0$.

• Our work shows that in an experiment where the beam FWHM is comparable or larger than the angular scale of the clustering signal, the stacked flux density estimates of high redshift lensed DSFGs will have significant contributions from galaxies clustered around the lensing halos that are along the line-of-sight to the background lensed galaxies. The relative clustering contamination has a clear dependence on frequency: in *Planck* data, we measure it to be 0.1 ± 0.6 at 217 GHz, 0.2 ± 0.2 at 353 GHz, 0.5 ± 0.2 at 545 GHz, and 1.1 ± 0.4 at 857 GHz. This contamination should be taken into account in order to obtain the correct flux densities of the background galaxies with *Planck* data.

ACKNOWLEDGMENTS

This material is based on work supported by the U.S. National Science Foundation under grant No. AST-1312950. Based on observations obtained with *Planck* (<http://www.esa.int/Planck>), an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States, NASA, and Canada. The development of *Planck* has been supported by: ESA; CNES and CNRS/INSU-IN2P3-INP (France); ASI, CNR, and INAF (Italy); NASA and DoE (USA); STFC and UKSA (UK); CSIC, MICINN and JA (Spain); Tekes, AoF and CSC (Finland); DLR and MPG (Germany); CSA (Canada); DTU Space (Denmark); SER/SSO (Switzerland); RCN (Norway); SFI (Ireland); FCT/MCTES (Portugal); and PRACE (EU). A description of the Planck Collaboration and a list of its members, including the technical or scientific activities in which they have been involved, can be found at <http://www.rssd.esa.int/index.php?project=PLANCK&page=PlanckCollaboration>. The South Pole Telescope is supported by the National Science Foundation through grant PLR-1248097. Partial support is also provided by the NSF Physics Frontier Center grant PHY-1125897 to the Kavli Institute of Cosmological Physics at the University of Chicago, the Kavli Foundation and the Gordon and Betty Moore Foundation grant GBMF 947. This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2011.0.00957.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada) and NSC and ASIAA (Taiwan), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory. This work is based in part on observations made with *Herschel*, a European Space Agency Cornerstone Mission with significant participation by NASA, and supported through an award issued by JPL/Caltech for OT2_jvieira_5. NW acknowledges support from the Beecroft Institute for Particle Astrophysics and Cosmology and previous support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES). Part of the research described in this paper was carried out at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under a contract with the National Aeronautics and Space Administration. MS was supported for this research through a stipend from the International Max Planck Research School (IMPRS) for Astronomy and Astrophysics at the Universities of Bonn and Cologne. IFC acknowledges the support of grant ANR-11-BS56-015. JGN acknowledges financial support from the Spanish CSIC for a JAE-DOC fellowship, co-funded by the European Social Fund, by the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación, AYA2012-39475-C02-01, and Consolider-Ingenio 2010,

CSD2010-00064, projects. NW thanks J. Delabrouille, D. Harrison and P. Vielva for useful comments.

REFERENCES

- Alberts S. et al., 2014, *MNRAS*, 437, 437
 Baugh C. M., Gardner J. P., Frenk C. S., Sharples R. M., 1996, *MNRAS*, 283, L15
 Benson A. J., Cole S., Frenk C. S., Baugh C. M., Lacey C. G., 2000, *MNRAS*, 311, 793
 Berlind A. A. et al., 2003, *ApJ*, 593, 1
 Berta S. et al., 2011, *A&A*, 532, A49
 Béthermin M. et al., 2012a, *ApJ*, 757, L23
 Béthermin M., Dole H., Beelen A., Aussel H., 2010a, *A&A*, 512, A78
 Béthermin M., Dole H., Cousin M., Bavouzet N., 2010b, *A&A*, 516, A43
 Béthermin M., Dole H., Lagache G., Le Borgne D., Penin A., 2011, *A&A*, 529, A4
 Béthermin M., Doré O., Lagache G., 2012b, *A&A*, 537, L5
 Béthermin M. et al., 2012c, *ArXiv e-prints*
 Blain A. W., Smail I., Ivison R. J., Kneib J.-P., Frayer D. T., 2002, *Phys. Rep.*, 369, 111
 Blake C., Pope A., Scott D., Mobasher B., 2006, *MNRAS*, 368, 732
 Blanton M. R., Eisenstein D., Hogg D. W., Schlegel D. J., Brinkmann J., 2005, *ApJ*, 629, 143
 Bourne N. et al., 2012, *MNRAS*, 421, 3027
 Brodwin M. et al., 2013, *ApJ*, 779, 138
 Carlstrom J. E. et al., 2011, *PASP*, 123, 568
 Connolly A. J., Szalay A. S., Brunner R. J., 1998, *ApJ*, 499, L125
 Cooper M. C. et al., 2008, *MNRAS*, 383, 1058
 Cooray A., Sheth R., 2002, *Phys. Rep.*, 372, 1
 Coupon J. et al., 2012, *A&A*, 542, A5
 Diolaiti E., Bendinelli O., Bonaccini D., Close L., Currie D., Parmeggiani G., 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 216, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, Manset N., Veillet C., Crabtree D., eds., p. 623
 Dole H. et al., 2006, *A&A*, 451, 417
 Dole et al., 2014, in prep.
 Elbaz D. et al., 2007, *A&A*, 468, 33
 Fernandez-Conde N., Lagache G., Puget J.-L., Dole H., 2008, *A&A*, 481, 885
 Fernandez-Conde N., Lagache G., Puget J.-L., Dole H., 2010, *A&A*, 515, A48
 Feruglio C. et al., 2010, *ApJ*, 721, 607
 Górski K. M., Hivon E., Banday A. J., Wandelt B. D., Hansen F. K., Reinecke M., Bartelmann M., 2005, *ApJ*, 622, 759
 Greve T. R. et al., 2012, *ApJ*, 756, 101
 Griffin M. J. et al., 2010, *A&A*, 518, L3
 Heinis S. et al., 2013, *MNRAS*, 429, 1113
 Hezaveh Y. D., Holder G. P., 2011, *ApJ*, 734, 52
 Hezaveh Y. D. et al., 2013, *ApJ*, 767, 132
 Hildebrandt H. et al., 2013, *MNRAS*, 429, 3230
 Hogg D. W. et al., 2004, *ApJ*, 601, L29
 Holder G. P. et al., 2013, *ApJ*, 771, L16
 Hwang H. S. et al., 2010, *MNRAS*, 409, 75
 Kennicutt, Jr. R. C., 1998, *ApJ*, 498, 541
 Kilbinger M. et al., 2011, *ArXiv e-prints*
 Kurczynski P., Gawiser E., 2010, *AJ*, 139, 1592

14 *N. Welikala et al.*

- Lagache G., Puget J.-L., Dole H., 2005, *ARA&A*, 43, 727
 Lamarre J. et al., 2010, *A&A*, 520, A9
 Magdis G. E. et al., 2012, *ApJ*, 760, 6
 Magnelli B. et al., 2010, *A&A*, 518, L28
 Miville-Deschênes M.-A., Lagache G., 2005, *ApJS*, 157, 302
 Mo H. J., White S. D. M., 1996, *MNRAS*, 282, 347
 Mocuano L. M. et al., 2013, *ArXiv e-prints*
 Moshir M., Kopman G., Conrow T. A. O., 1992, *IRAS Faint Source Survey*, Explanatory supplement version 2
 Negrello M., Perrotta F., González-Nuevo J., Silva L., de Zotti G., Granato G. L., Baccigalupi C., Danese L., 2007, *MNRAS*, 377, 1557
 Neugebauer G. et al., 1984, *ApJ*, 278, L1
 Nguyen H. T. et al., 2010, *A&A*, 518, L5
 Oliver S. J. et al., 2012, *MNRAS*, 424, 1614
 Planck Collaboration I, 2011, *A&A*, 536, A1
 Planck Collaboration I, 2014, *A&A*, in press, [arXiv:astro-ph/1303.5062]
 Planck Collaboration IX, 2014, *A&A*, in press, [arXiv:astro-ph/1303.5070]
 Planck Collaboration VI, 2014, *A&A*, in press, [arXiv:astro-ph/1303.5067]
 Planck Collaboration VII, 2014, *A&A*, in press, [arXiv:astro-ph/1303.5068]
 Planck Collaboration XVIII, 2011, *A&A*, 536, A18
 Planck Collaboration XVIII, 2014, *A&A*, in press, [arXiv:astro-ph/1303.5078]
 Planck HFI Core Team, 2011, *A&A*, 536, A4
 Popesso P. et al., 2011, *A&A*, 532, A145
 Reichardt C. L. et al., 2012, *ApJ*, 755, 70
 Rotermund et al., 2014, in prep.
 Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, *ApJ*, 500, 525
 Sheth R. K., Mo H. J., Tormen G., 2001, *MNRAS*, 323, 1
 Sheth R. K., Tormen G., 1999, *MNRAS*, 308, 119
 Siringo G. et al., 2009, *A&A*, 497, 945
 Story K. T. et al., 2013, *ApJ*, 779, 86
 Swinyard B. M. et al., 2010, *A&A*, 518, L4
 Tauber J. A. et al., 2010, *A&A*, 520, A1
 Tinker J. L., Wetzel A. R., 2010, *ApJ*, 719, 88
 Vieira J. D. et al., 2010, *ApJ*, 719, 763
 Vieira J. D. et al., 2013, *Nature*, 495, 344
 Viero M. P. et al., 2009, *ApJ*, 707, 1766
 Viero M. P. et al., 2013a, *ApJ*, 779, 32
 Viero M. P. et al., 2013b, *ApJ*, 772, 77
 Wang L. et al., 2011, *MNRAS*, 414, 596
 Weiß A. et al., 2013, *ApJ*, 767, 88
 Ziparo F. et al., 2014, *MNRAS*, 437, 458

APPENDIX A: UNCERTAINTIES IN THE *PLANCK* AND *IRIS* STACKED MAPS OF THE DSFGS

In Table A1, we compare the uncertainties from bootstrapping, σ_{boot} , with the photometric uncertainties, σ_{phot} , derived from performing aperture photometry in the random patches of the SPT fields. In order to compare how close σ_{boot} and σ_{phot} are to each other, we also compute an uncertainty on them – these scale as $1/\sqrt{N_{\text{sources}}}$ for σ_{boot} and $1/\sqrt{N_{\text{iter}}}$ for σ_{phot} , where N_{sources} is the number of sources in the stack (65) and N_{iter} is the number of stacking iterations (1000). σ_{phot} includes both the instrumental and confusion noise. We estimate the standard deviation of the average

flux density of the stacked population, σ_{pop} assuming that the relative scatter on the flux density of the SPT sources does not depend on wavelength:

$$\sigma_{\text{pop}} = \frac{\sigma_{220}}{\sqrt{N_{\text{sources}}}} \times \frac{S_{\nu, \text{compact}}}{S_{220}} \quad (\text{A1})$$

where S_{220} is the mean flux density of the DSFG sample measured by SPT at 220 GHz, σ_{220} is the standard deviation of the SPT flux densities (sources detected individually), $S_{\nu, \text{compact}}$ is the mean flux density of the compact source component in the stack and N_{sources} is the number of sources in the stack (65). Table A1 shows that the bootstrap uncertainties are very close to the photometric uncertainties at 217–857 GHz. The bootstrap uncertainties combine the photometric noise and the heterogeneity of the population (Béthermin et al. 2012c):

$$\sigma_{\text{boot}} = \sqrt{\sigma_{\text{phot}}^2 + \sigma_{\text{pop}}^2} \quad (\text{A2})$$

Table A1 shows that this intrinsic dispersion as characterized by σ_{pop} is very small compared to the photometric uncertainties. At 3000 GHz, σ_{phot} is somewhat higher than σ_{boot} (although still within 2σ) due to possible complex effects of Galactic cirrus. In general, the 353, 545 and 857 GHz channels are cleaner than the 3000 and 217 GHz channels and allow better constraints on the properties of the DSFGs.

APPENDIX B: DETERMINING THE EFFECT OF PIXELISATION ON THE FWHM IN THE *HEALPIX* MAPS

The *Planck* HFI maps are pixelized using the *HEALPix* scheme at resolution $N_{\text{grid}} = 2048$, corresponding to 5×10^7 pixels over the full sky. This pixelation can lead to positional offsets as large as 0.5 and can enlarge the effective beam. We calculate the magnitude of this effect using simulations of the stacking analysis. Since the offsets depend on the sky position, we begin by inserting simulated sources with the measured *Planck* beam (Planck Collaboration VII 2014) at the known source locations. We then extract $1^\circ \times 1^\circ$ maps centred at each source location, stack these maps, and measure the beam FWHM in the stacked map. The final FWHMs are 4.64, 4.97, 5.10, and 5.30 for the *Planck* 857, 545, 353, and 217 GHz bands respectively, and 4.61 for the *IRIS* 3000 GHz band.

APPENDIX C: MONTE CARLO SIMULATIONS ON *HERSCHEL* MAPS

We perform Monte Carlo simulations to test the robustness of the source detection and photometry in both the $10' \times 10'$ *SPIRE* maps of the SPT DSFGs and the larger *HerMES* Lockman-SWIRE field. We inject sources of known flux densities at random positions into the maps. We inject 5 sources of a given flux density into each $10^\circ \times 10^\circ$ map, and record the fraction of sources that are detected. This process is repeated for source flux densities from 10 to 1000 mJy. The same process is applied to the larger *HerMES* Lockman-SWIRE field, however the number of sources is increased to 1000. Fig. B1 shows: (1) a comparison of the input and output flux densities and (2) the completeness, defined as the fraction of recovered sources, as a function of the input flux densities, for both the *SPIRE* maps of the SPT DSFGs and the *HerMES* Lockman-SWIRE field. The simulations for completeness show that the fraction of injected sources that are recovered becomes ≥ 0.8 at flux densities above around 50 mJy for both the 1200 and 857 GHz bands.

Table A1. Uncertainties in the stacked *Planck* (at 217 – 857 GHz) and IRIS (at 3000 GHz) maps which are co-added at the locations of the SPT DSFGs: (1) photometric uncertainties σ_{phot} estimated from the standard deviation of flux densities over 1000 iterations of stacking 65 randomly chosen patches in the sky (dashed lines in Fig 1); and (2) bootstrap uncertainties σ_{boot} computed from the standard deviation of flux densities over 1000 bootstrap realizations of the stacked maps of the 65 DSFGs (solid lines in Fig 1). The sample heterogeneity σ_{pop} is the intrinsic dispersion in the DSFG population. It is estimated at each *Planck* frequency by extrapolating the flux density dispersion at the SPT frequency to the *Planck* frequencies.

Type of variance	217 GHz	353 GHz	545 GHz	857 GHz	3000 GHz
σ_{phot} [mJy]	13±0.4	13±0.4	30±0.9	75±2.4	106±3.4
$\sigma_{\text{phot}}/S_{\nu}$	0.40	0.11	0.11	0.19	0.87
σ_{pop} [mJy]	1.5	5.4	8.9	10.0	0.6
$\sigma_{\text{pop}}/S_{\nu, \text{compact}}$	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
$\sqrt{\sigma_{\text{phot}}^2 + \sigma_{\text{pop}}^2}$	13	14	31	76	106
σ_{boot} [mJy]	16±2	16±2	31±4	73±10	85±11
$\sigma_{\text{boot}}/S_{\nu}$	0.51	0.13	0.12	0.18	0.67

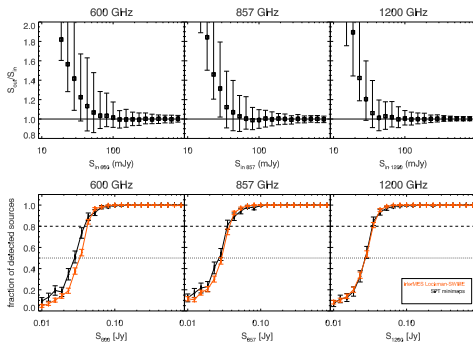


Figure B1. Monte Carlo simulations with sources injected into the $10' \times 10'$ SPIRE maps of SPT DSFGs at 600, 857, and 1200 GHz. Top panel: ratio of output to input flux densities as a function of the input flux density at the each frequency. Bottom panel: fraction of recovered sources as a function of the input flux density of the sources at each frequency. This is plotted for: (a) the maps containing the SPT sources (black); (b) sources in the entire HerMES Lockman SWIRE field (orange).

APPENDIX D: FORMALISM TO MEASURE THE FLUX DENSITY OF THE DSFG AND EXCESS IN THE STACKED PLANCK MAPS

We use the formalism of Béthermin et al. (2010a) to disentangle source and clustering contributions to the total flux within the *Planck* beam. Béthermin et al. (2012c) used this method to estimate the level of contamination due to clustering in the deep number counts at 1200, 857 and 600 GHz in HerMES. They fitted stacked images of the SPIRE sources with an auto-correlation function (ACF) $w(\theta)$ which is convolved with the beam function. Heinis et al. (2013) have also applied this method to UV stacking. In particular:

- We fit the compact source component with a 2-dimensional Gaussian profile whose width is determined by the PSF FWHM of the *Planck* beams as described in Appendix B.
- We fit the clustered component around the source using an angular correlation function $w(\theta) \propto \theta^{-0.8}$ that is first convolved with the *Planck* PSF FWHM at each frequency (the exponent comes from measurements of the angular correlation function of galaxies, e.g., Baugh et al. 1996; Connolly et al. 1998).
- We assume a constant background level.

We define the quantity s^2 as the difference between the fluxes of the raw stacked *Planck* maps and a linear combination of the above 3 profiles that are fitted to the stacked map $m_{i,j}$:

$$s^2 = \sum_{i,j} (m_{i,j} - \alpha p_{i,j} + \beta c_{i,j} + \gamma \times \mathbf{1}_{i,j})^2, \quad (\text{D1})$$

where $p_{i,j}$ is an array containing the PSF in 2 dimensions (i,j); $c_{i,j}$ is an array containing the clustering signal and $\mathbf{1}_{i,j}$ is an array containing only 1s and represents the background (assumed to be constant). The sum runs over all the pixels N_{pix} in the map. The quantities α , β and γ are normalisation constants for the flux density of the compact source component, clustered component and the background component, respectively. Minimizing s^2 with respect to α , β and γ leads to a simple matrix equation

$$\mathbf{c} = \mathbf{A} \mathbf{b}, \quad (\text{D2})$$

where \mathbf{A} is defined as:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \sum_{i,j} P_{ij}^2 & \sum_{i,j} P_{ij} c_{ij} & \sum_{i,j} P_{ij} \\ \sum_{i,j} P_{ij} c_{ij} & \sum_{i,j} c_{ij}^2 & \sum_{i,j} c_{ij} \\ \sum_{i,j} P_{ij} & \sum_{i,j} c_{ij} & N_{\text{pix}} \end{pmatrix}, \quad (\text{D3})$$

with \mathbf{b} defined as:

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix}, \quad (\text{D4})$$

and \mathbf{c} defined as:

$$\mathbf{c} = \begin{pmatrix} \sum_{i,j} m_{ij} P_{ij} \\ \sum_{i,j} m_{ij} c_{ij} \\ \sum_{i,j} m_{ij} \end{pmatrix}. \quad (\text{D5})$$

By inverting \mathbf{A} and solving this equation, we obtain flux densities of each component α , β , and γ .

APPENDIX E: DETERMINING $P(z)$ OF THE COMPACT SOURCE AND PLANCK EXCESS FROM THE STACK

In order to obtain the probability distribution for the redshift $p(z)$ for both the compact source component and the *Planck* excess signal, the expected flux density, T_i , for each frequency channel, i , is calculated for the template SEDs at a range of redshifts $z \in [0, 6]$. A χ^2 value is computed for each z :

$$\chi^2(z) = \sum_{i=0}^{N_f} \frac{(F_i - b(z)T_i(z))^2}{\sigma_i^2}, \quad (\text{E1})$$

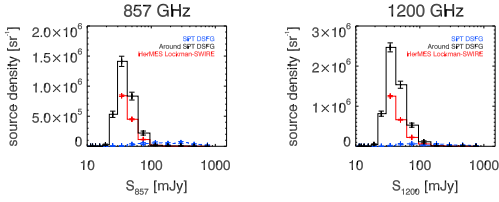
16 *N. Welikala et al.*

Figure F1. Number density of detected sources as a function of their flux densities at 857 GHz (left) and 1200 GHz (right). The sources considered are: (a) those detected at $S_{857} > 50$ mJy around the DSFG (black); (b) all sources detected at $S_{857} > 50$ mJy in the HerMES Lockman-SWIRE field (red); and (c) the SPT DSFG themselves (blue). This figure is analogous to Fig. 6, which shows the number density of the detected sources (of each of the 3 types) by their S_{857}/S_{1200} colour.

where F_i is the observed flux density through channel i , σ_i is the error in F_i , $T_i(z)$ is the flux density in the same channel for the template SED at redshift z , N_f is the number of frequency channels, and $b(z)$ is a scaling factor that normalizes the template to the observed flux density and is determined by minimizing Eq. E1 with respect to b at that redshift, giving

$$b(z) = \frac{\sum_{i=0}^{N_f} F_i T_i(z) / \sigma_i^2}{\sum_{i=0}^{N_f} T_i(z)^2 / \sigma_i^2}. \quad (\text{E2})$$

The probability distribution for the redshift, $p(z)$, will have the form:

$$p(z) \propto e^{-\chi^2(z)}. \quad (\text{E3})$$

APPENDIX F: MEASURING NUMBER DENSITIES IN HERSCHEL

We estimate the number densities for the three different types of sources as follows.

- The number density (per sr^{-1}), n_{neigh} , of sources with $S_{857} > 50$ mJy within 3:5 of the DSFGs, defined by:

$$n_{\text{neigh}} = \frac{N_{\text{sources}}}{N_{\text{DSFG}} \times \omega_{\text{aper}}} \quad (\text{F1})$$

, where N_{sources} is the number of detected sources around the DSFG, N_{DSFG} is the number of apertures, and ω_{aper} is the solid angle subtended by the aperture. The DSFG is not counted in N_{sources} .

- The number density, n_{null} , of all sources with $S_{857} > 50$ mJy across the entire HerMES Lockman-SWIRE field. We will use this as a null test.
- The number density of SPT DSFGs, n_{DSFG} , with $S_{220} > 20$ mJy using the same SPIRE maps of the SPT DSFGs.

Figure F1 shows the number density of the detected sources (for each of the above three classes) per bin of flux density at 1200 and 857 GHz. Throughout this paper, we use $S_{220} > 20$ mJy for the SPT flux selection.

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

Annexe B

Images trois couleurs de l'échantillon *Planck* High-z

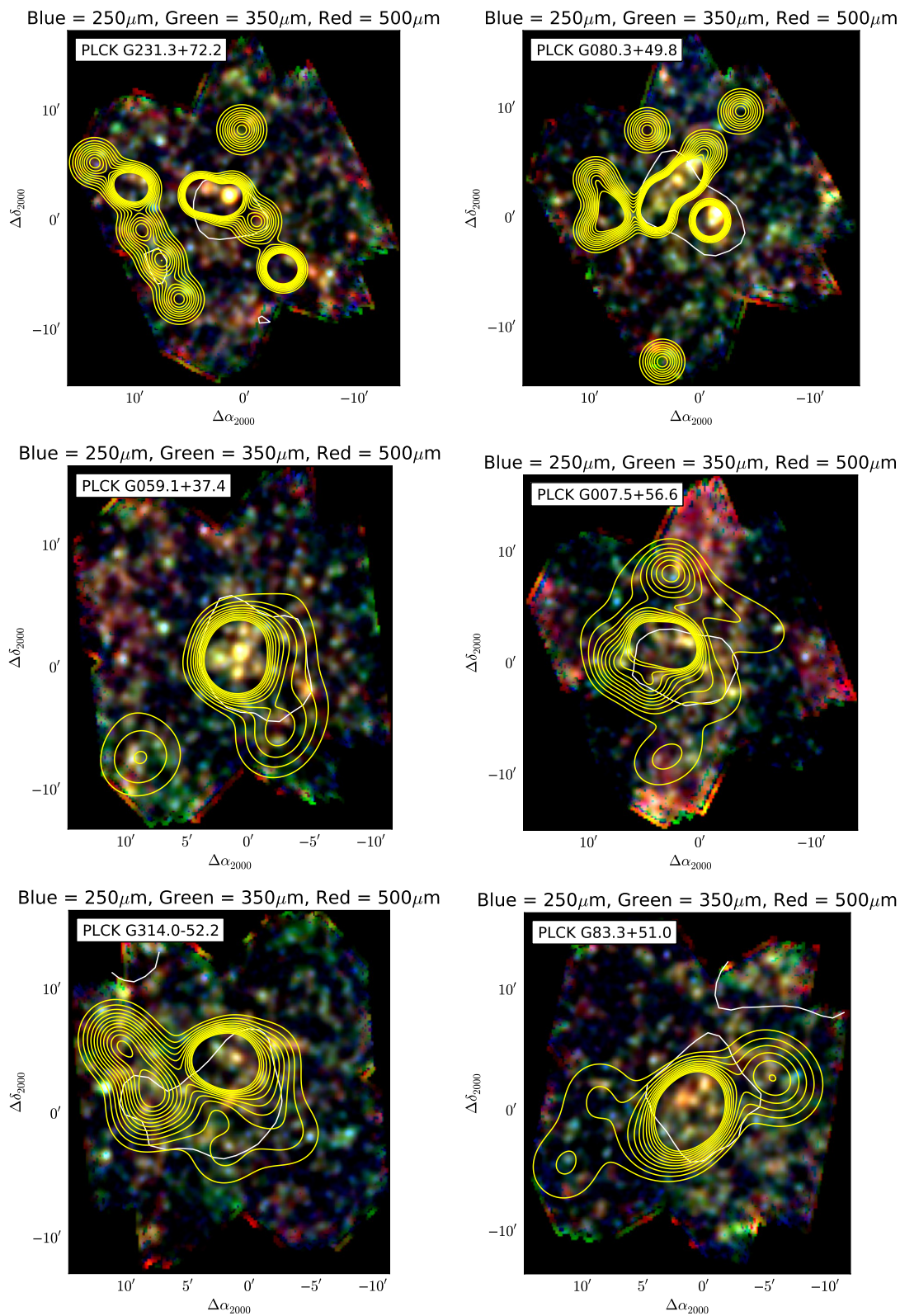


FIGURE B.1: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

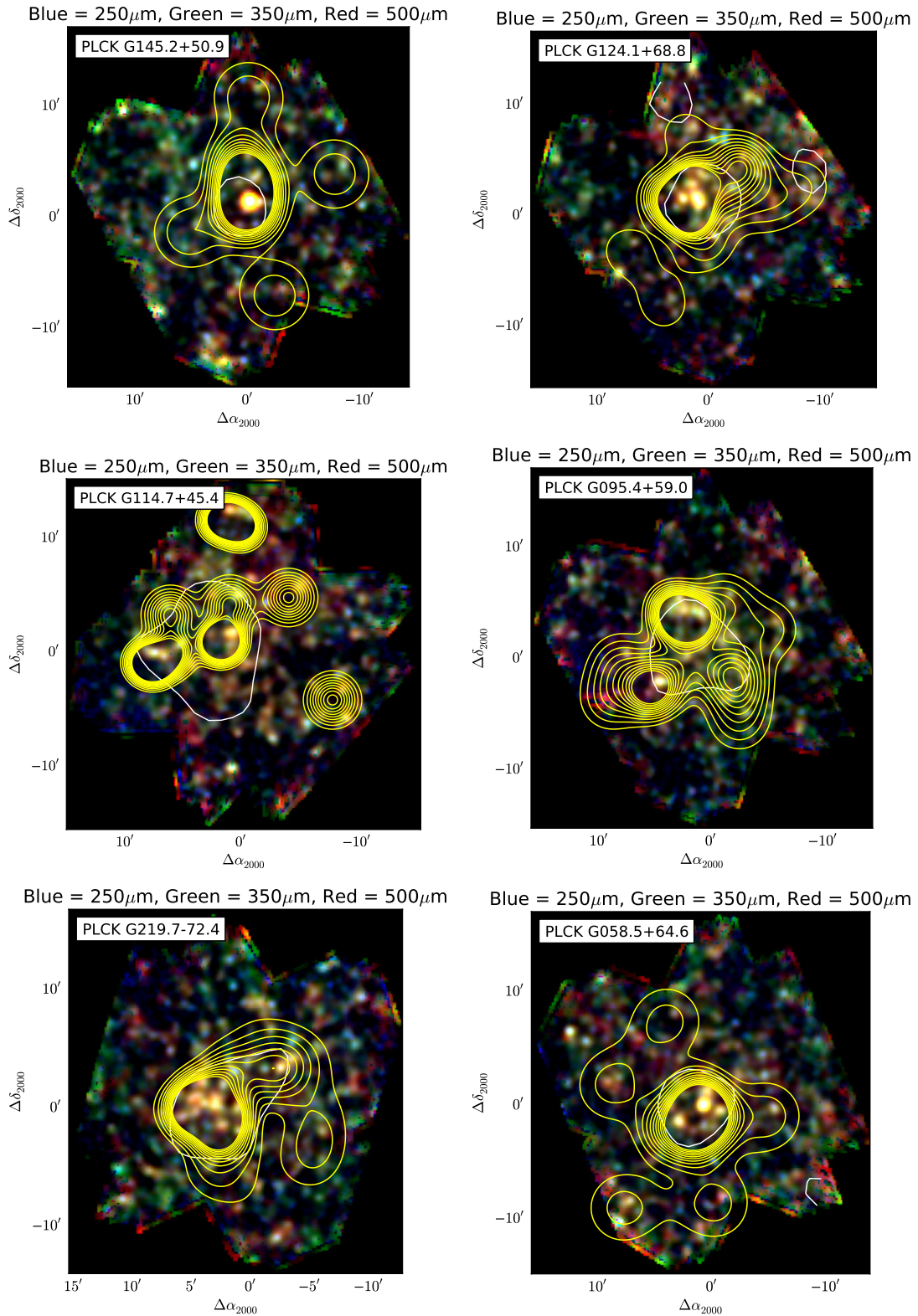


FIGURE B.2: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

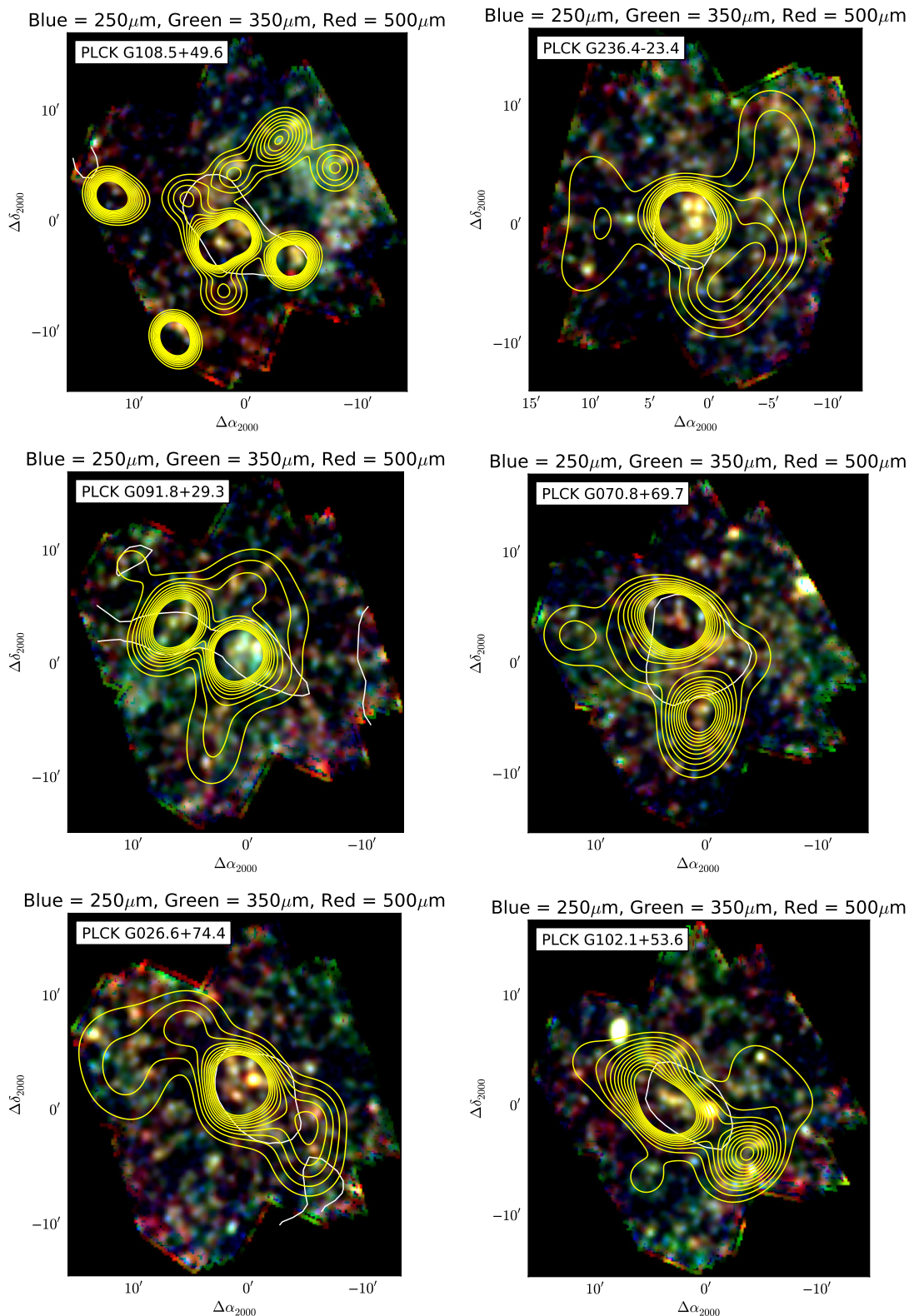


FIGURE B.3: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

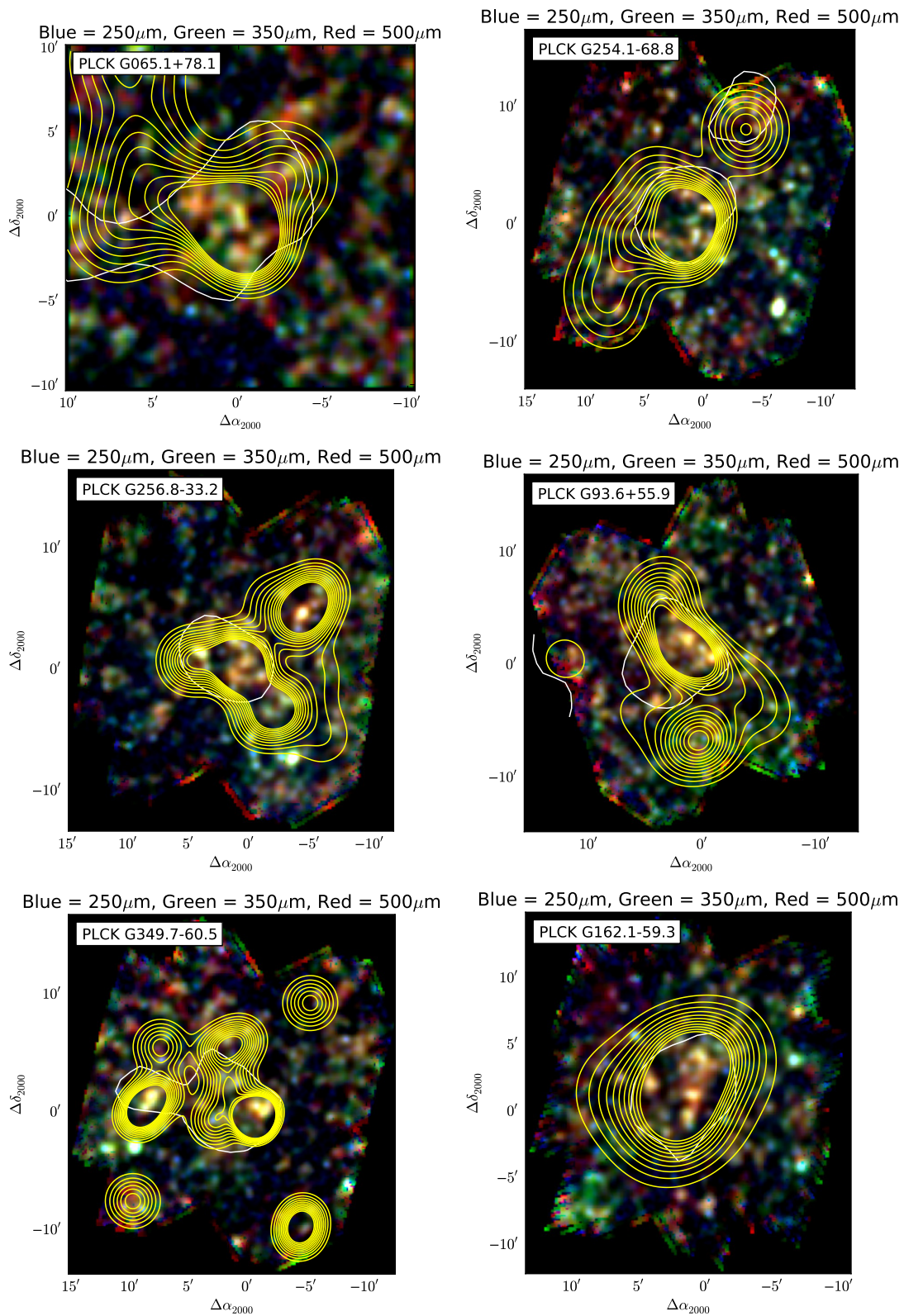


FIGURE B.4: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

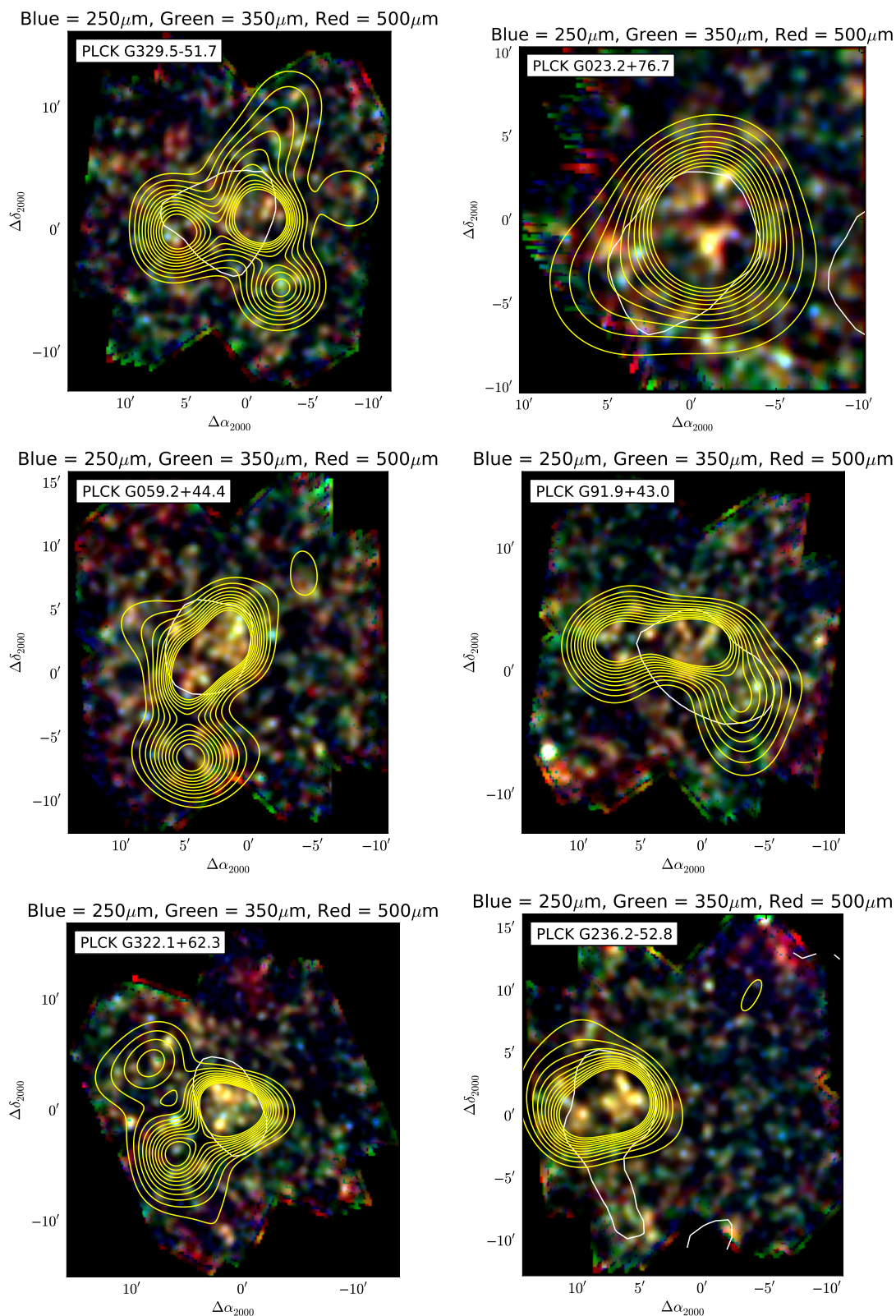


FIGURE B.5: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

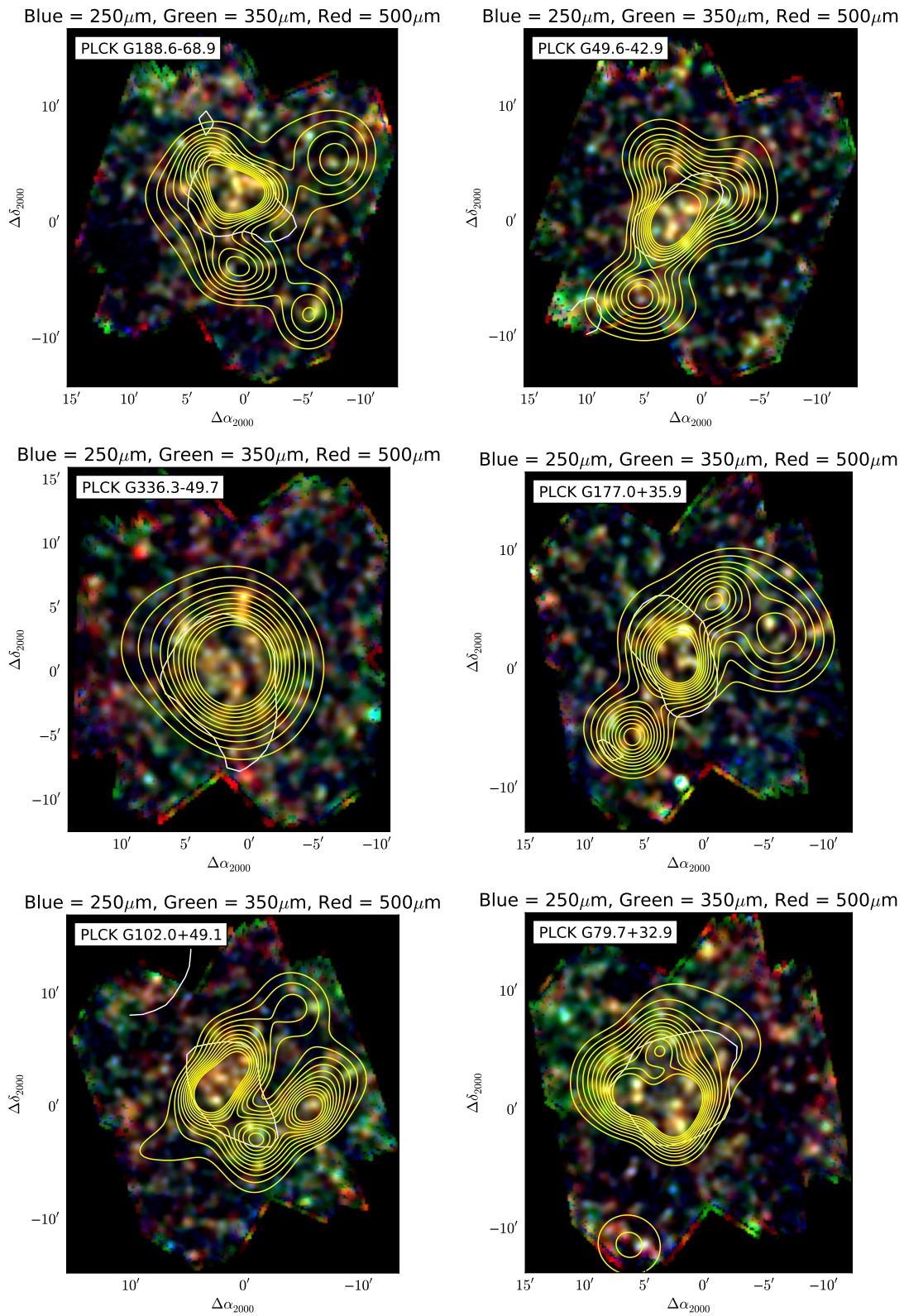


FIGURE B.6: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

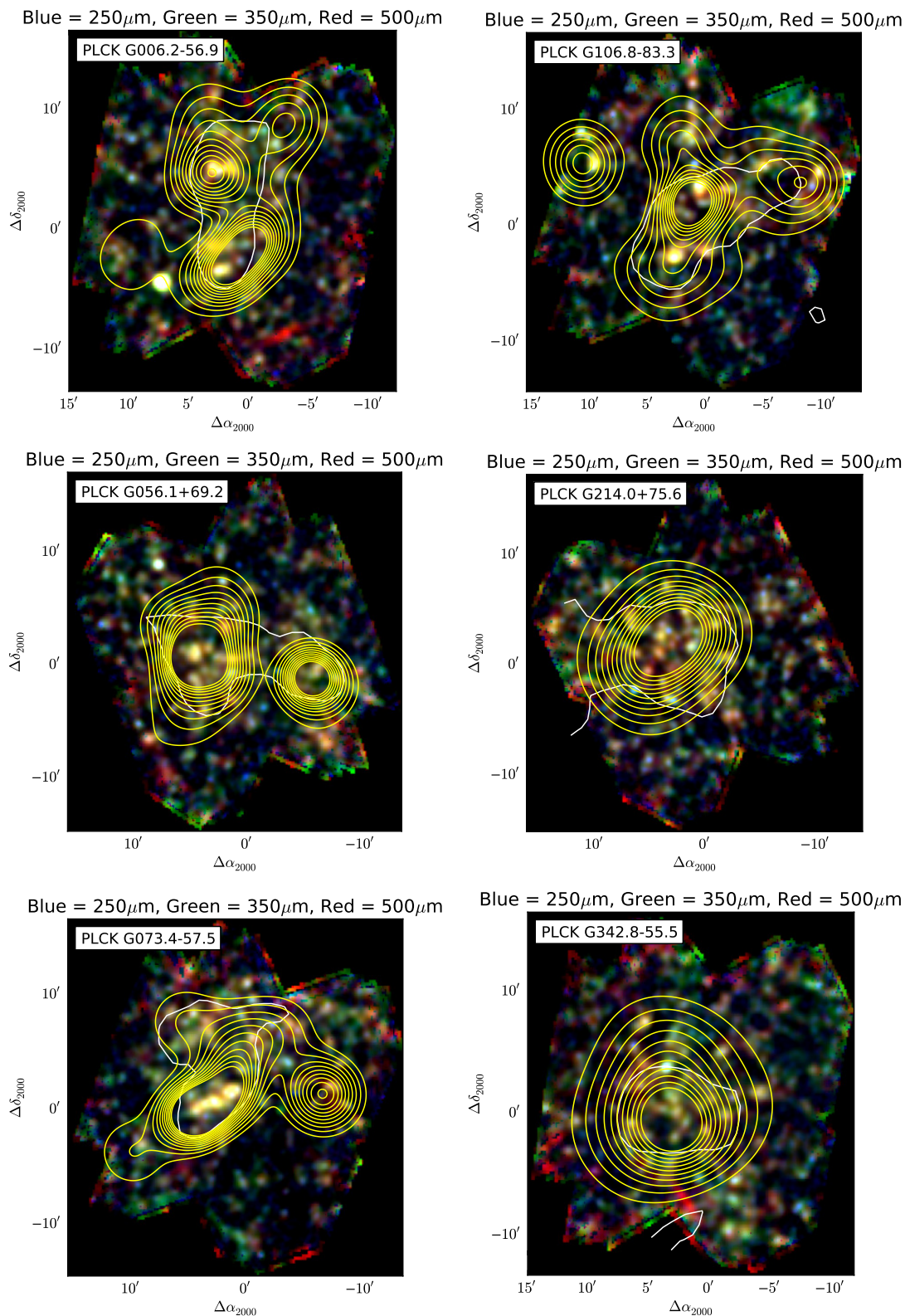


FIGURE B.7: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

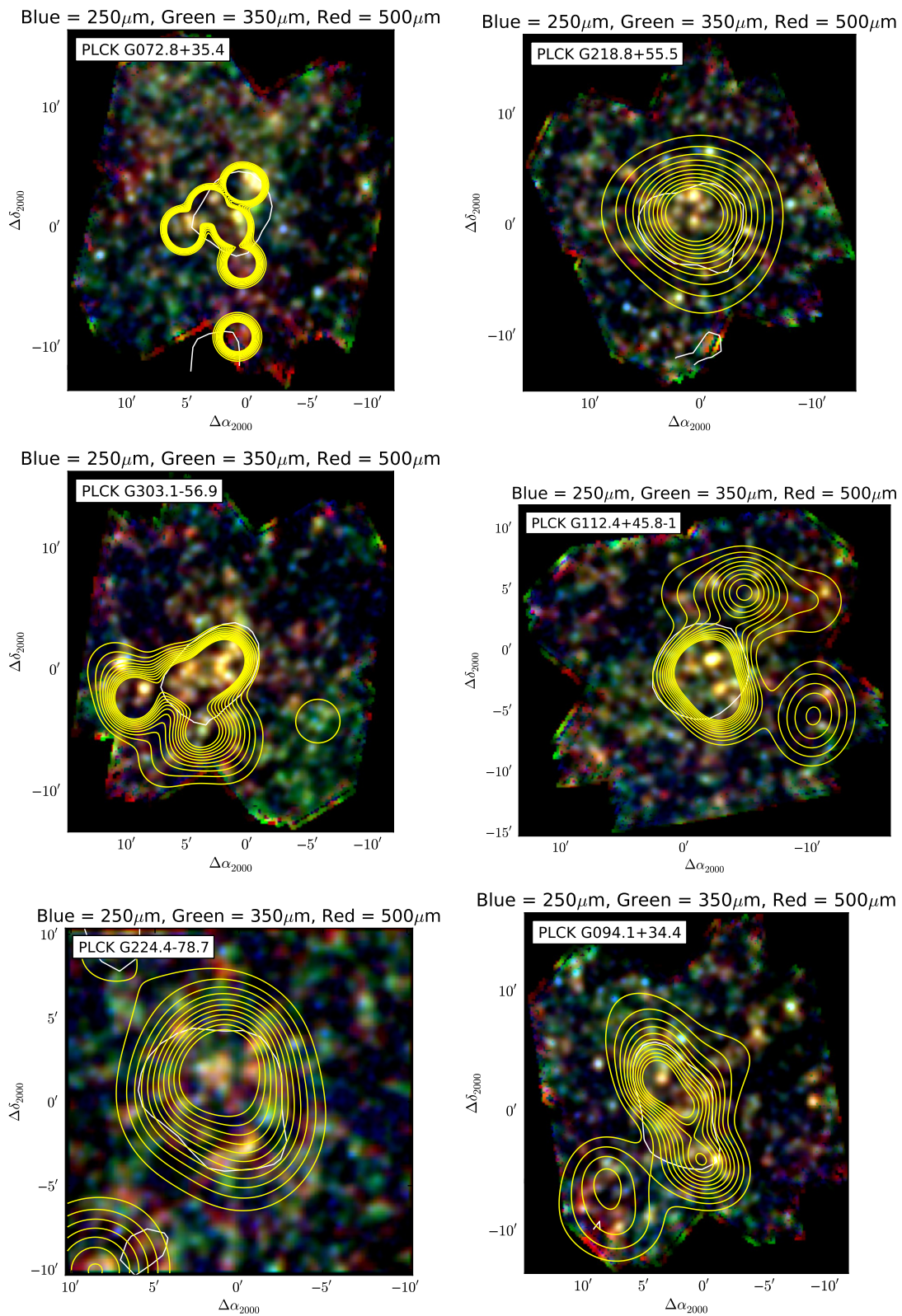


FIGURE B.8: Gallerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

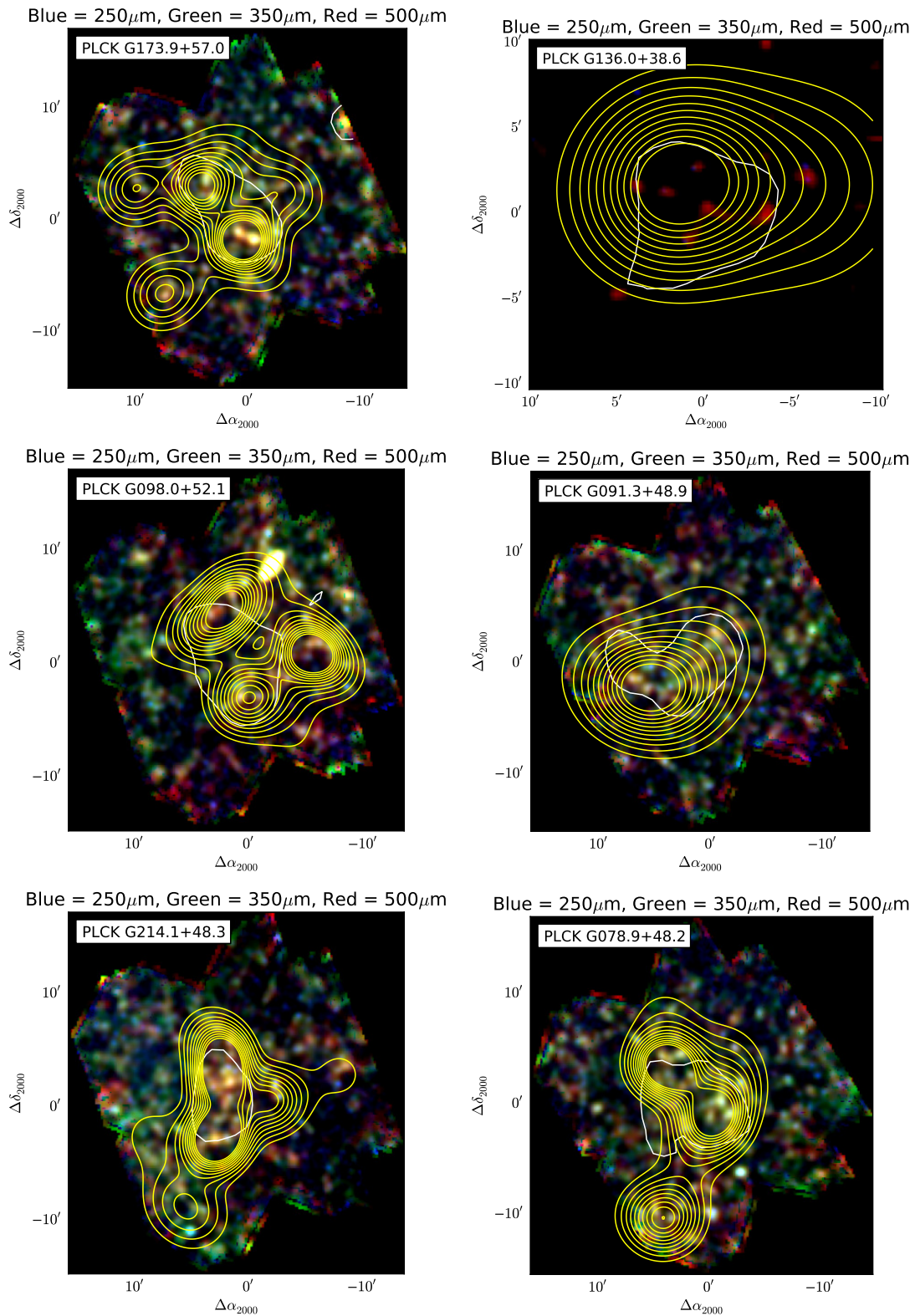


FIGURE B.9: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

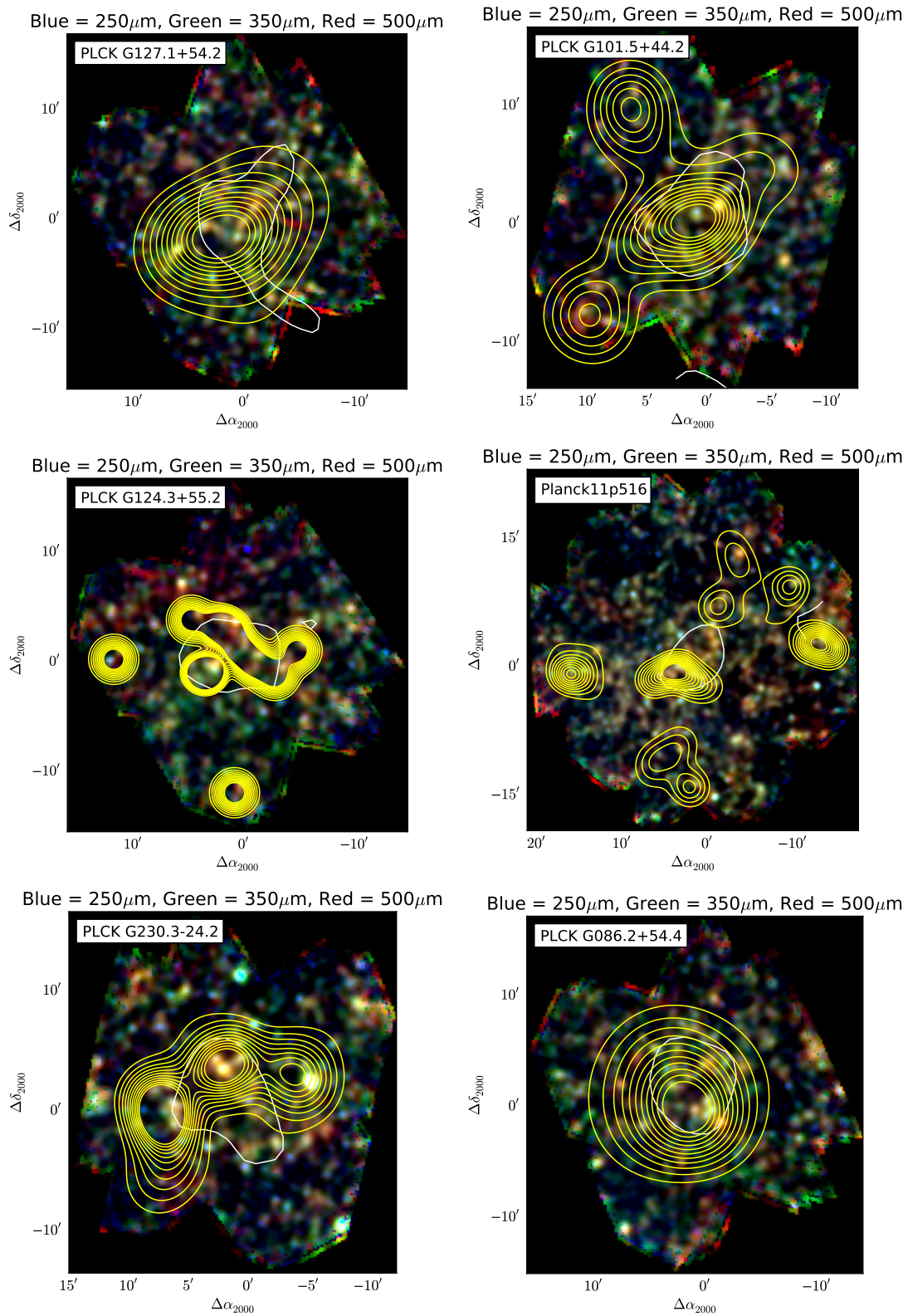


FIGURE B.10: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

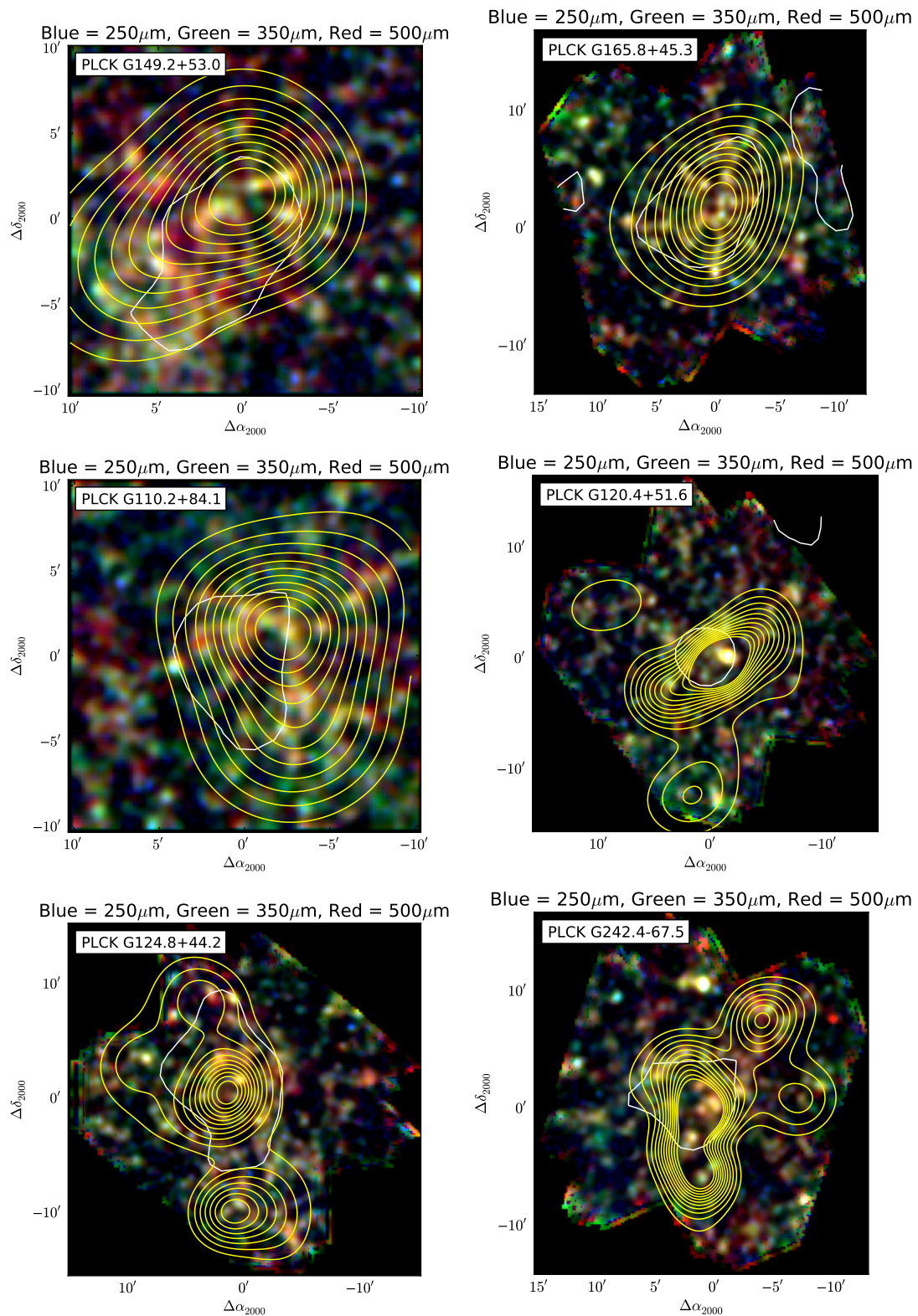


FIGURE B.11: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

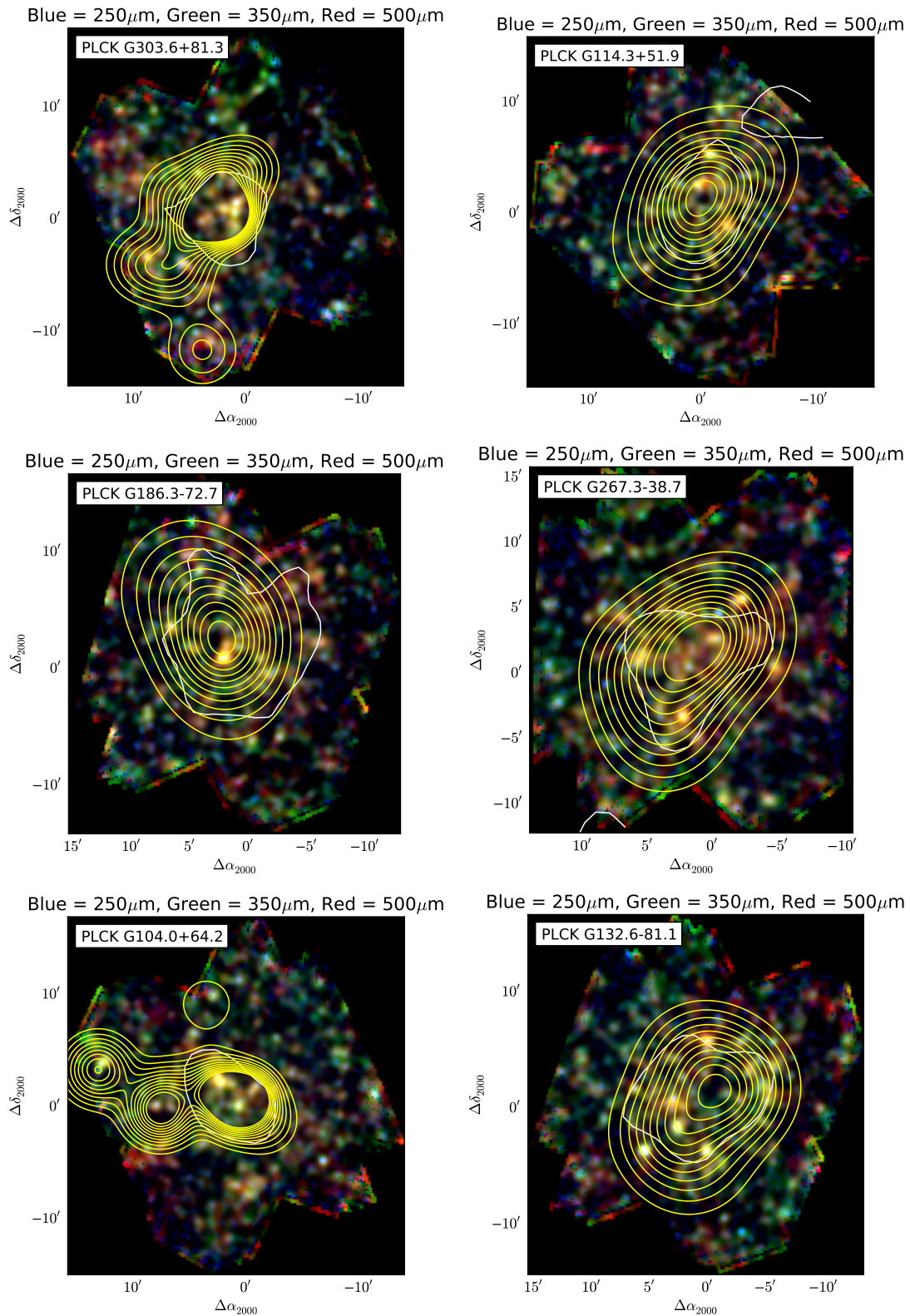


FIGURE B.12: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

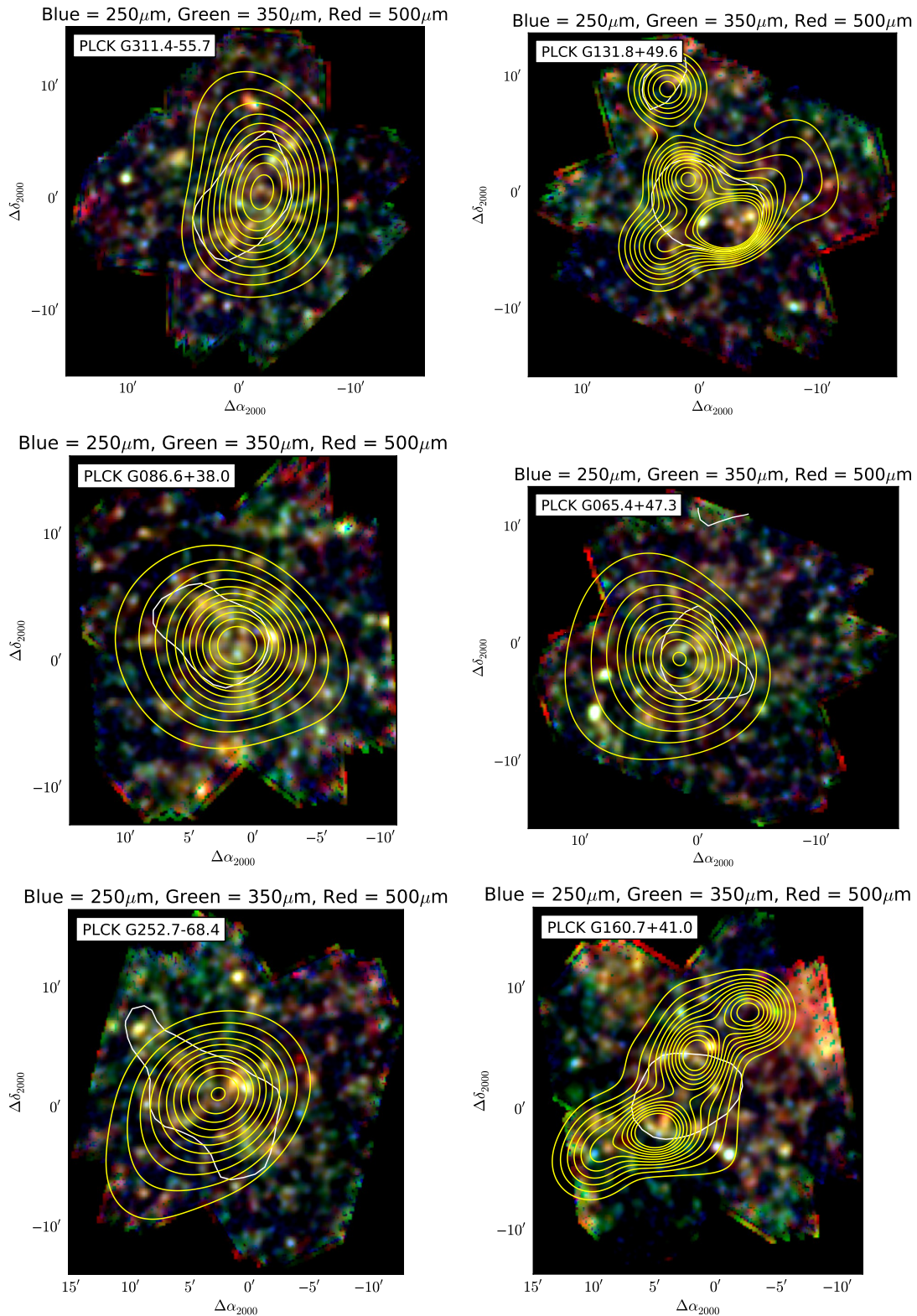


FIGURE B.13: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

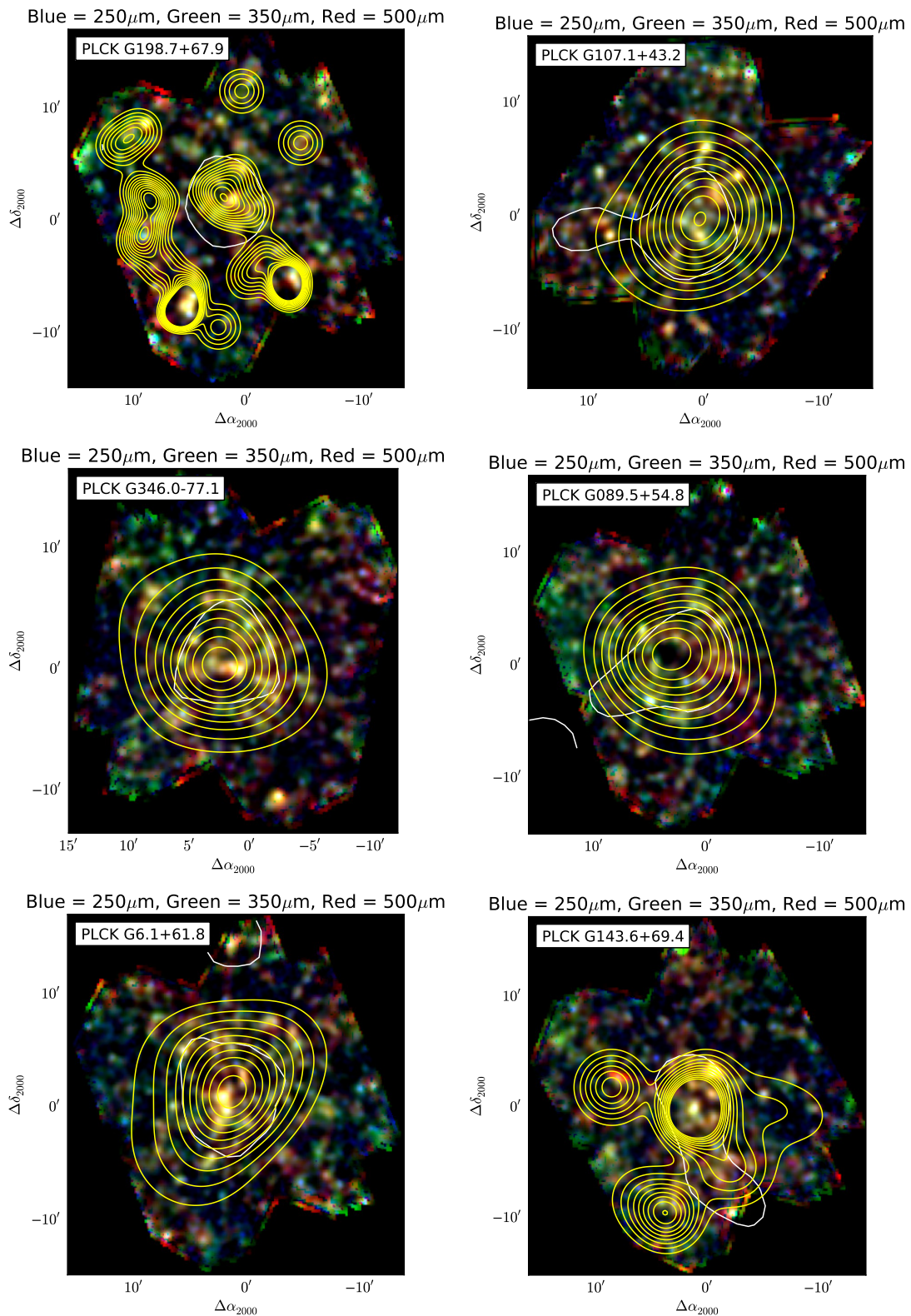


FIGURE B.14: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

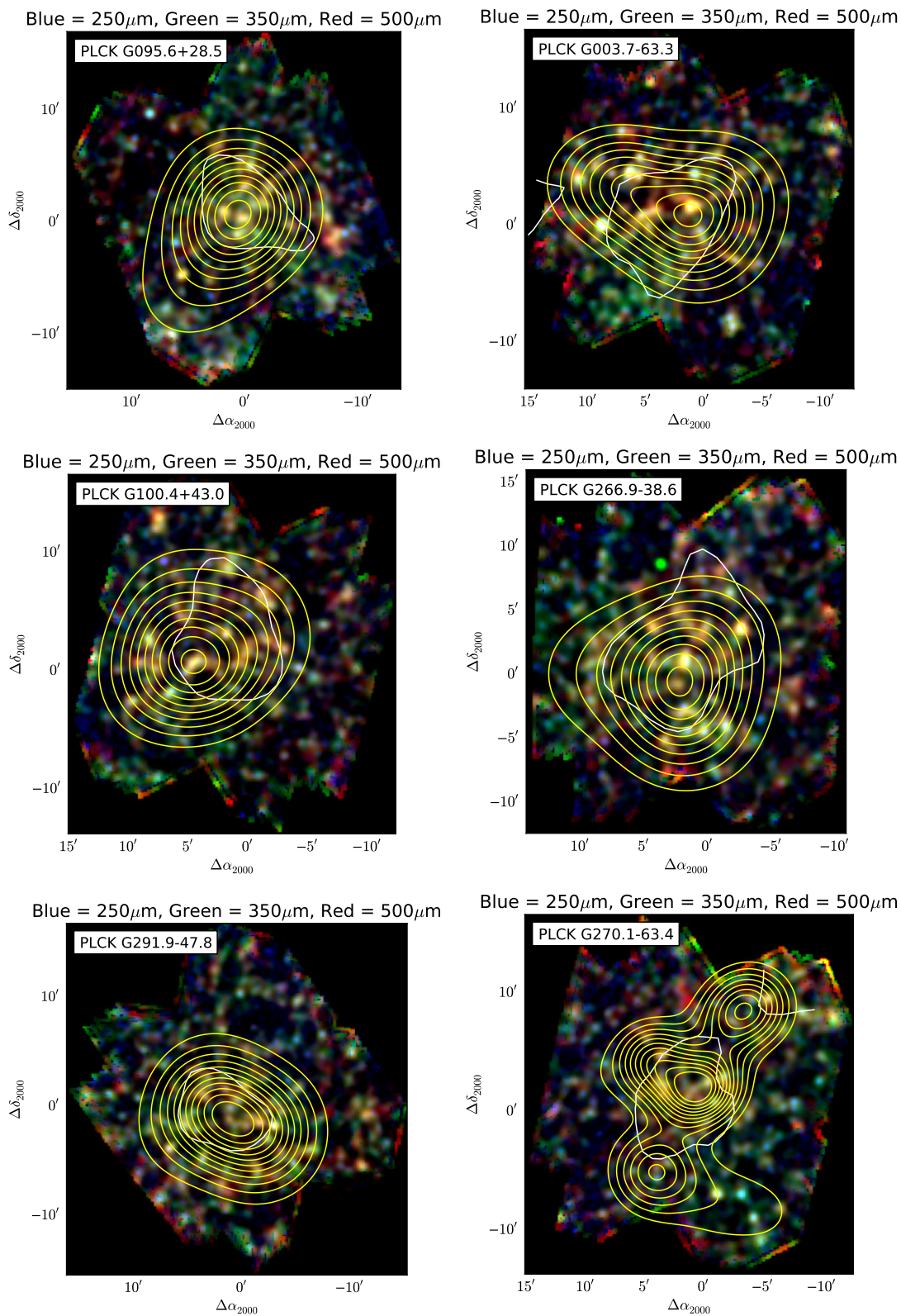


FIGURE B.15: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

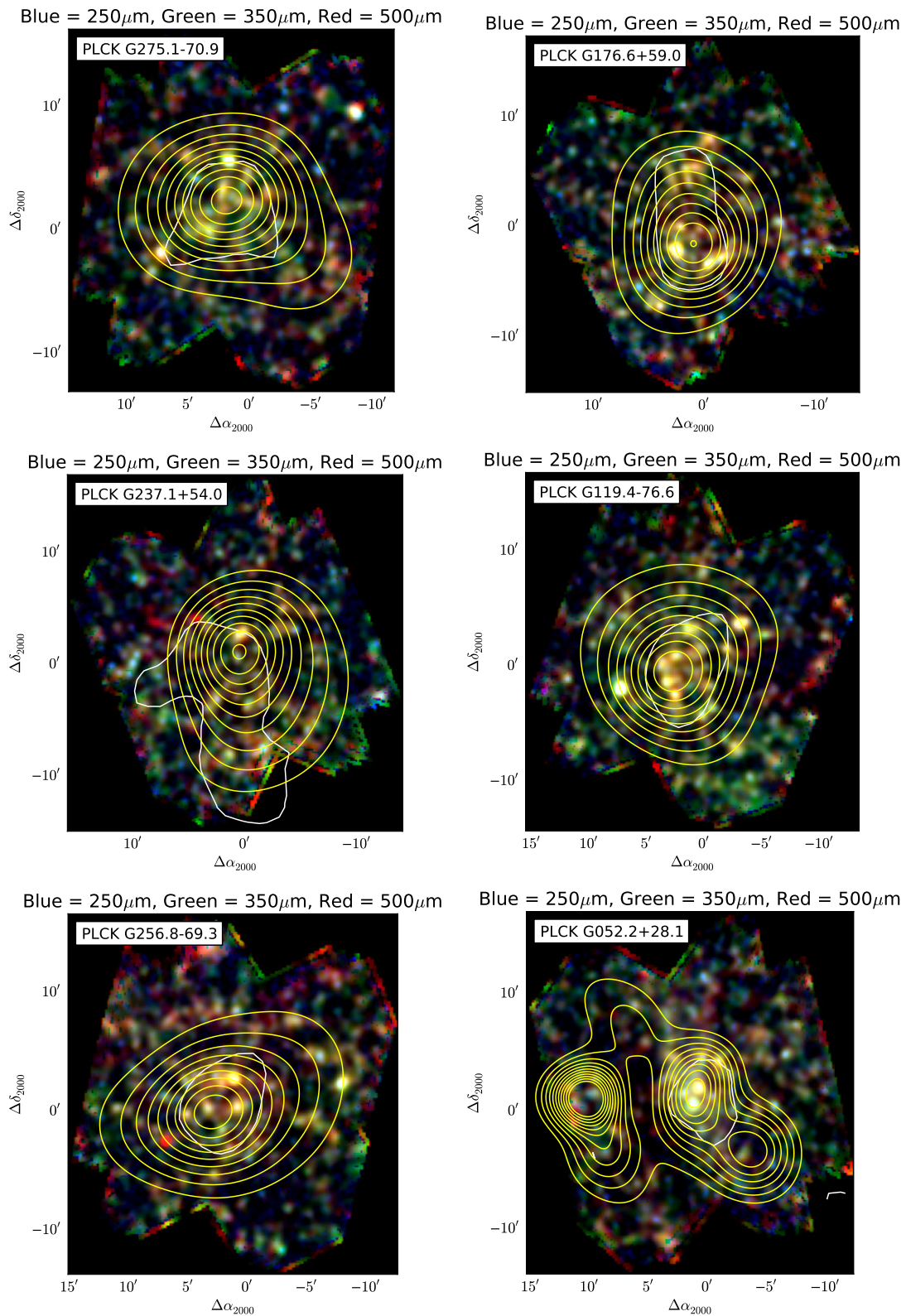


FIGURE B.16: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

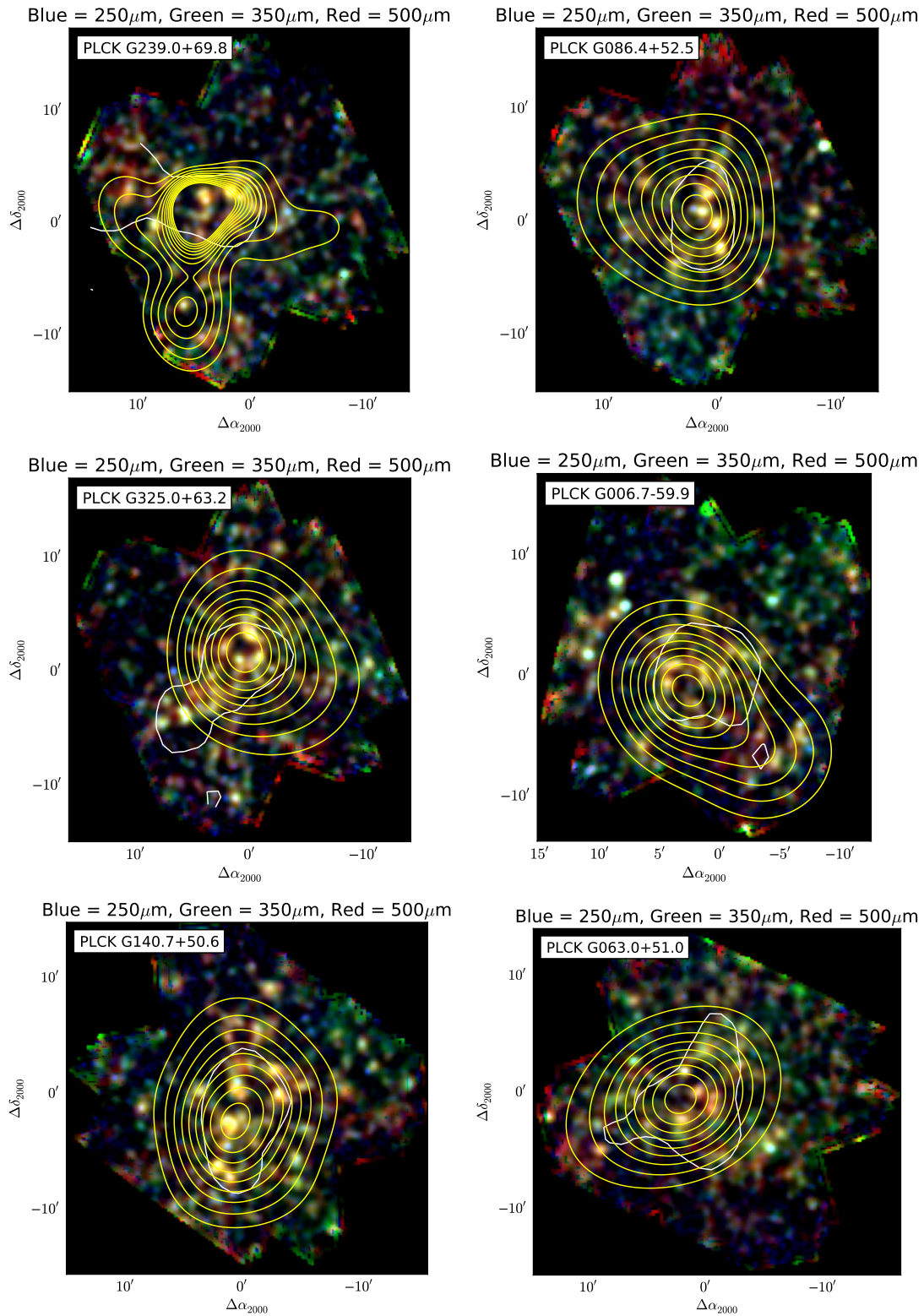


FIGURE B.17: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

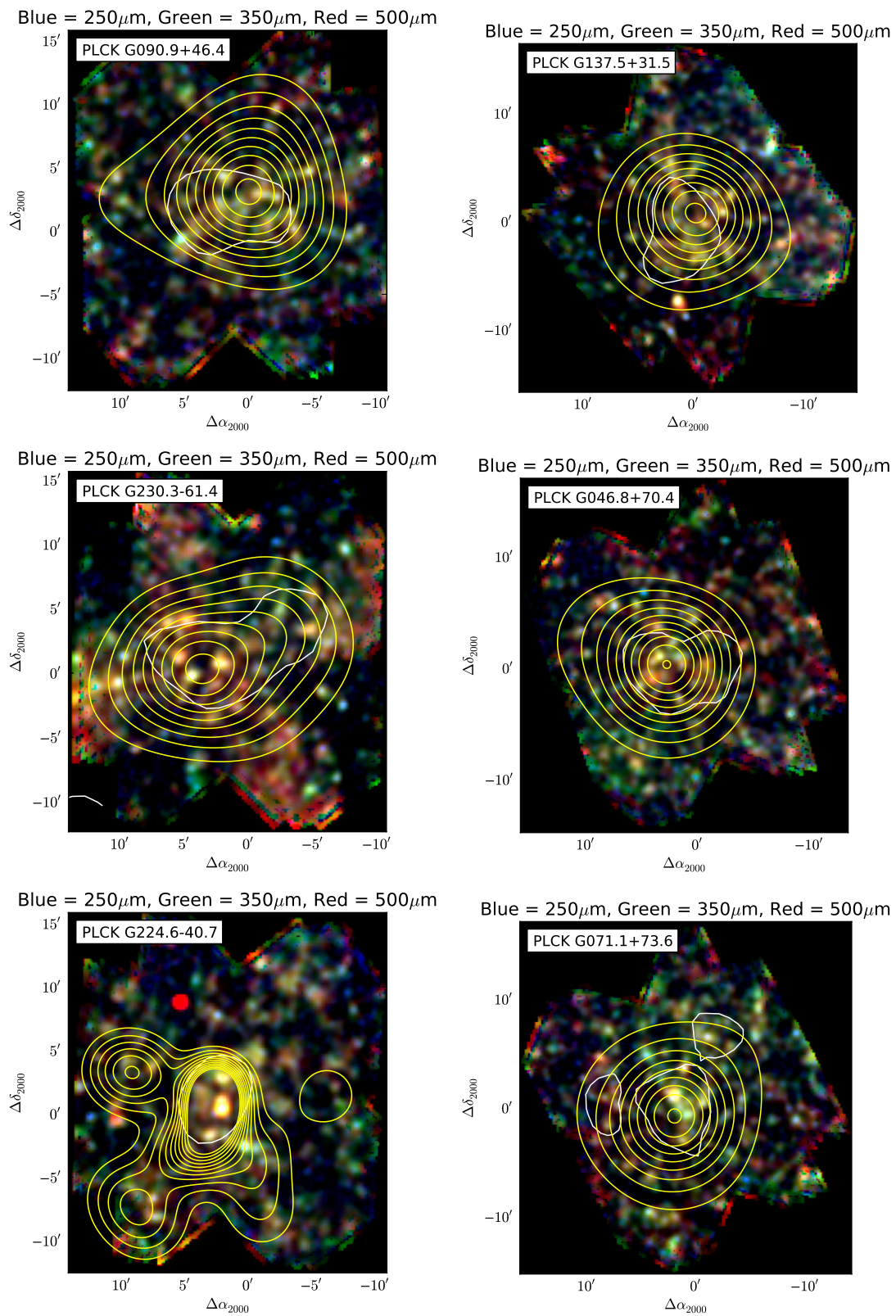


FIGURE B.18: Gallerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

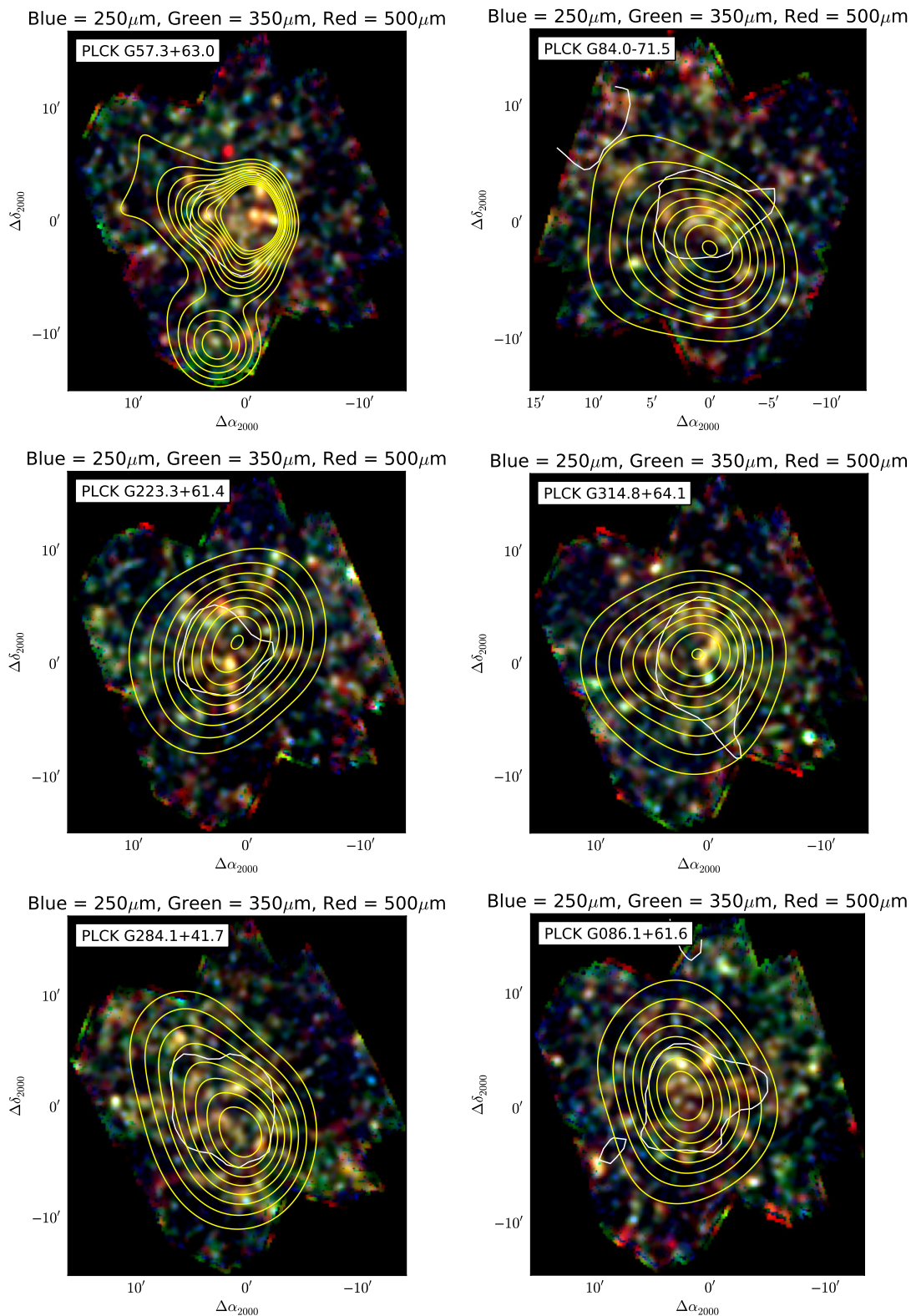


FIGURE B.19: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

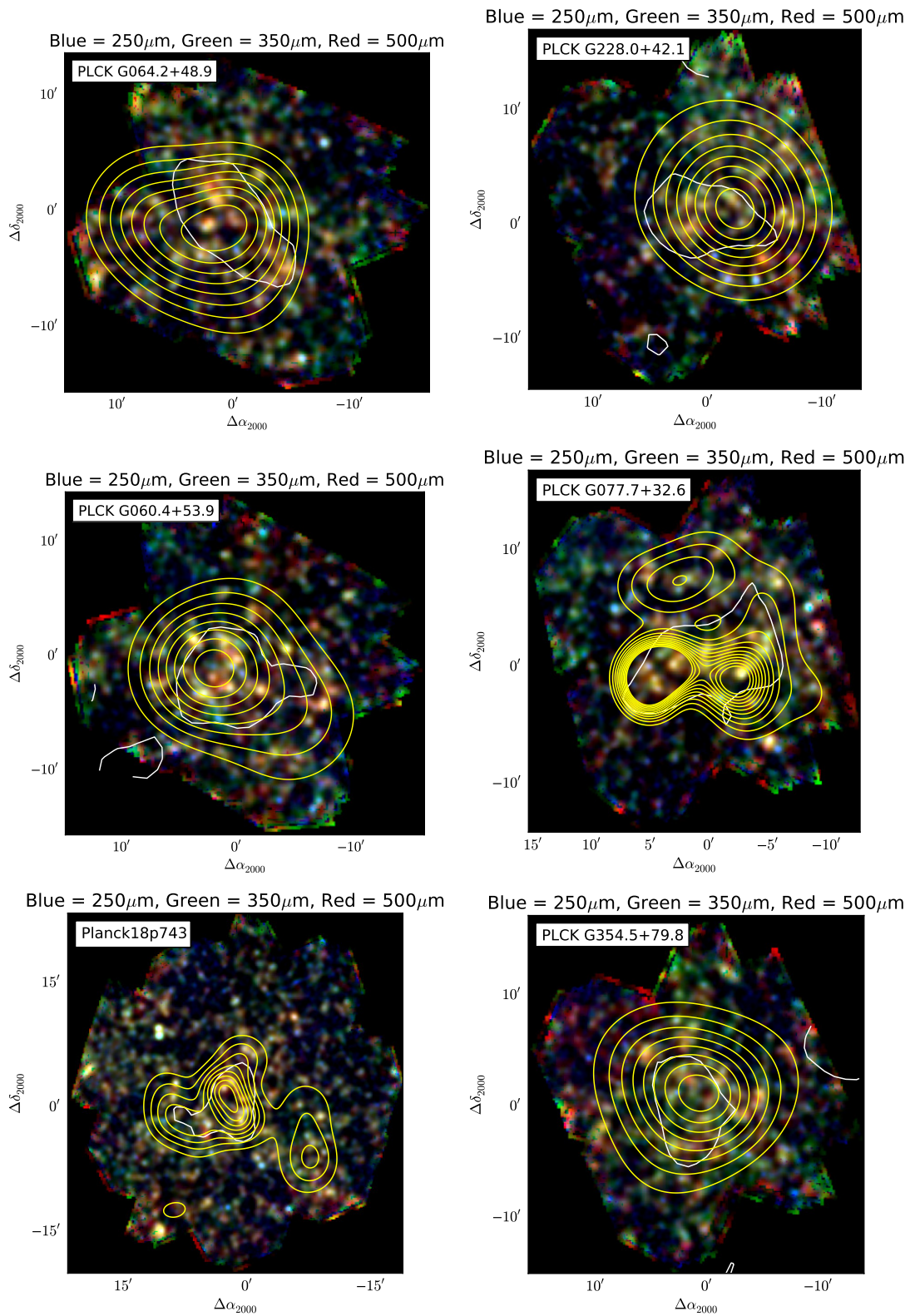


FIGURE B.20: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

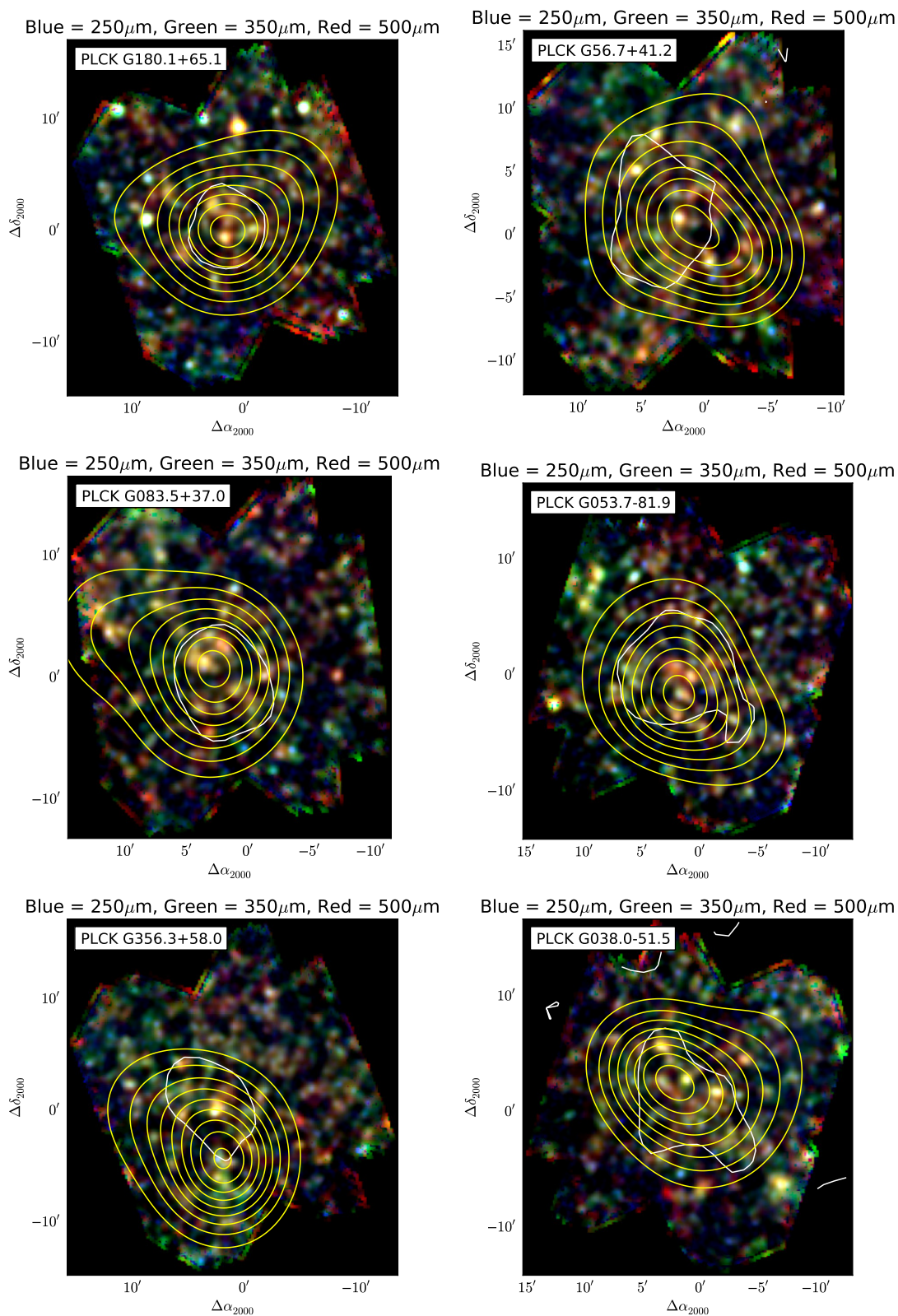


FIGURE B.21: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

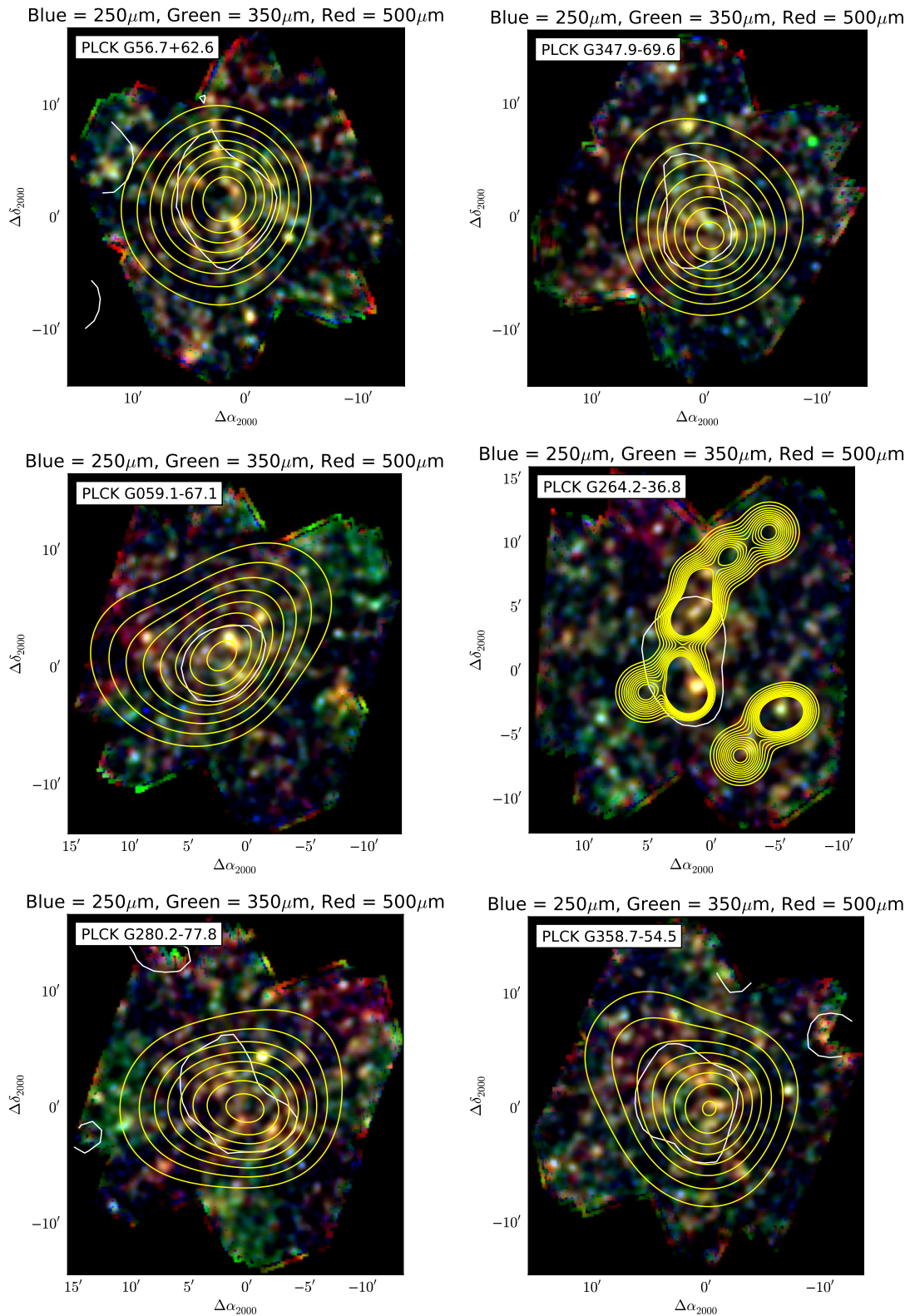


FIGURE B.22: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

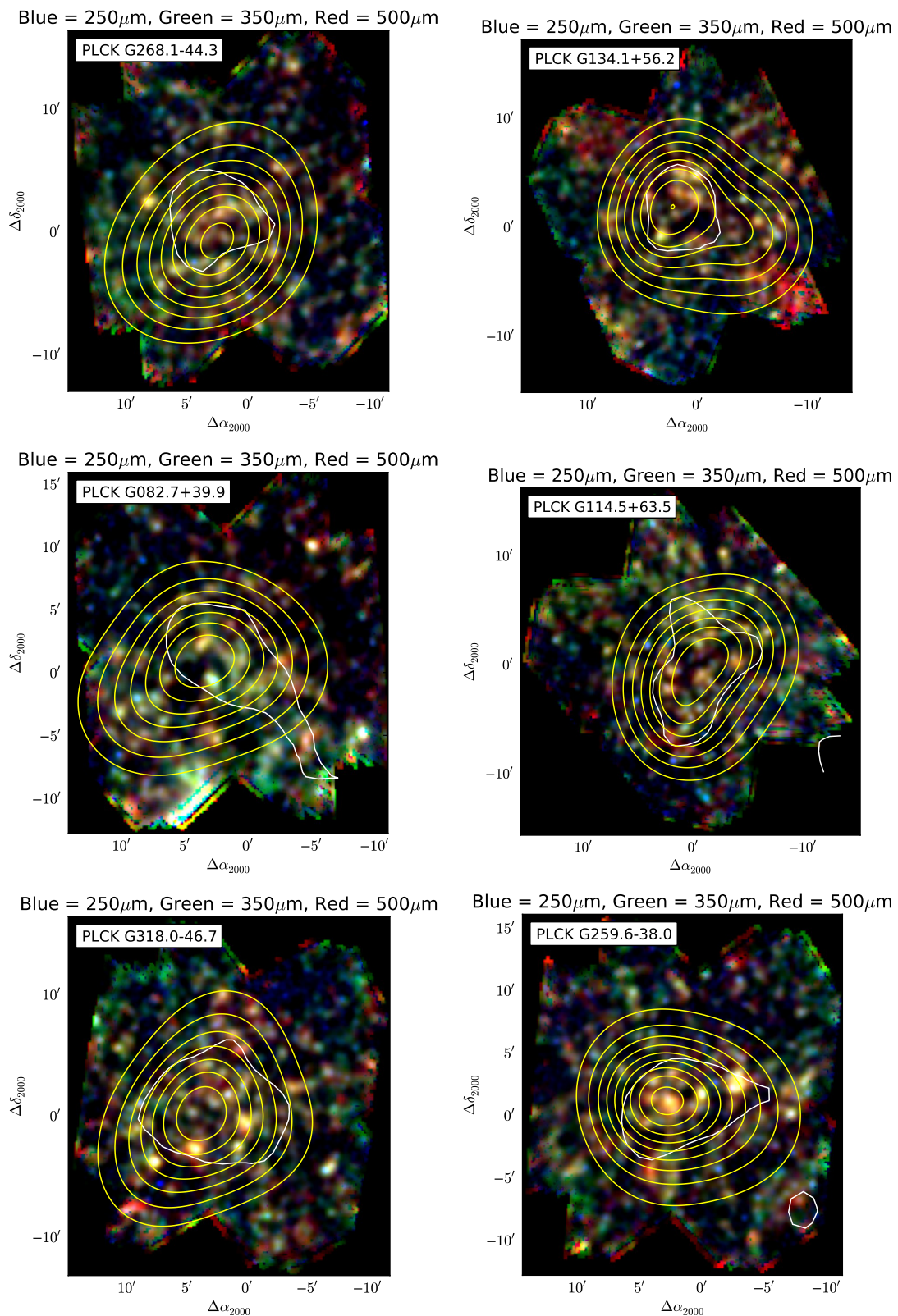


FIGURE B.23: Gallerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

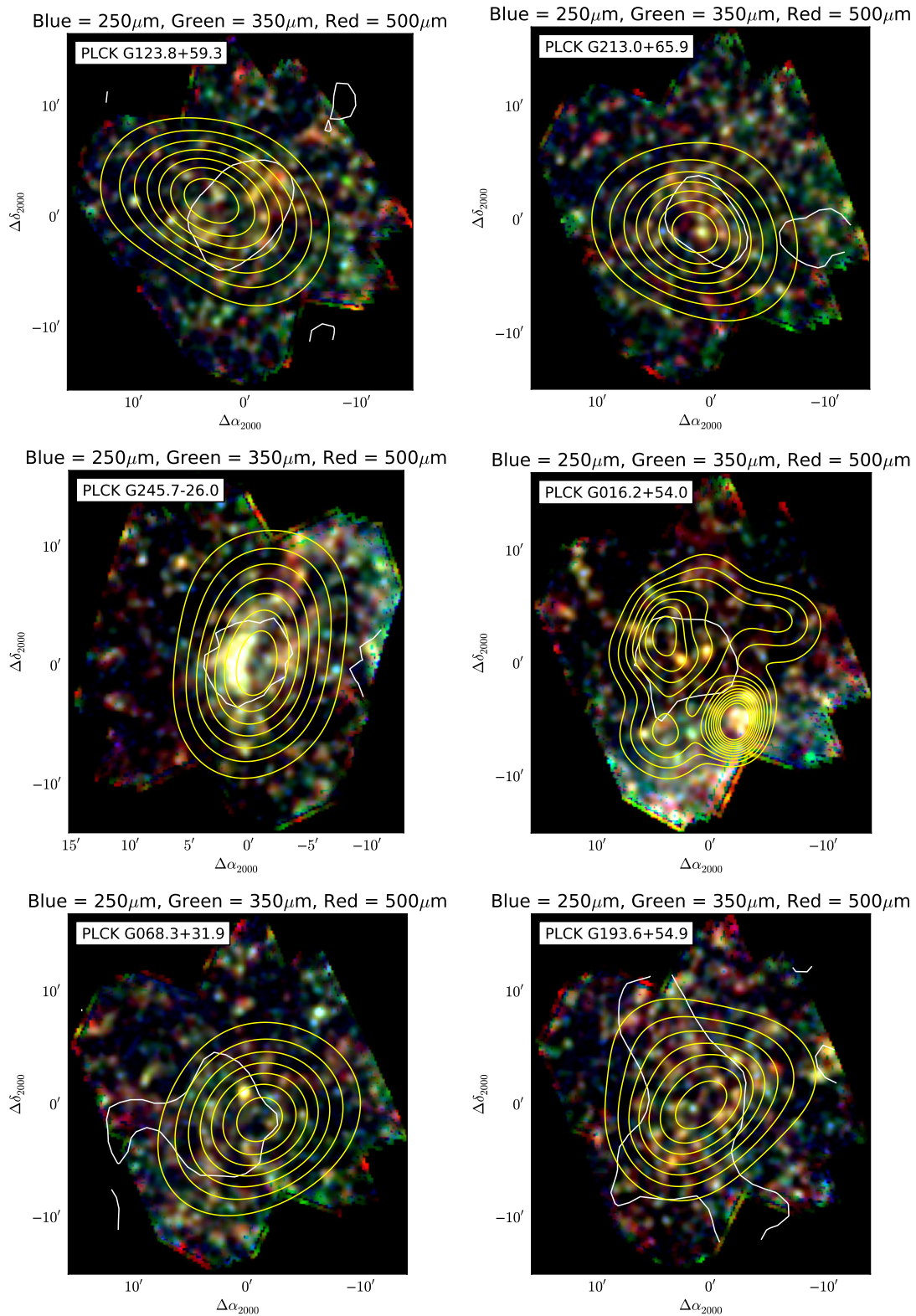


FIGURE B.24: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

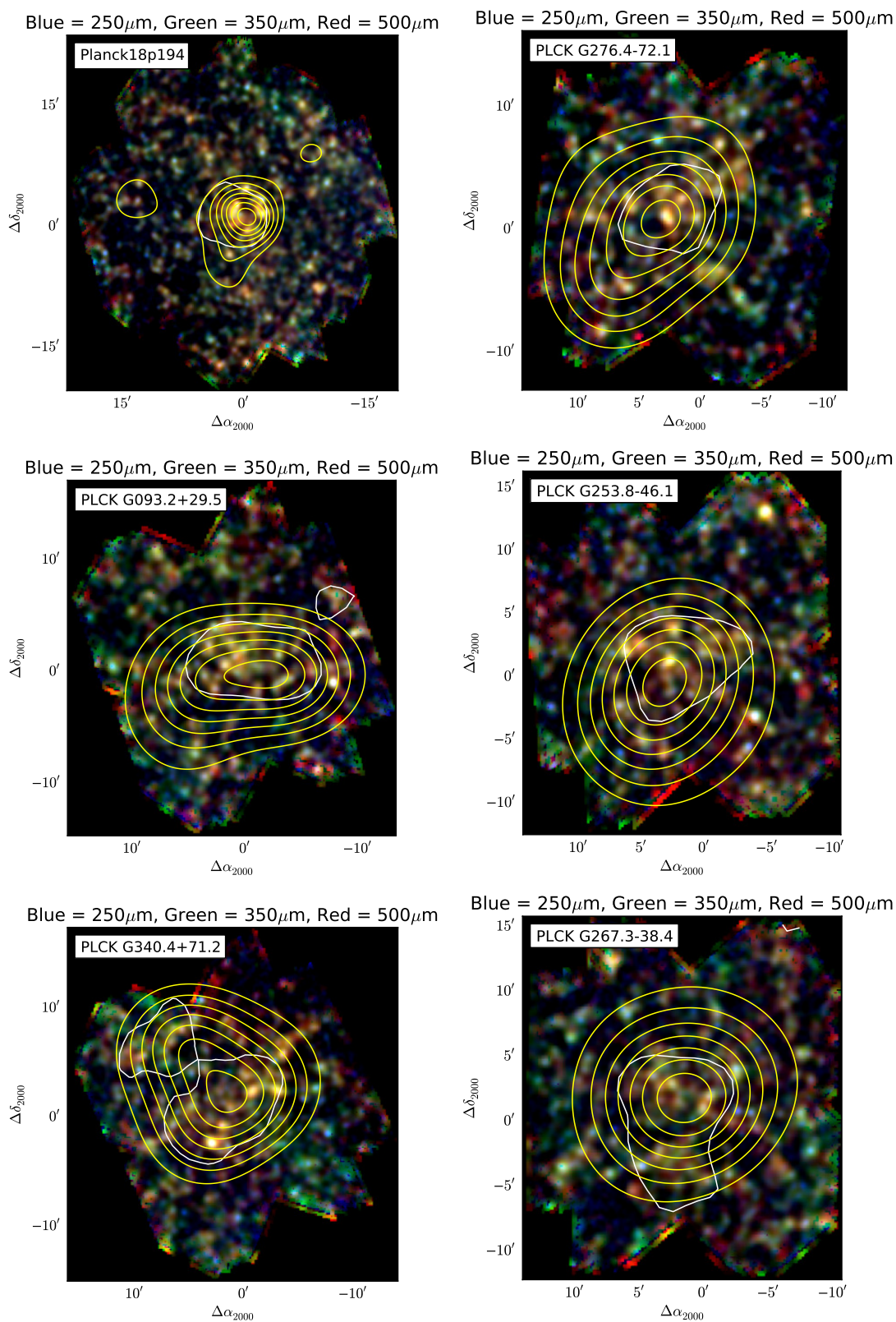


FIGURE B.25: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

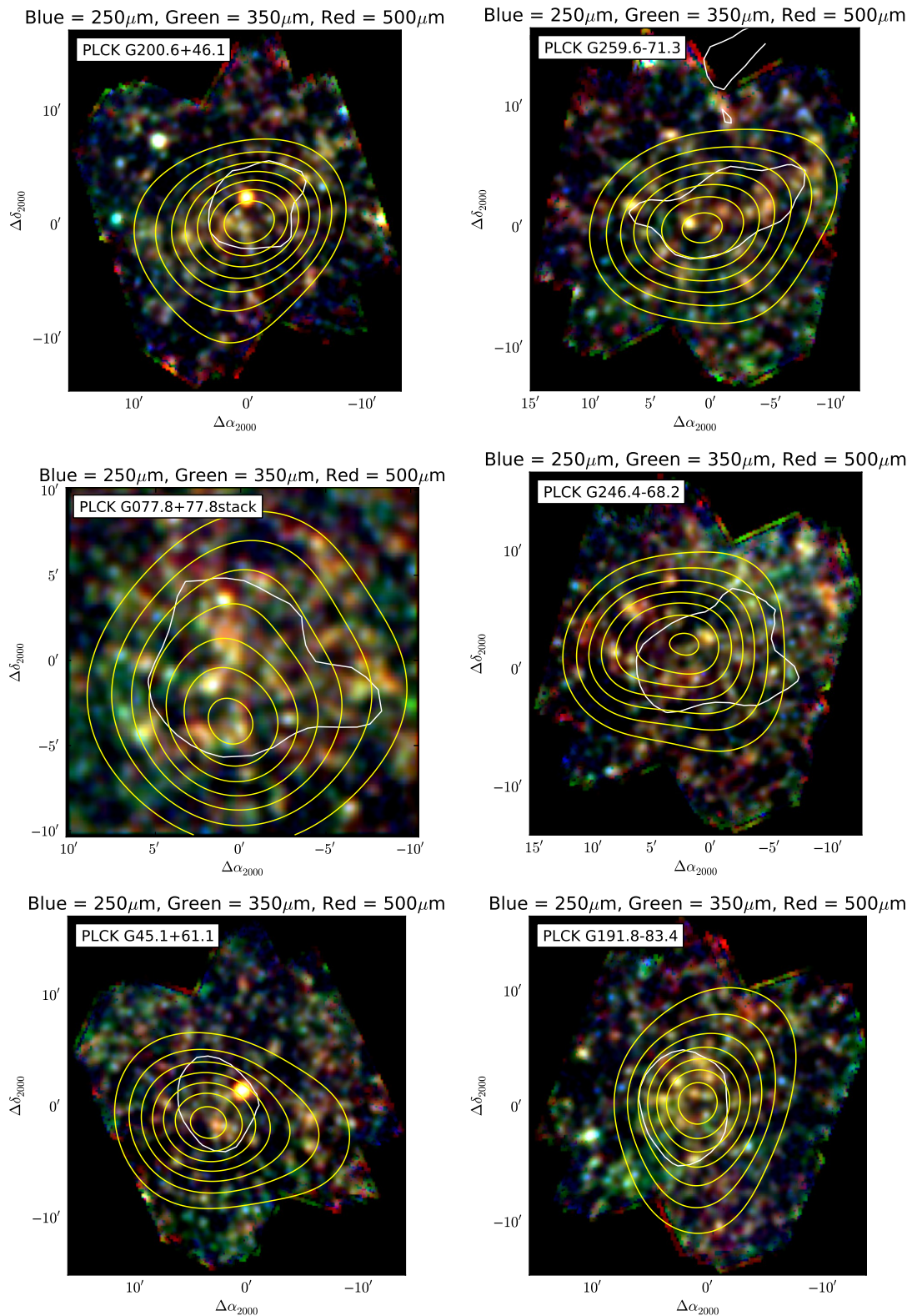


FIGURE B.26: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

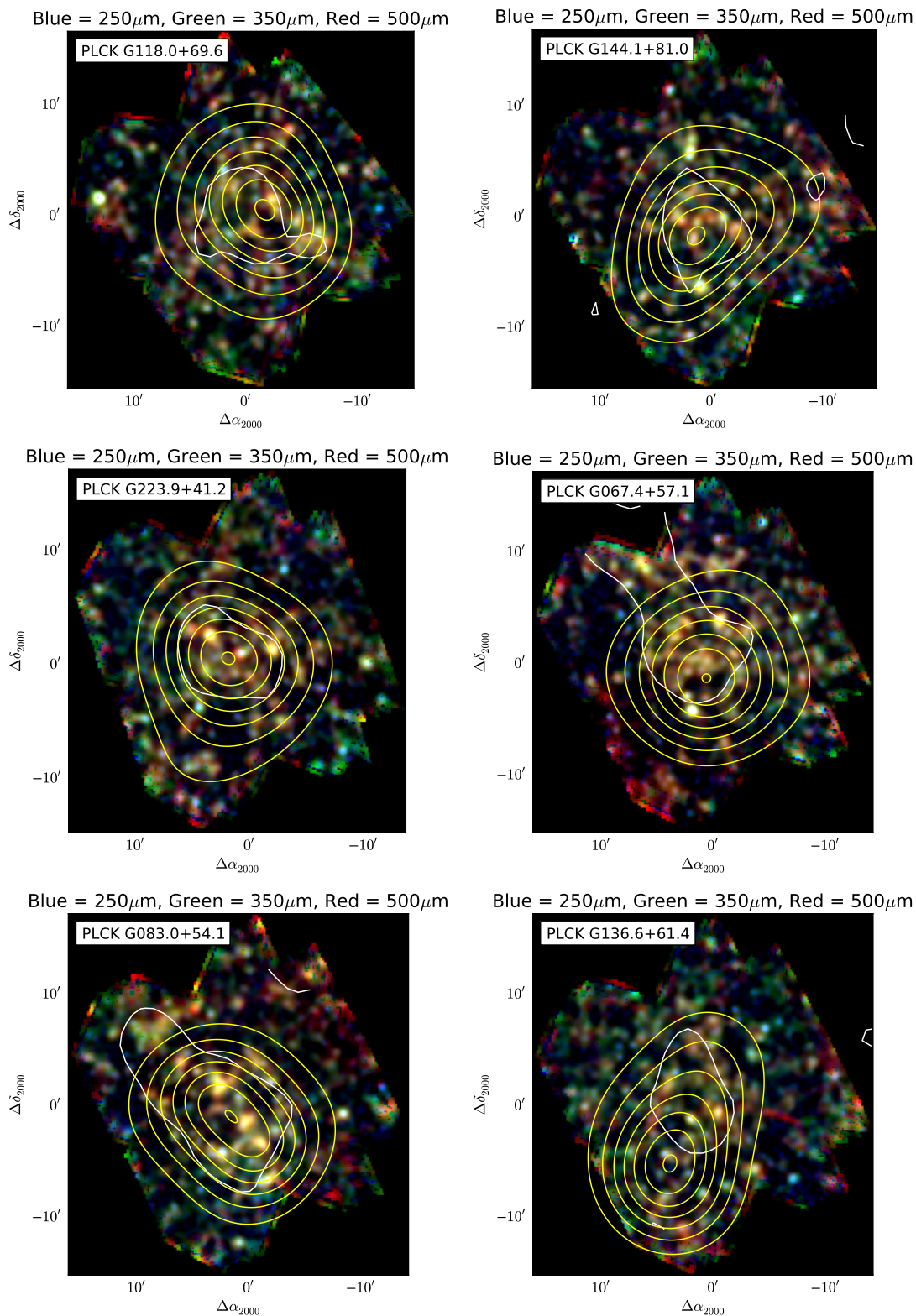


FIGURE B.27: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

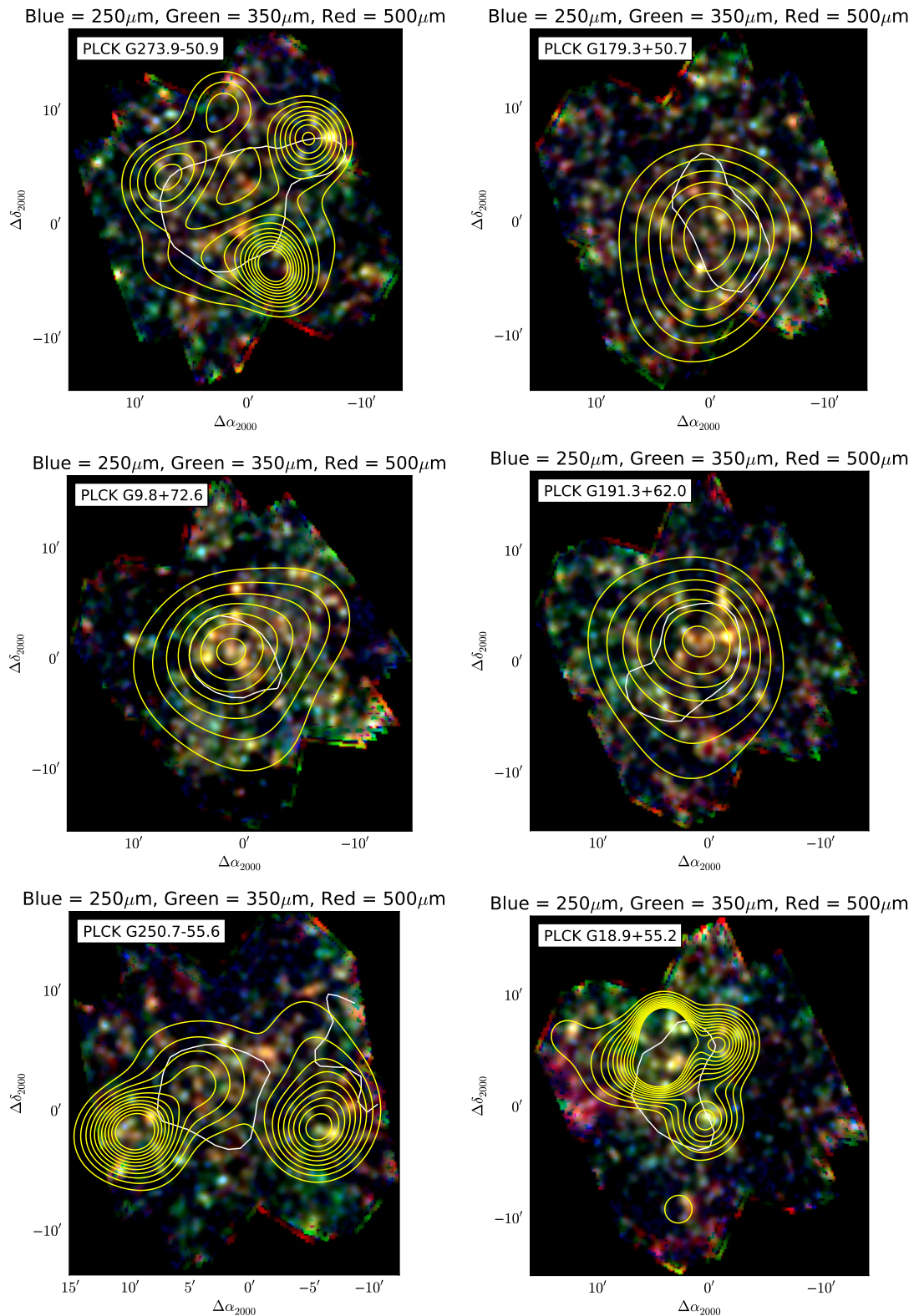


FIGURE B.28: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

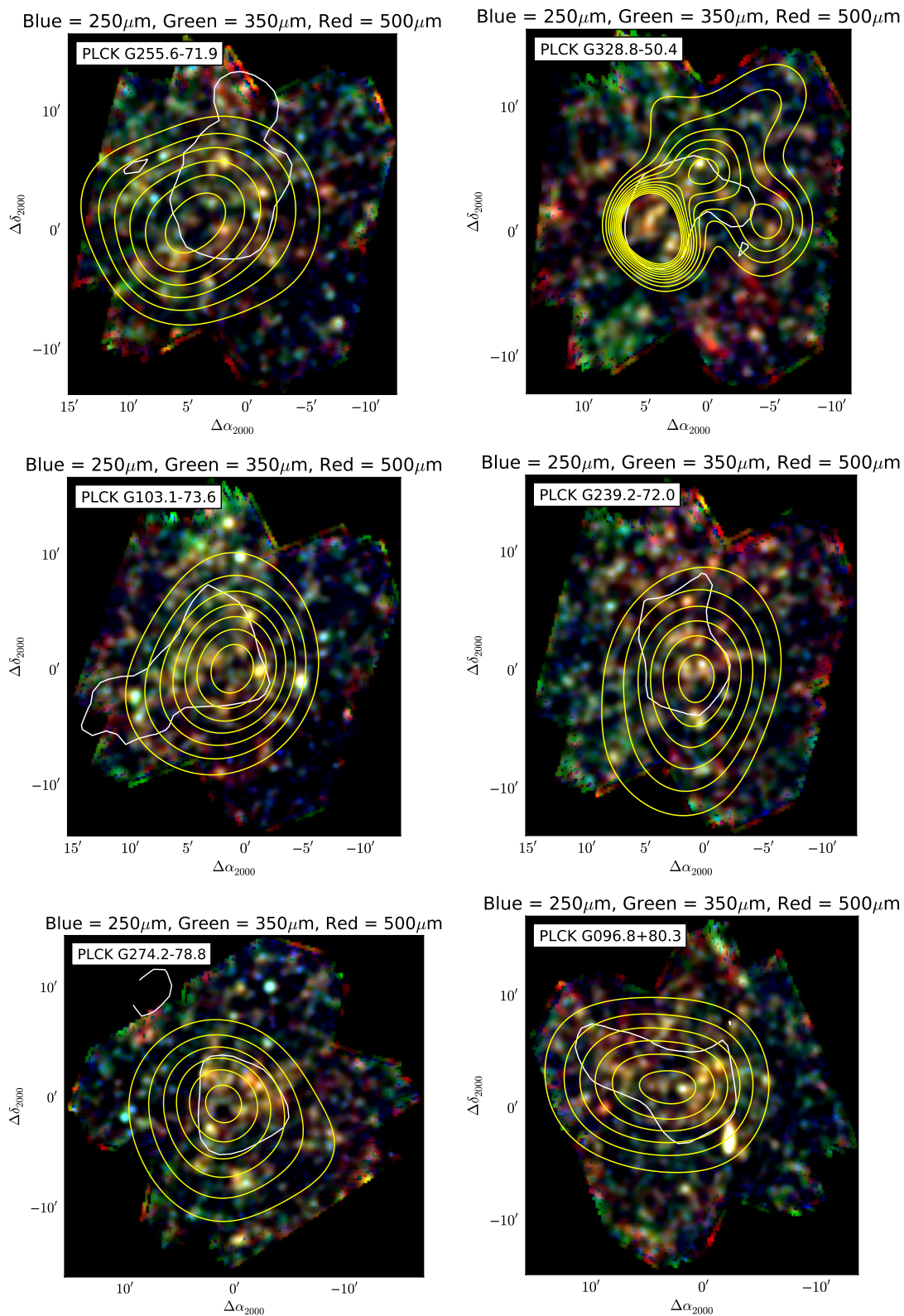


FIGURE B.29: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

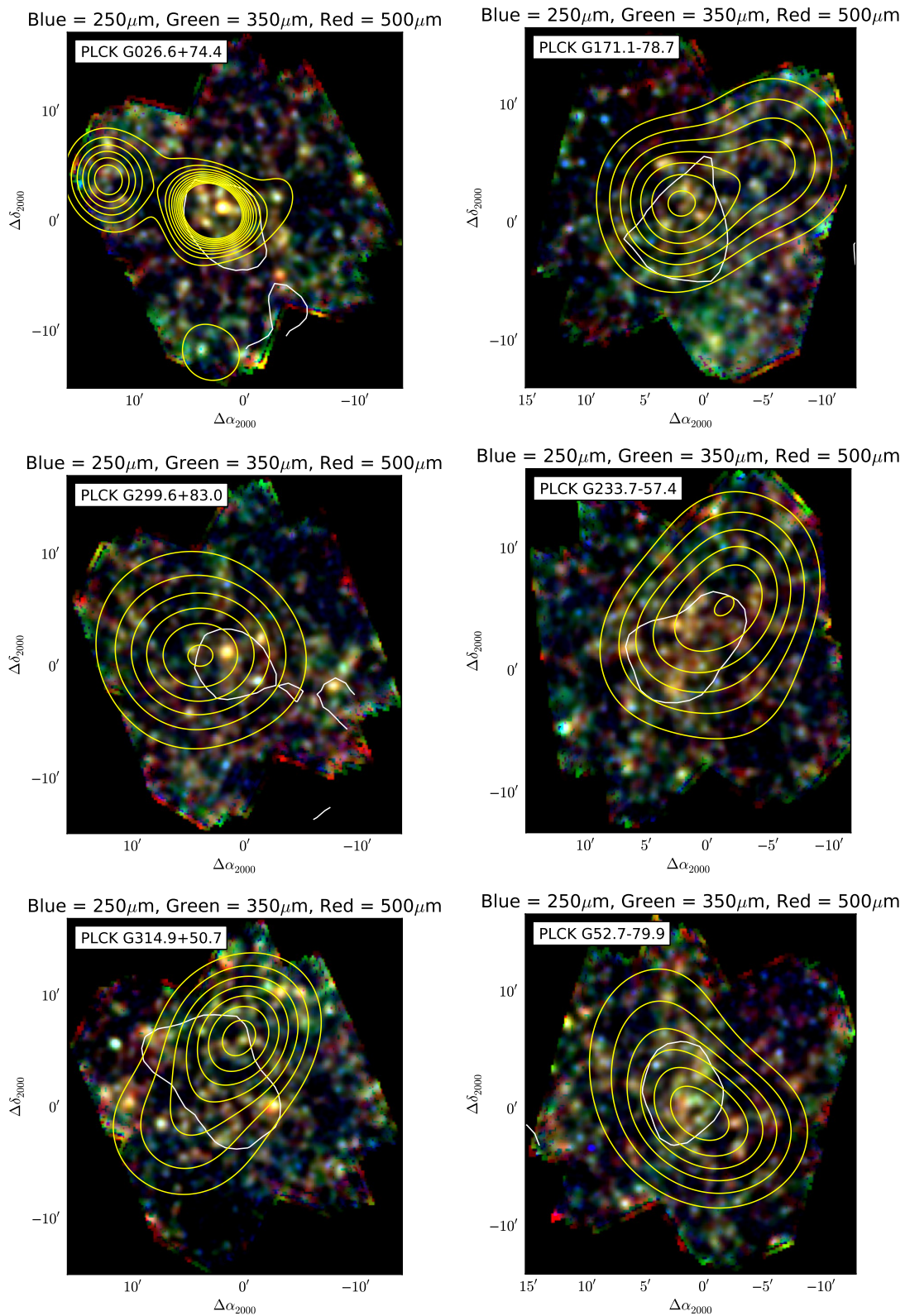


FIGURE B.30: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

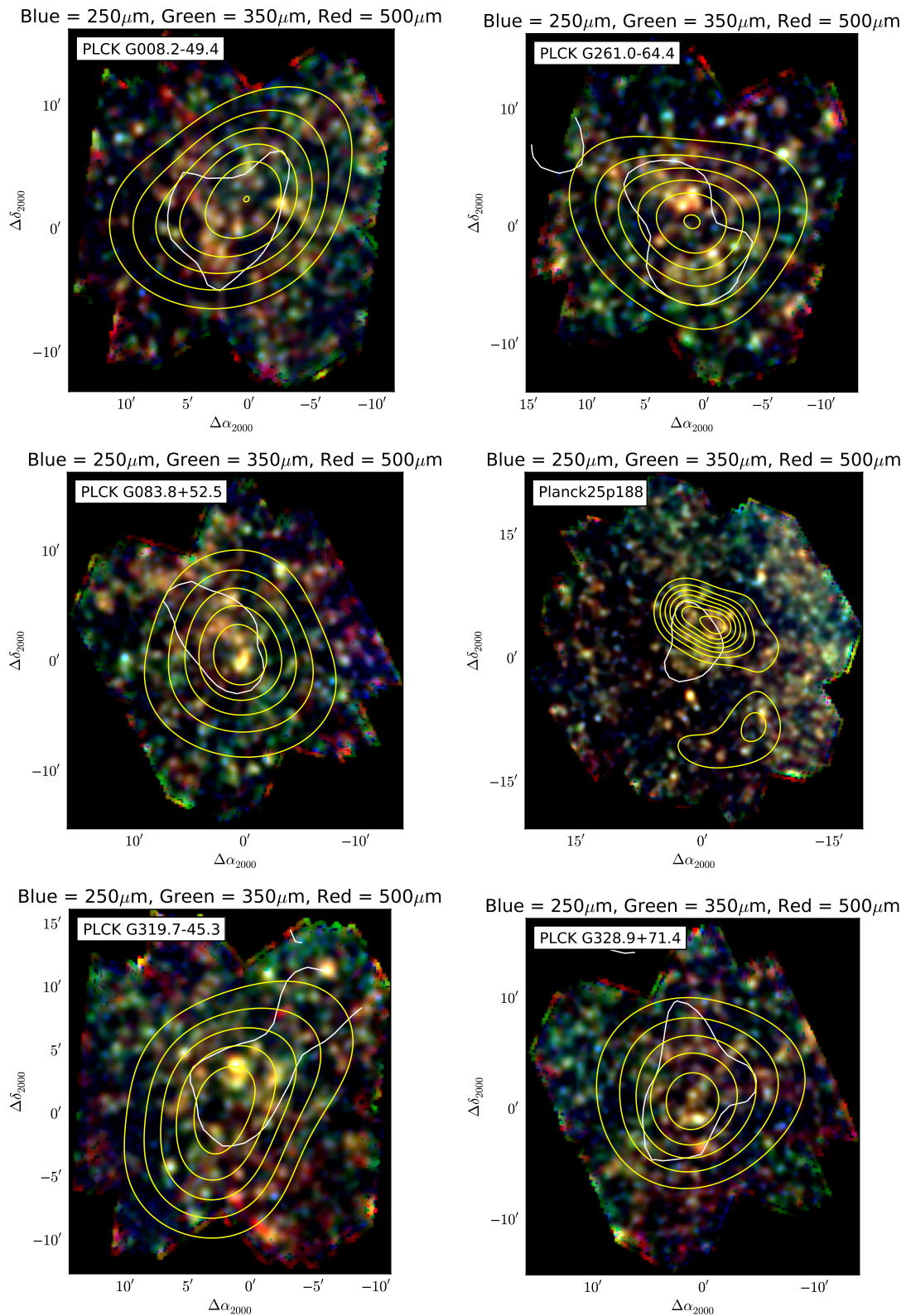


FIGURE B.31: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

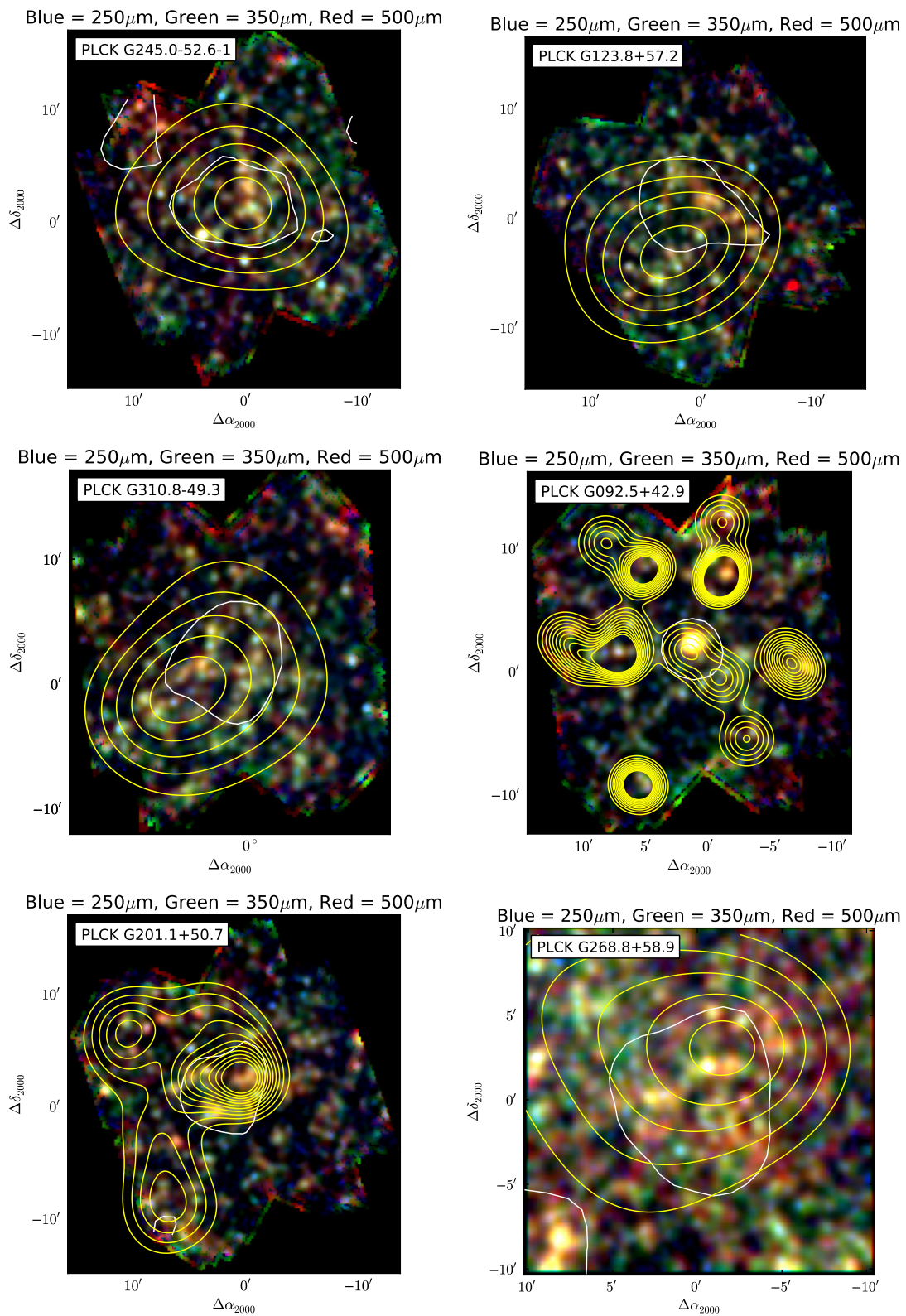


FIGURE B.32: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

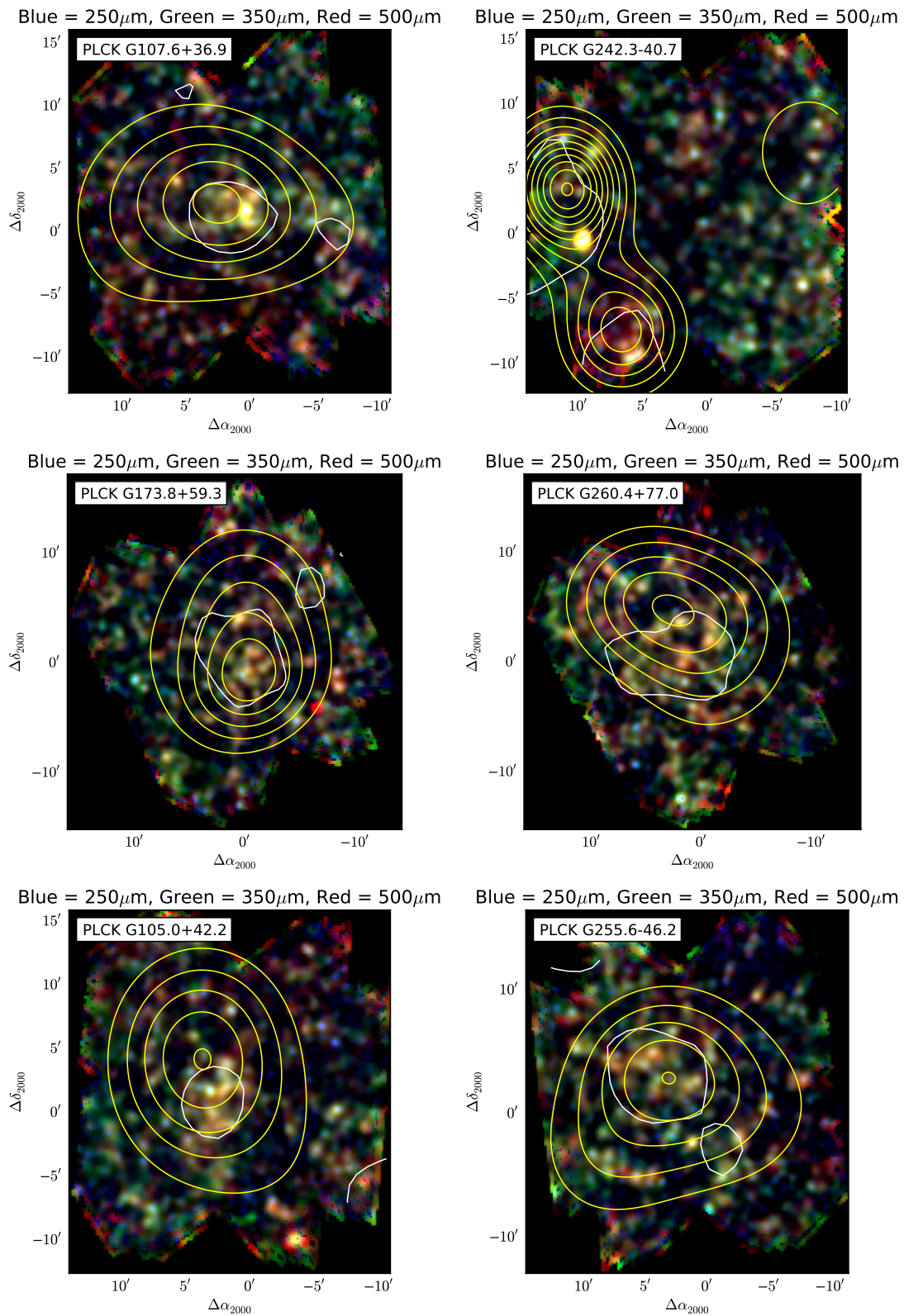


FIGURE B.33: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

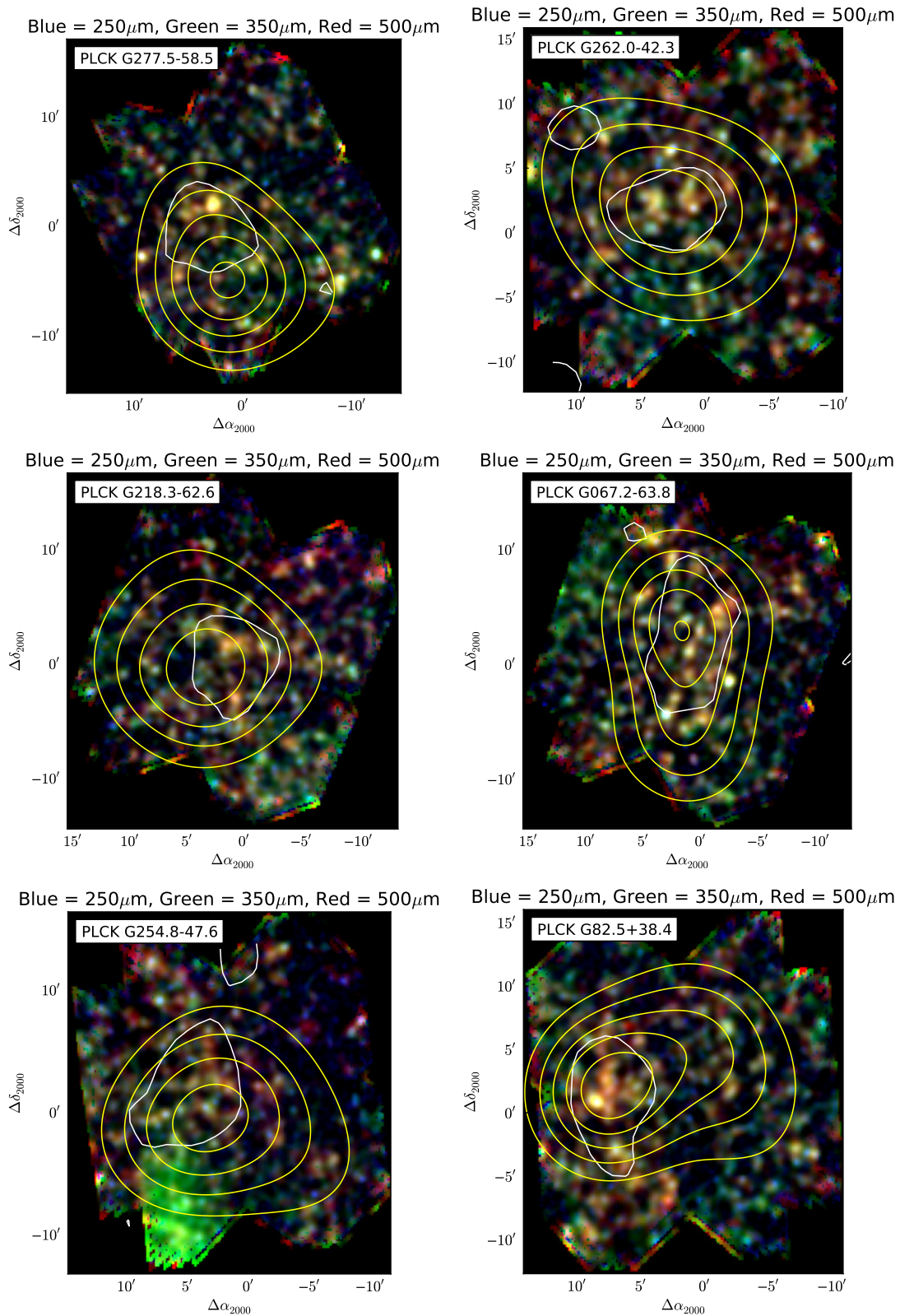


FIGURE B.34: Gallerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

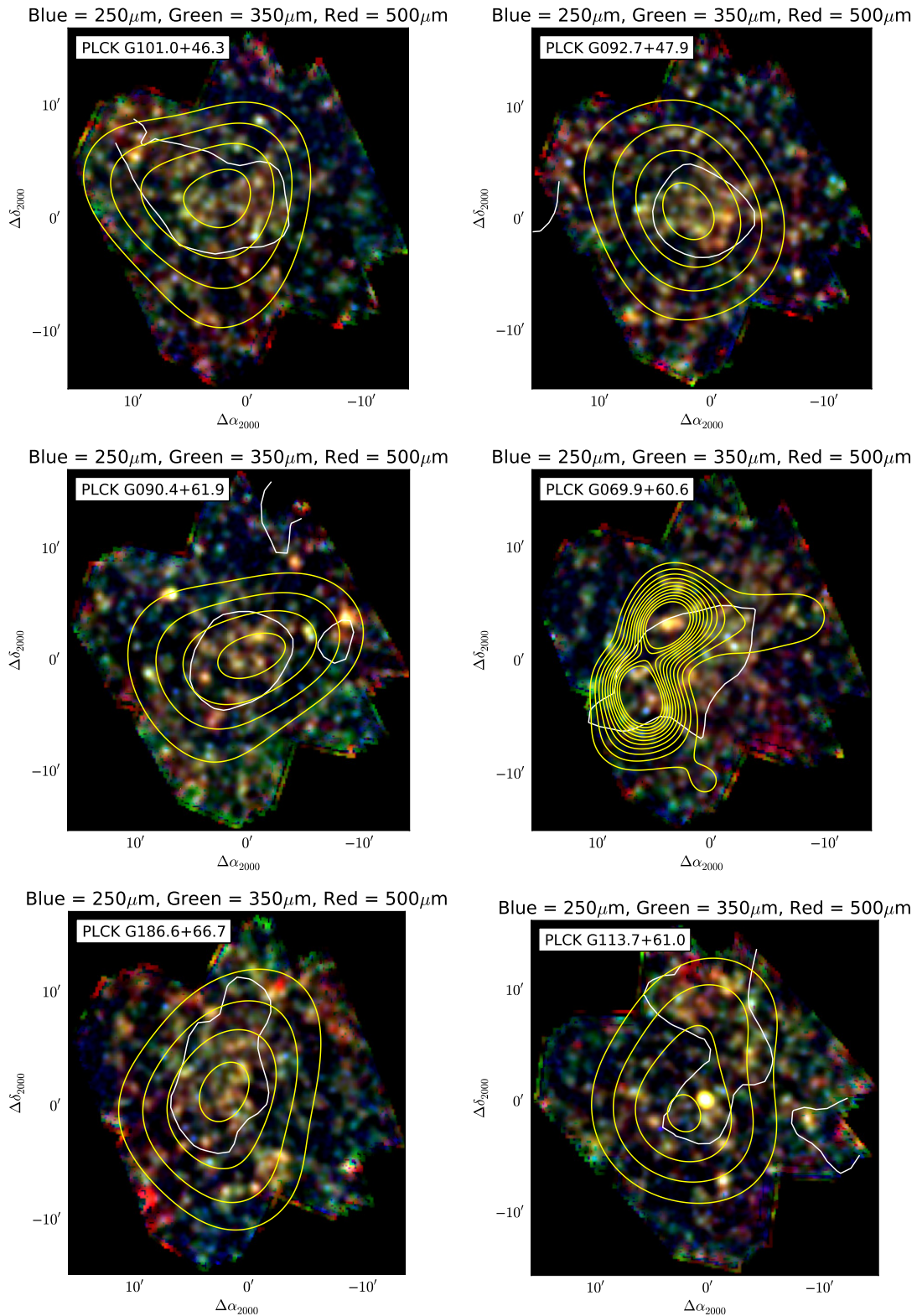


FIGURE B.35: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

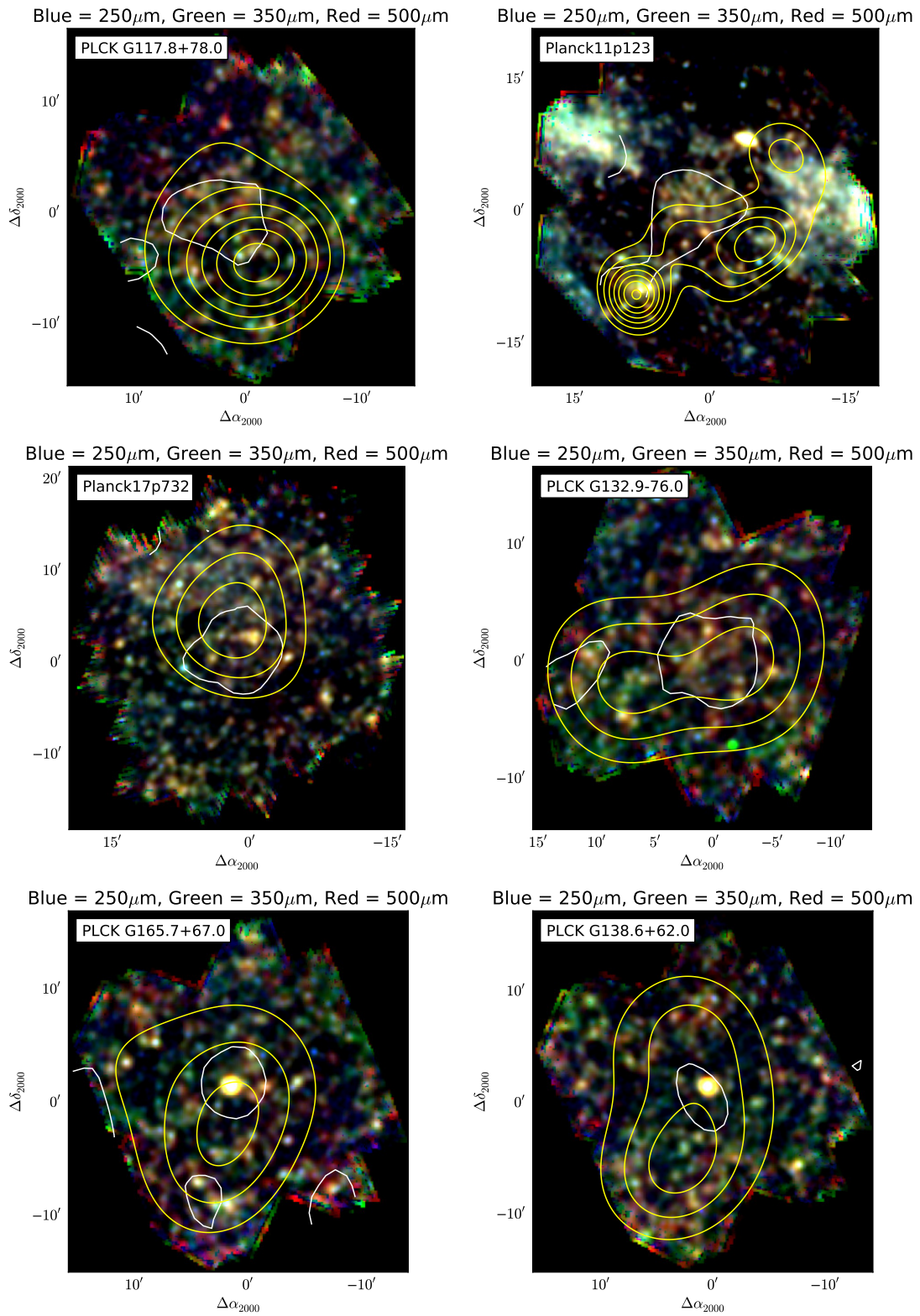


FIGURE B.36: Galerie des champs *Planck* High-*z* classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

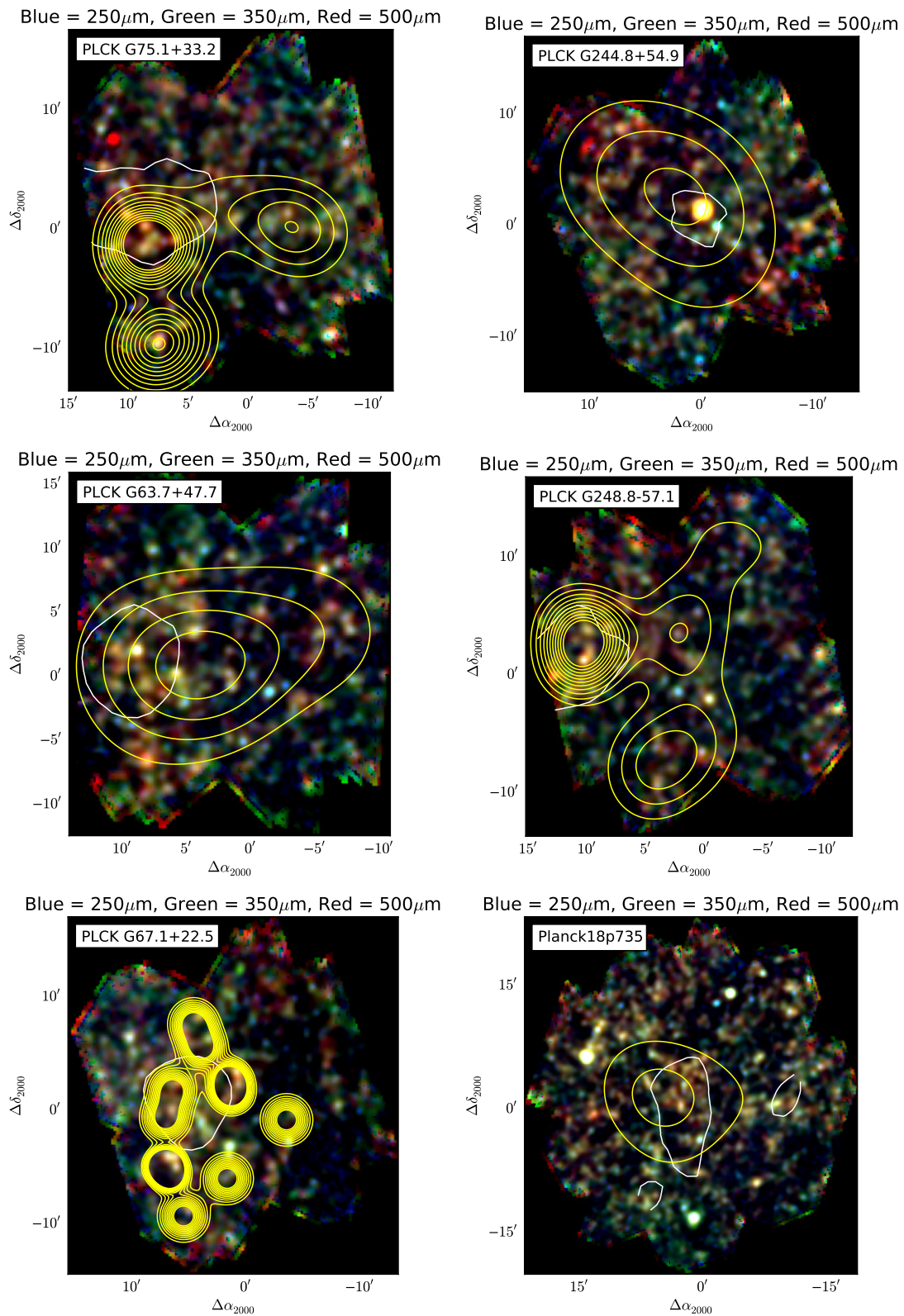


FIGURE B.37: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8

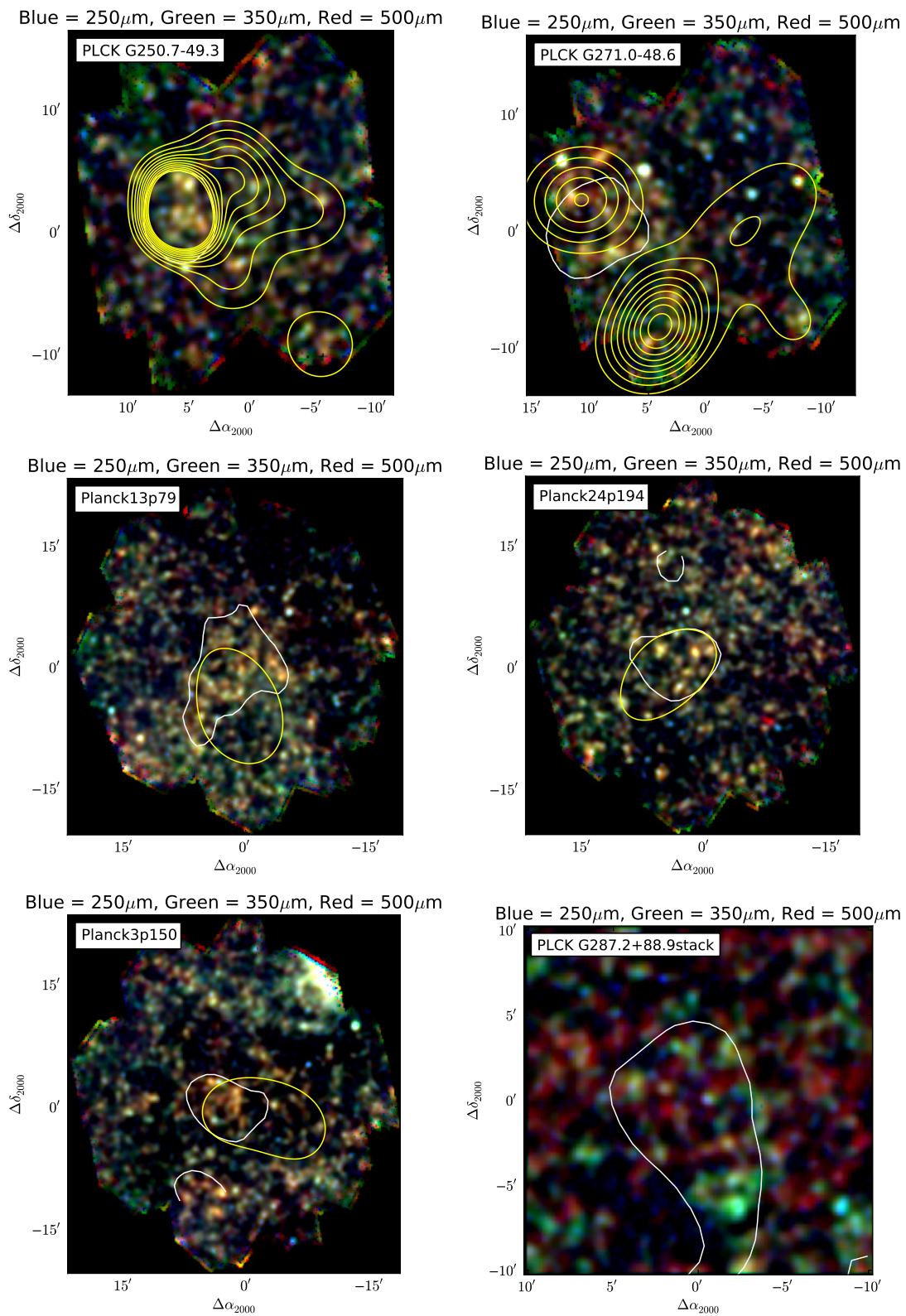


FIGURE B.38: Galerie des champs *Planck* High-z classés par significativité de densité décroissantes. Voir légende de la figure 4.8